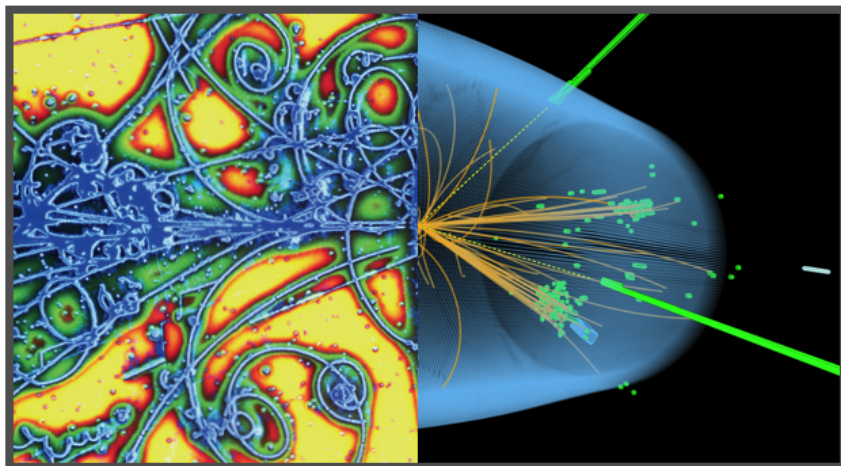

Physique des particules et Physique nucléaire



1^{ère} partie : Introduction à la Physique des particules

L. Favart
I.I.H.E., CP-230
Université Libre de Bruxelles,
1050 Brussels
lfavart@ulb.ac.be

Ce cours propose une introduction à la physique des particules destinée aux étudiants ayant déjà des notions d'électro-magnétisme, le relativité restreinte et de mécanique quantique.

Avertissement Ces notes de cours constituent actuellement une ébauche et sont à prendre en tant que telle. Elles constituent un support au cours donné oralement sans s'y substituer.

Références bibliographiques :

- "Particles and Fundamental Interactions", S. Braibant et al., Ed. Springer
- "Elementary particles", I.S. Hughes, Ed. Cambridge University Press.

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Préambule	7
1.2	Les atomes : une intuition étonnante	8
1.2.1	Découverte de l'électron	9
1.2.2	Découverte de la radioactivité	9
1.3	La découverte des premières particules	10
1.4	Structure de la matière, ordres de grandeur et unités	10
1.5	Quadri-vecteurs et invariants	12
1.6	Les interactions fondamentales	12
1.6.1	L'interaction électromagnétique	13
1.6.2	Les interactions faibles	14
1.6.3	Les interactions fortes	15
1.7	Le Modèle Standard de la physique des particules	16
1.8	Notion de section efficace	17
1.8.1	La luminosité	19
1.9	Lien avec la cosmologie	19
2	Moyens d'investigations	25
2.1	Où trouver des particules ?	25
2.1.1	Sources radioactives	25
2.1.2	Réacteurs nucléaires	26
2.1.3	Rayonnement cosmique	26
2.2	Accélérateurs (partie 1)	27
2.2.1	Mode opératoire	27
2.2.2	Comment accélérer des particules ?	28
2.2.3	Quelles particules accélérer ?	29
2.2.4	Le Cyclotron	29
2.3	Comment détecter les particules (introduction) ?	30
2.3.1	La chambre à brouillard	31
2.3.2	La chambre à bulles	31
2.3.3	Emulsion nucléaire	34
2.3.4	Détecteurs électroniques	35
3	Découvertes de nouvelles particules et des interactions forte et faible	49
3.1	Découverte des constituants de l'atome (1897 – 1932)	49
3.2	Mécanique quantique relativiste	51
3.2.1	L'équation de Schrödinger (rappel)	51

3.2.2	L'équation de Klein – Gordon	52
3.3	Interactions nucléaires et découverte des premiers mésons	52
3.3.1	Force nucléaire	52
3.3.2	Théorie de Yukawa	53
3.3.3	La découverte des pions	54
3.4	La stabilité du proton et le nombre baryonique (1939)	55
3.5	Le spin	56
3.6	L'équation de Dirac	57
3.6.1	Le principe d'exclusion	57
3.6.2	L'équation de Dirac	57
3.7	Les antiparticules	58
3.8	Les neutrinos et l'interaction faible	59
3.9	Les particules étranges	61
3.9.1	Conservation de l'étrangeté	61
3.10	La voie octuple et le modèle des quarks	62
3.10.1	La voie octuple	62
3.10.2	Le modèle des quarks	62
3.11	Les résonances	64
4	Les accélérateurs	75
4.1	La luminosité	76
4.2	Principes de base	77
4.3	Accélérateurs linéaires (LINAC)	79
4.3.1	Le LINAC de Winderöe	79
4.3.2	Les cavités résonantes	80
4.4	Le guidage et la focalisation	81
4.5	Accélérateurs circulaires (Synchrotrons)	82
4.6	L'émittance	83
4.7	Le rayonnement synchrotron	84
4.8	Les complexes d'accélérateurs	86
4.8.1	Le complexe du CERN - Genève	86
4.8.2	Le complexe de FermiLab - USA	88
4.8.3	Le complexe de DESY - Hambourg	89
4.9	Faisceaux secondaires	90
4.9.1	Production	90
4.9.2	Sélection et focalisation	90
5	Interactions particules-matière	111
5.1	Interactions électromagnétiques des particules chargées avec la matière	111
5.1.1	Perte d'énergie par ionisation pour une particule massive	111
5.1.2	Effet Cherenkov	117
5.1.3	Identification des particules grâce à la mesure de dE/dx	118
5.1.4	Parcours moyen et pic de Bragg	119
5.2	Interactions électromagnétiques des électrons avec la matière	119
5.2.1	Bremsstrahlung	120
5.2.2	Longueur de radiation	120
5.3	Interactions électromagnétiques des muons avec la matière	121

5.4	Interactions électromagnétiques des photons dans la matière	121
5.4.1	L'effet photoélectrique	122
5.4.2	L'effet Compton	123
5.4.3	La création de paire e^+e^-	124
5.4.4	Effet global	125
5.5	Les gerbes électromagnétiques	125
5.6	Les interactions nucléaires fortes	126
5.6.1	Longueur de collision	126
5.6.2	Les gerbes hadroniques	126
5.7	Comparatif	127
6	Détection et identification des particules	129
6.1	Introduction	129
6.1.1	Identification des particules par vertex secondaire	129
6.2	Schéma général des détecteurs auprès des collisionneurs	130
6.3	Techniques de détection	132
6.3.1	Détecteurs à volume sensible gazeux	132
6.3.2	Détecteurs à semi-conducteurs	134
6.3.3	Calorimètres	136
6.3.4	Détecteurs de muons	138
6.3.5	Et les neutrinos?	138
6.3.6	Reconstruction et identification des particules	139
6.3.7	Le détecteur de CMS	140
6.4	Expériences à cible fixe	140
6.5	Imagerie Cherenkov	141
7	Quarks et leptons : les constituants de la matière	153
7.1	Les hadrons et le nombre quantique de couleur	153
7.2	Un 4ème quark : le charme	154
7.3	La 3ème génération	155
7.3.1	Une troisième famille de leptons : le tau (τ) et son neutrino	155
7.3.2	La quark de beauté	156
7.3.3	Le quark top	156
8	Modélisation des interactions fondamentales	165
8.1	Théorie des perturbations	165
8.1.1	Propagateur et transfert d'impulsion	167
8.1.2	Lien avec la section efficace	168
8.2	Diagrammes de Feynman	169
8.3	La Chromodynamique Quantique	171
8.3.1	La constante de couplage forte	171
8.3.2	Le confinement des quarks	172
8.3.3	Les désintégrations fortes	173
8.3.4	Charge électrique des quarks	174
8.3.5	La structure du proton : des partons aux quarks	175
8.4	L'interaction faible	178
8.4.1	Courant neutre	178

8.4.2	Courant chargé	178
8.5	Unification des interactions	180
8.6	Les symétries discrètes	180
8.6.1	L'expérience de Wu	180
8.6.2	L'hélicité	181
8.6.3	La conjugaison de charge	182
8.6.4	La désintégration du pion chargé	182
8.6.5	Les symétries CP et CPT	183
8.6.6	Oscillations des K^0 et \bar{K}^0	183
8.6.7	Résumé des symétries discrètes	185

Chapitre 1

Introduction

La physique des particules s'intéresse aux plus petites structures de la matière et à leurs interactions. Pour sonder le monde de l'infiniment petit, il faut recourir aux énergies les plus grandes possibles. La physique des particules nécessite donc une approche faisant appel à la fois à la mécanique quantique et à la fois à la relativité restreinte. Les découvertes successives dans ce domaine ont été rendues possibles par les progrès technologiques permettant le développement des accélérateurs et des détecteurs de particules.

Le but de ce cours est de donner une introduction générale du domaine, dans ses aspects de compréhension de la physique fondamentale et des principales techniques expérimentales actuelles.

1.1 Préambule

L'appellation *particule élémentaire* est attribuée aux éléments les plus petits constituant la matière et supposés sans structure. Des particules considérées, un temps, comme élémentaires se révélèrent avoir une structure interne. Ce fut le cas des atomes considérés par les pré-socratiques comme insécables (étymologiquement) jusqu'à la fin du XIX^e siècle, mais également de tous les hadrons (protons, neutrons, pions, kaons, ... jusqu'à la découverte des quarks dans les années 1960. Dans l'état actuel de nos connaissances, le nombre de particules élémentaires est relativement restreint : il existe 6 leptons (électron, muon, tau et leurs neutrinos) et 6 quarks qui sont des fermions (ainsi que leurs antiparticules) et qui constituent l'ensemble de la matière, les bosons vecteurs responsables des interactions entre particules (photon, W^+ , W^- , Z et 8 gluons) et un boson de Higgs (H) responsable de la masse des particules.

La plupart des particules élémentaires sont instables, c'est-à-dire qu'elles se désintègrent en un temps fini en au moins deux particules plus légères. Les seules particules élémentaires stables et libres sont l'électron (e^-), son antiparticule le positon (e^+) et le photon (γ). Les deux quarks les plus légers (u et d), leurs antiparticules (\bar{u} et \bar{d}) ainsi que les 8 gluons sont également élémentaires et stables mais n'existent pas à l'état libre ; cependant, ensemble, ils peuvent former le proton (p) et l'antiproton (\bar{p}) qui sont les seuls hadrons stables (mais pas élémentaires).

La physique des particules est née et a progressé grâce à l'étude du rayonnement cosmique jusqu'après la seconde guerre mondiale. Le développement fulgurant qui a suivi a été rendu possible par les avancées technologiques, en particulier, des accélérateurs des particules et des techniques

de détection, comme en témoignent les 10 Prix Nobel de physique attribués à la discipline depuis 1980. L'étude du rayonnement cosmique a continué de progresser en parallèle des études auprès des accélérateurs et a connu un nouvel essor ces dernières décennies sous l'appellation de physique des *astroparticules*.

Dans la suite de ce chapitre nous suivrons l'historique des premières idées et des premières découvertes.

Les philosophes grecs pré-socratiques dont notamment Empédocle au V^e siècle av. J.-C., proposaient de décrire tous les matériaux constituant le monde comme étant composés de quatre éléments de base : la terre, l'eau, l'air et le feu. La recherche d'un cinquième élément, l'éther (substance subtile permettant de transmettre des effets entre les corps), a donné le mot quintessence.

1.2 Les atomes : une intuition étonnante

Pour autant que nous sachions, la première approche matérialiste, c'est-à-dire visant à décrire le monde comme étant un assemblage d'éléments plus petits, remonte aux pré-socratiques (V^e siècle BC). Il faut remonter à Leucippe dont il ne reste presque pas de traces, Democrite (*ca* 460-340 BC), son disciple, et dont les idées seront reprises par Epicure (*ca* 341-270 BC) et plus tard par Lucrèce (*ca* 98-55 BC). Elle repose sur les trois propositions suivantes :

- la matière est constituée d'atomes, éléments insécables et impérissables,
- les atomes se déplacent et se combinent dans le vide,
- les phénomènes naturels suivent un principe de causalité.

C'est une approche révolutionnaire qui pose les bases d'une approche scientifique en faisant des hypothèses fortes et audacieuses. Tout se réduit aux constituants élémentaires de la matière qui s'assemblent de façons multiples et variées pour former tous les états observés. L'âme elle-même est matérielle. Comme l'âme est éternelle, les atomes le sont aussi. De même, les dieux sont constitués d'atomes, ce qui ne les rend plus vraiment indispensables à la description du monde. Ce que nous voyons, sentons, entendons ne sont que des circulations d'atomes ; nos interactions ne sont que échanges d'atomes. Là encore, cette approche est particulièrement visionnaire. Si cette description ne repose sur aucun fait expérimental, elle illustre le désir de définir une réalité en soi, donnant ainsi une identité à la Nature, et faisant de la découverte de celle-ci un projet humaniste.

Cette approche a été reprise au XIX^e siècle. Elle permettait d'expliquer bien des lois de la chimie (R. Boyle définit la chimie en 1661, Lavoisier établit une liste de 33 éléments en 1789, en 1803 J. Dalton propose la première théorie atomique de la matière) qui culmina avec la classification des éléments de D. I. Mendeleïev en 1868 dans une table suivant leur masse atomique, où les propriétés chimiques étaient périodiques. Les premières confirmations expérimentales de l'existence des atomes vinrent au début du XX^e siècle. Ce domaine de la physique connut alors une progression fulgurante. Il aura fallu attendre 25 siècles pour que cette intuition soit établie comme une vérité.

Les tubes à décharges développés au XIX^e siècle ont montré qu'un gaz, à basse pression, soumis à un champ électrique très élevé devient conducteur. La mesure de ces courants faibles (quelques nanoampères) apportent la preuve que l'atome, bien que globalement électriquement neutre, contient des charges électriques légères. Notre vision actuelle du phénomène est la suivante : le champ électrique produit par la différence de potentiel appliqué entre les électrodes (voir figure 1.1 de gauche)

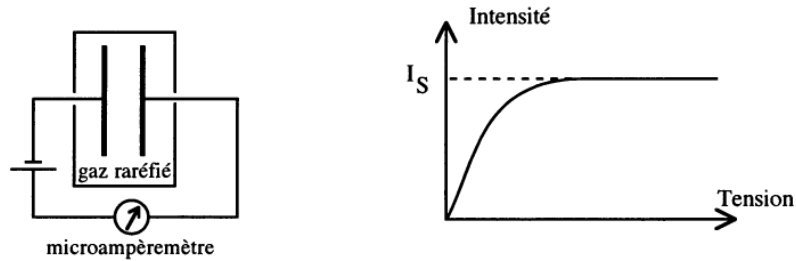


FIGURE 1.1 – Schémas illustratifs relatifs à la décharge électrique dans un gaz soumis à un champ électrique. Figure extraite de C. Aslangul Ed. de boeck - 2016.

a pour effet d'ioniser une faible fraction du gaz. Les électrons libérés sont accélérés par le champ électrique et provoquent des collisions ionisant d'avantage le gaz, provoquant un courant. Si l'on augmente la différence de potentiel (tension), l'intensité du courant mesuré augmente jusqu'à une valeur de saturation (I_S) (voir figure 1.1 de droite). Le premier régime est typique d'un conducteur ohmique, loi d'Ohm $I = V/R$, où la résistance R est due à la dissipation dans le milieu : les électrons sont freinés par les atomes du milieu ambiant par une recombinaison des électrons avec les ions créés. Pour des tensions supérieures l'énergie plus élevée des électrons rend les recombinaisons moins probables jusqu'à devenir négligeables, c'est la valeur de saturation : les électrons ne sont plus freinés dans leur trajectoire jusqu'à l'anode. Si l'on applique des tensions encore nettement supérieures, on observe un claquage, c'est-à-dire un arc électrique entre les deux électrodes grâce à la formation d'un plasma (nous en rediscuterons plus tard dans le cours). Si, de plus, le fil de la cathode est très petit et chauffé on obtient un rayonnement intense appelé rayonnement cathodique. A l'époque, l'atome apparaît donc comme un assemblage de particules chargées mais globalement neutre.

1.2.1 Découverte de l'électron

En 1897, J.J. Thomson étudie quantitativement les rayonnements cathodiques. En soumettant ces rayons à un champ magnétique et/ou électrique il détermine le rapport q/m de la charge sur la masse de ces particules. Il en déduit, confirmant son hypothèse, que l'électricité est constituée de particules possédant une charge et une masse. De plus cette masse est bien inférieure à celle des ions. La valeur actuelle du rapport charge sur masse de l'électron est de $q/m = -1.758820150(44)$ C/kg. En 1909, R.A. Millikan, en étudiant la chute de gouttelettes d'huiles chargées dans de l'air entre les plaques d'un condensateur, détermine la charge de l'électron. Les valeurs actuelles sont $q = -e = -1.602176565(35) \times 10^{-19}$ C et $m = 9.10938291(40) \times 10^{-31}$ kg.

1.2.2 Découverte de la radioactivité

Dès la fin du XIX^e siècle on commença à étudier les rayonnements émis par les éléments lourds (Bequerel découvrit une plaque photographique impressionnée par inadvertance par de l'uranium dont il étudiait la fluorescence). Pierre et Marie Curie d'un côté et Rutherford d'un autre étudièrent ces rayonnements et les classèrent en trois catégories :

- le rayonnement alpha (α) où la particule émise est relativement lourde et déviée par la droite par un champ magnétique (charge positive). On sait depuis qu'il correspond à des noyaux d'hélium (soit $2p$ et $2n$).

- la rayonnement bêta (β). Il correspond des électrons.

En même temps que les preuves étaient établies de l'hypothèse atomique, on avait des doutes sur l'indivisibilité de l'atome. Celui-ci semblait avoir des constituants dont un élément porteur d'une charge électrique et très léger, l'électron.

1.3 La découverte des premières particules

Au début du XX^e siècle, la conception de la nature consistait à traiter séparément les particules matérielles et les interactions entre elles : les forces. Les champs ou ondes définissent les forces dans l'espace et les particules décrivent des trajectoires résultant de ces forces. Les équations de Maxwell montraient déjà un lien entre les forces électrique et magnétique qui fut renforcé par la relativité restreinte qui montra que l'une pouvait se transformer en l'autre en changeant de référentiel. Elles sont donc deux aspects d'une même force, la force électromagnétique. A cette époque, seuls 85 éléments chimiques étaient connus, et en termes de particules, seuls l'électron, le proton (et le photon) l'étaient. Seules les interactions électromagnétique et gravitationnelle semblaient régir les forces de la nature.

Vers 1912, les expériences de Victor Hess (Nobel 1936) ont montré que des rayonnements ionisant bombardent en permanence la surface de la Terre. Ces rayonnements augmentent d'intensité avec l'altitude. Leur origine n'est donc pas terrestre ; on les appelle le *rayonnement cosmique*.

Patrick Blackett (Nobel 1948) a développé une technique de détection basée sur une *chambre à brouillard* placée dans un champ magnétique qui a pour effet de courber les trajectoires des particules chargées. Il réalise ainsi les premières photographies du rayonnement cosmique.

1.4 Structure de la matière, ordres de grandeur et unités

En sondant la matière à des échelles de plus en plus petites, des structures successives apparaissent qui peuvent être décrites en termes d'objets de plus en plus petits : molécules, atomes, noyaux, nucléons (i.e. protons, neutrons) et électrons, quarks. Ces objets sont séparés par des distances dont les ordres de grandeurs ne se succèdent pas de façon régulière. Ainsi si le noyau atomique possède une taille 10.000 fois plus petite que l'atome, les nucléons sont collés les uns aux autres.

En physique des particules il est d'usage d'utiliser des unités plus naturelles à cette échelle, liées au système MKS (m, kg, s) par les relations :

$$\begin{array}{l|l} \text{longueur :} & 1 \text{ fm} = 1 \text{ fermi} = 10^{-15} \text{ m} \\ \text{impulsion :} & eV/c \\ \text{section efficace :} & 1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 \end{array} \left| \begin{array}{l} \text{énergie :} \quad 1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J} \\ \text{masse :} \quad eV/c^2 = 1.78 \cdot 10^{-36} \text{ kg} \end{array} \right.$$

que l'on décline avec les préfixes habituels :

$$\begin{array}{l|l|l|l|l|l} \text{milli} & m = 10^{-3} & \text{micro} & \mu = 10^{-6} & \text{nano} & n = 10^{-9} & \text{pico} & p = 10^{-12} & \text{femto} & f = 10^{-15} \\ \text{kilo} & k = 10^3 & \text{mega} & M = 10^6 & \text{giga} & G = 10^9 & \text{tera} & T = 10^{12} & \text{peta} & P = 10^{15} \end{array}$$

Pour des raisons de commodité on choisira souvent de poser $c = \hbar = 1$ et sans unités.

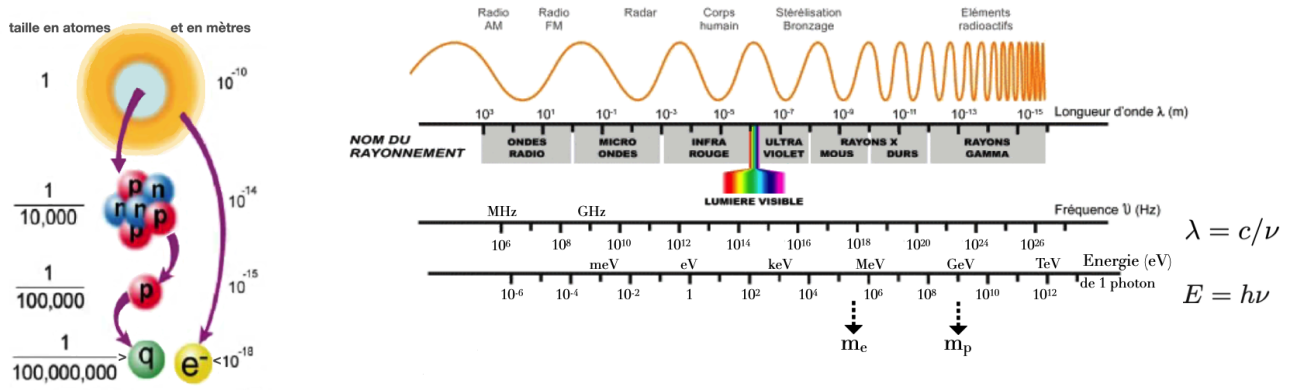


FIGURE 1.2 – Longueurs d’onde, tailles et énergies correspondantes.

Pour sonder la structure de la matière, l’usage de la lumière ne convient plus lorsque la taille des objets à sonder est inférieure à la longueur d’onde de la lumière utilisée. Ainsi la lumière visible ne nous permet pas d’atteindre des résolutions spatiales inférieures à quelques dixième de microns ($\lambda \simeq 0.5\mu m$) soit la taille d’un grain photographique. C’est donc la limite naturelle du microscope optique - voir figure 1.2. Aux plus hautes fréquences, c’est-à-dire aux plus petites longueurs d’onde ($\lambda = c/\nu$), les rayons X permettent de pénétrer le corps humain, mais il est difficile de créer et de contrôler des rayons de plus petites longueur d’onde.

$$\lambda(\text{cm}) = \frac{1.24 \cdot 10^{-10}(\text{MeV s})}{p(\text{MeV}/c)} \tag{1.1}$$

Obtenir un faisceau de lumière intense à haute fréquence et pouvoir le maîtriser (guider et focaliser) n’est pas une chose facile. En revanche un faisceau de particules chargées peut être plus facilement accéléré (contrôle de la longueur d’onde), guidé et focalisé par l’usage de champs électromagnétiques. C’est là le principe de base du microscope électronique dont le pouvoir de résolution permet d’atteindre la taille des atomes (1 angström, $1 = 1.00001510^{-10}m$). En mécanique quantique, à tout objet de taille suffisamment petite, on associe une onde dont l’énergie et la fréquence sont liées par la relation $E = h\nu = hc/\lambda$. En accélérant une particule, on augmente son énergie cinétique, et donc on augmente la fréquence associée. C’est sur ce principe que repose l’essor de la physique des particules rendu possible par les accélérateurs de particules. En cherchant à atteindre des énergies toujours plus élevées, aux limites de la technologie, la matière a pu être sondée jusqu’à des échelles proches de $10^{-19}m$, soit un dix millième de la taille d’un proton. La limite actuelle sur la taille de l’électron est de $10^{-21}m$. Les énergies correspondantes sont explicitées dans les slides - page I-8. Les énergies les plus élevées atteintes en laboratoire sur d’une dizaine de TeV , mais l’on observe l’effet de rayonnements cosmiques possédant des énergies encore supérieures, de l’ordre du PeV . La table ci-dessous donne les ordres de grandeur de l’énergie minimum correspondant aux tailles auxquelles on peut accéder est les outils dont on dispose :

Δx (cm)	E	outils
10^{-5}	2 eV	microscope optique
10^{-8}	2 keV	rayons X
10^{-11}	2 MeV $\simeq 4m_e$	rayons γ
10^{-14}	2 GeV $\simeq 2m_p$	accélérateurs
10^{-16}	200 GeV $\simeq 2m_W$	accélérateurs LEP, HERA
10^{-18}	2 TeV	accélérateurs TeVatron, LHC

1.5 Quadri-vecteurs et invariants

Nous utiliserons les quadri-vecteurs comme notations des coordonnées d'espace-temps et d'énergie-impulsion :

$$x = (ct, \vec{x}) = (x_0, x_1, x_2, x_3) \quad p = (E/c, \vec{p}) = (p_0, p_1, p_2, p_3) \quad (1.2)$$

en faisant le choix de l'usage de la matrice de Minkowski

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

on obtient :

$$p^2 = E^2/c^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 = E^2/c^2 - |\vec{p}|^2 = m^2 c^2. \quad (1.4)$$

Le carré du quadri-vecteur énergie-impulsion (invariant relativiste comme produit de quadri-vecteur) donne donc la masse au carré de la particule. La masse étant la seule énergie d'une particule libre dans le référentiel dans lequel elle est au repos.

Pour un ensemble de particules, on parle de **masse invariante** de cet ensemble. Prenons par exemple une désintégration en trois corps : $A \rightarrow B + C + D$, par conservation d'énergie d'une part et par conservation de l'impulsion suivant chaque direction d'autre part, on a :

$$E_A = E_B + E_C + E_D \quad \vec{p}_A = \vec{p}_B + \vec{p}_C + \vec{p}_D \quad (1.5)$$

et donc :

$$p_A^2 = m_A^2 = E_A^2 - |\vec{p}_A|^2 = (E_B + E_C + E_D)^2 - (\vec{p}_B + \vec{p}_C + \vec{p}_D)^2 \quad (1.6)$$

on peut donc reconstruire la masse d'une particule s'étant désintégrée à partir des mesures d'énergie et d'impulsions des particules issues de la désintégration. C'est le principe de base cinématique utilisé dans la mise en évidence de l'existence d'une nouvelle particule.

1.6 Les interactions fondamentales

Pour autant que nous sachions, il n'existe quatre types d'interactions fondamentales¹ :

- l'interaction électromagnétique (EM),
- les interactions faibles (If),
- les interactions fortes (IF),
- l'interaction gravitationnelle.

A elles seules, elles sont à la base de toutes les interactions que l'on rencontre dans l'Univers, toutes échelles comprises. Les trois premières peuvent être décrites dans le cadre d'une théorie quantique des champs (c'est-à-dire une approche quantique relativiste de la mécanique et de la dynamique), menant à des prédictions qui, avec les précisions actuelles, n'ont pu être mise en défaut. Les nombreuses tentatives d'unification de la relativité générale et d'une approche quantique ont jusqu'à présent été des échecs. C'est du point de vue de la physique des particules, ou simplement d'un point de vue quantique, l'interaction la moins bien connue. Ceci est dû au fait que son intensité est bien moindre

1. bien que le couplage au Higgs puisse être vue comme une cinquième interaction

	forte	électromagnétique	faible	gravitationnelle
intensité	1	1/137	10^{-8}	10^{-40}
sensibilité	charge de couleur	charge électrique	charge faible	masse
portée (m)	10^{-15}	∞	10^{-18}	∞
particules affectées	hadrons	particules chargées	toutes sauf photon et gluons	particules massives
théorie	chromodynamique quantique (QCD)	électrofaible (EW)		relativité générale
particule médiatrice	gluon (g)	photon (γ)	W^\pm et Z	graviton ?
exemple de réaction	$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$	$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$	$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$	
section efficace	10 mb	20 μb	10 fb	
ex. de désintégration	$\rho \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	
temps de vie	10^{-23} s	10^{-16} s	10^{-8} s	

TABLE 1.1 – Tableau présentant les principales caractéristiques des interactions fondamentales

par rapport aux trois autres interactions, son effet n'est donc facilement mesurable qu'en leur absence, c'est-à-dire sur des très grandes distances (macroscopiques) où les effets (à courtes portées) des If et des IF sont négligeables et où les charges s'annulent. Nous ne discuterons donc plus des interactions gravitationnelles dans ce qui suit et renvoyons le lecteur à un cours de relativité générale.

La matière est constituée de particules mais les interactions sont médiées également par des particules. Tout est donc "particules" agissant dans le vide. Les pré-socratiques avaient vu juste !

Le tableau ci-dessous présente les caractéristiques principales des quatre interactions. Lorsque plusieurs interactions peuvent prendre place, on ne considère que celle qui domine (plus grande intensité). Il est à remarquer que les chiffres d'intensité dépendent fortement des particules qui entrent en jeu et de leur énergie, ils sont donc à prendre comme des ordres de grandeur approximatifs. La notion de section efficace reprise dans le tableau est définie plus loin dans ce chapitre.

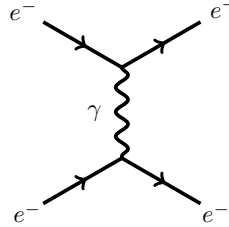
1.6.1 L'interaction électromagnétique

L'interaction électromagnétique prend place entre deux particules chargées électriquement. Elle est médiée par l'échange de photons (boson de spin 1 et de masse nulle). Elle est responsable des liaisons entre atomes et entre molécules, mais également de tous ce qui est lié à l'électricité, au magnétisme et à la lumière (dont les ondes radio, les rayons X,...).

Suivant l'approche de l'électrodynamique quantique (QED), on représente les interactions sous forme de petits diagrammes où l'on place le temps sur l'axe horizontal et une dimension d'espace sur l'axe vertical. Les particules "entrent" donc par la gauche (initialement libres) interagissent par l'échange d'une (ou plusieurs) particule(s) sur un temps très court et repartent vers la droite "après" interaction. Aux points d'interactions des particules (vertex en anglais), l'énergie, l'impulsion ainsi que certains nombres quantiques (comme la charge électrique) doivent être conservés. A chaque point d'interaction on associe un couplage, ici le couplage électromagnétique $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$. On associe une flèche au sens de déplacement des particules, et, par convention, une flèche au sens inversé

pour les antiparticules².

Pour représenter la réaction de diffusion $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$, appelée la diffusion Moller, on dessine le diagramme ci dessous.



Les électrons entrant échangent un photon qui transfère de l'énergie-impulsion. On dit que l'interaction est *médiée* par un photon. Etant à des échelles de temps typiquement quantiques on ne peut pas dire lequel émet et lequel absorbe le photon. On peut se rendre compte facilement que pour conserver l'énergie et l'impulsion à chaque point d'interaction, le photon ne peut pas avoir une masse nulle. On parle alors de *particule virtuelle* échangée, ou de *particule hors de sa couche de masse*.

Un diagramme quasiment identique est utilisé pour décrire la réaction $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$, mais dans ce cas un autre diagramme doit être rajouté (correspondant à une simple rotation du premier). Car il y a deux *processus* qui contribuent à la même réaction : un processus de diffusion (diffusion Bhabha) et un processus d'annihilation.



Ces diagrammes, dit *diagrammes de Feynman*, sont bien plus qu'une représentation picturale des processus physique, ils représentent une méthode de calcul très puissante. En suivant les *règles de Feynman* et en dessinant tous les diagrammes possibles, on peut calculer l'amplitude des différents processus. En les élevant au carré (en donc en tenant compte des interférences) on obtient la section efficace d'une réaction.

La discussion ci-dessus, faite pour l'électron (et son antiparticule, le positon), est directement transposable à toute autre particule élémentaire chargée (muon, quark,...).

1.6.2 Les interactions faibles

L'interaction faible est responsable de la désintégration nucléaire bêta mais aussi de celle des pions chargés ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$), des muons ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$) ainsi que, comme nous le verrons, de celle des particules étranges. Une autre manifestation très courante de l'interaction faible dans l'Univers se passe dans les étoiles. L'énergie radiée par les étoiles provient principalement de la combustion de l'hydrogène en hélium qui nécessite tout d'abord la production d'hydrogène lourd, ou deutérium, par

2. comme vous le verrez plus tard, avec l'approche de Dirac, les antiparticules peuvent être vues formellement comme des particules remontant le temps

fusion de deux atomes d'hydrogène ordinaire. Cette fusion n'est possible que par désintégration bêta d'un des deux noyaux d'hydrogène. Cela explique le taux très élevé de neutrinos émis par le Soleil.

Les interactions faibles sont de deux types :

i) à *courant chargé*, correspondant à l'échange d'un boson W^\pm , d'une masse de 80,38 GeV. Voir par exemple la désintégration bêta de l'hélium en Lithium (voir cliché chambre à brouillard slide I-9) ou la réaction $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e$ identique à la désintégration du neutron : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ si l'on transforme le positon de l'état initial en électron de l'état final.



FIGURE 1.3 – Exemples d'interactions faibles à courant chargé a) $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e$, b) $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

ii) à *courant neutre*, correspondant à l'échange du boson neutre Z , d'une masse de 91,19 GeV. Par exemple la réaction $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ (voir cliché chambre à bulles slide I-10).

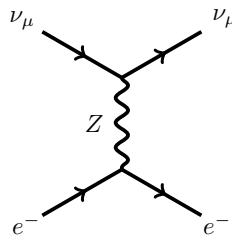


FIGURE 1.4 – Exemple de diagramme d'interaction faible à courant neutre : $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$.

Dans les années 1960, Glashow, Weinberg et Salam introduisirent un formalisme qui permit d'unifier l'interaction faible et l'interaction électromagnétique en l'interaction électro-faible, montrant qu'il y avait deux manifestations d'une seule interaction et qu'elles sont indifférenciables aux hautes énergies (quand les masses des bosons échangés deviennent négligeables devant leurs impulsions).

1.6.3 Les interactions fortes

La matière hadronique est la matière connue la plus abondante dans l'Univers. Pour des raisons que nous éluciderons, l'interaction forte est de courte portée, elle ne se manifeste donc qu'à haute énergie. Dans l'approche de la chromodynamique quantique (QCD), elle correspond à des échanges de gluons entre particules possédant une charge de couleur (uniquement quarks et gluons - les leptons ne portent pas de charge de couleur). Elle se manifeste dans les interactions entre hadrons car ces derniers ne sont pas des particules élémentaires mais sont constitués de quarks (q) et de gluons (g). On représente donc l'interaction forte à un vertex $q \rightarrow q + g$ de façon assez analogue à l'interaction électromagnétique $e \rightarrow e + \gamma$. On représentera donc l'interaction $q + \bar{q} \rightarrow q + \bar{q}$ par les diagrammes suivants :

FIGURE 1.5 – Exemple de diagramme d’une interaction forte : $q\bar{q} \rightarrow q + \bar{q}$

Ce type de processus prend place au sein des hadrons qui rentrent en collisions. Les quarks de l’état final se recombinaient à d’autres quarks pour former des hadrons suivant des mécanismes complexes et donnant lieu à une très grande diversité de processus possibles dont voici quelques exemples :

$$\begin{aligned}
 p + p &\rightarrow p + p \\
 &\rightarrow p + p + \pi^0 \\
 &\rightarrow p + n + \pi^+ \\
 &\rightarrow \Lambda + n + K^+ + \pi^0 + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \\
 p + n &\rightarrow p + n \\
 &\rightarrow p + n + \pi^+ + \pi^- \\
 n + n &\rightarrow n + n \\
 &\rightarrow n + n + \pi^0
 \end{aligned}$$

Les pions (π^0, π^\pm) comme nous le verrons sont les hadrons les plus légers, le Lambda Λ et le kaon K étant d’autres hadrons parmi les centaines de hadrons existants. La production d’un grand nombre de hadrons dans l’état final n’est cinématiquement possible que si l’énergie initiale est suffisante. A très haute énergie, et à plus forte raison pour des collisions de noyaux, le nombre de particules de l’état final peut être de plusieurs centaines (voir événement de collision $Au - Au$ slide I-11).

Les interactions fortes sont également responsables de certaines désintégrations (de hadrons en hadrons bien évidemment). L’interaction étant très probable (grand couplage), le temps de vie de ces particules est très petit (voir tableau 1.1).

1.7 Le Modèle Standard de la physique des particules

L’ensemble de nos connaissances actuelles sur la structure élémentaire de la matière et sur 3 des 4 interactions fondamentales sont contenues dans le Modèle Standard de la physique des particules sont reprises dans le tableau de la figure 1.6.

Les particules qui constituent la matière (même instable) sont tous des fermions de spin 1/2 : les leptons et les quarks. Les leptons peuvent être de charge électrique nulle ou porter une charge unitaire. Les quarks portent une charge fractionnaire de 2/3 ou de -1/3. A chaque particule est associée une antiparticule de charge opposée. Les interactions sont portées par des bosons de spin 1, le photon (EM), les W et Z (If) et les 8 gluons (IF). Découvert en 2012, le boson de Higgs (spin 0) complète le tableau des particules élémentaires et est lié au mécanisme responsable des masses des

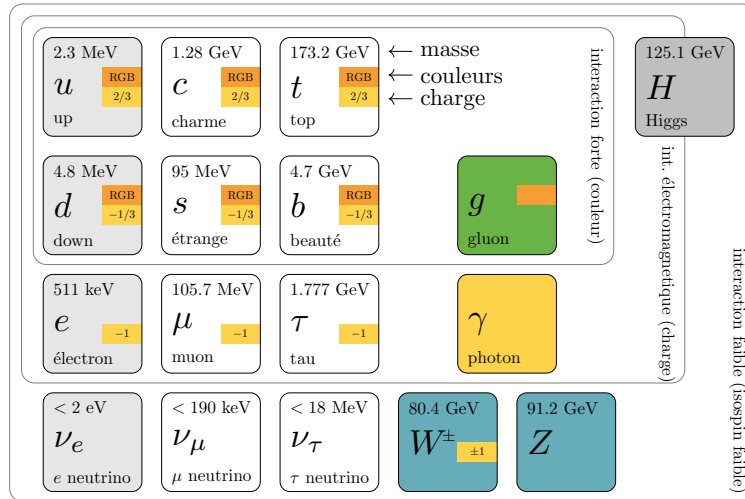


FIGURE 1.6 – Tableau des particules élémentaires du modèle standard.

autres particules.

Les interactions y sont décrites par un lagrangien construit à partir d'un principe d'invariance de jauge reposant sur un groupe de symétrie différent pour chacune des trois type d'interactions : U(1) pour l'EM (QED), SU(2) pour les If et SU(3) pour les IF (QCD).

Les masses des particules élémentaires s'étendent sur un domaine très large et semblent ne présenter aucune régularité, comme l'illustre la figure 1.7.

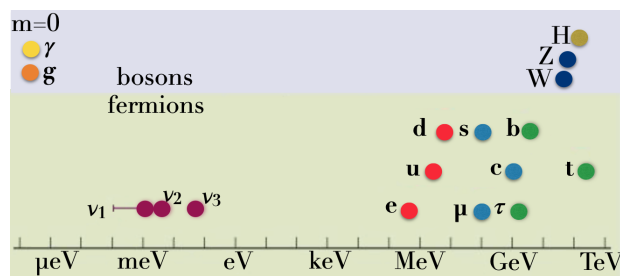


FIGURE 1.7 – Masses des particules élémentaires.

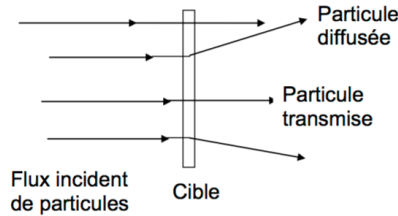
Nous verrons au long de ce cours les principales découvertes qui ont permis petit à petit de développer le modèle standard.

1.8 Notion de section efficace

Sonder la structure de la matière revient à réaliser des expériences de diffusion de particules sur une cible. Différents types de diffusions sont à distinguer :

- diffusion élastique, du type $A + B \rightarrow A + B$, où la nature des particules est conservée. On parle de diffusion élastique de la particule A sur la particule (ou cible) B.

- diffusion inélastique, du type $A + B \rightarrow X$, où X désigne un ensemble de particules non défini (on somme sur toute une série d'états finals possibles). Notons que dans l'ensemble X de nouvelles particules sont créées et donc peut-être des particules jusque-là inconnues.
- diffusion semi-élastique, du type $A + B \rightarrow A + X$, où la nature d'une des particules (sonde ou cible suivant les cas) est conservée. On parle ici de la diffusion inélastique de A sur B.



Les probabilités de chaque type de collision sont évaluées par une grandeur appelée section efficace. La somme des sections efficaces de chaque type est appelée la section efficace totale.

La section efficace, σ , est la surface fictive que devrait avoir une particule cible (B) pour reproduire la probabilité observée d'une réaction donnée avec une autre particule (A) en supposant que ces collisions se produisent entre objets matériels impénétrables.

C'est donc le rapport entre le taux d'interaction, τ (nombre de réactions produites par unité de temps) et le flux de particules incidentes, Φ (nombre de particules par unité de temps et par unité de surface) sur une cible d'une particule, soit pour une cible de N_{cible} particules dans le volume de la cible correspondant à la surface, S , couverte par le faisceau :

$$\sigma = \frac{\tau}{\Phi N_{cible}} \quad \frac{[s^{-1}]}{[s^{-1}][m^{-2}]} \sim [m^2] \quad (1.7)$$

qui porte les dimensions d'une surface. L'unité choisie habituellement est le barn :

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$$

on utilise couramment les $\mu b, mb, pb, fb, \dots$.

Pour étudier la nature d'une interaction, on s'intéresse à une série d'observables dont on mesurera les valeurs moyennes : distribution en énergie, distributions angulaires, multiplicité de production, \dots pour un lot d'événements détectés, que l'on ramènera à une section efficace différentielle en cette variable : $d\sigma/dE, d\sigma/d\theta, d\sigma/dN, \dots$.

Si l'on s'intéresse à l'interaction des particules avec la matière de la cible, on cherche à se ramener à la probabilité d'interaction d'une particule avec un milieu d'épaisseur d , cette probabilité par unité de distance est donnée par :

$$w = \sigma n_{cible} = \sigma \frac{N_A \rho}{A} \quad (1.8)$$

où n_{cible} désigne le nombre de particules cible (par exemple noyaux) par unité de volume (densité volumique), N_A , le nombre d'Avogadro, A , le nombre atomique et ρ la masse volumique. La probabilité qu'une particule incidente interagisse entre x et $x + dx$ est :

$$w dx = \sigma n_{cible} dx \quad (1.9)$$

Le flux de particules incidentes après le passage dans la tranche d'épaisseur dx aura varié de :

$$d\Phi = -\Phi w dx = -\Phi \sigma n_{cible} dx$$

En intégrant sur l'épaisseur dx , on obtient la loi de **variation du flux de particules** incidentes :

$$\Phi(x) = \Phi(x_0) e^{-\sigma n_{cible} x} \quad (1.10)$$

et le nombre de particules qui ont interagi :

$$\Phi(x_0) (1 - e^{-\sigma n_{cible} x}) \quad (1.11)$$

Nous verrons plus en détails les interactions des particules avec la matière au chapitre 5.

Quelques valeurs repères (ordres de grandeurs) :

	réaction type	section efficace
IF	réactions nucléaires	1 b
	$p + n \rightarrow X$	40 mb
EM	$\gamma + p \rightarrow X$	20 μ b
	$\gamma + \gamma \rightarrow X$	0.5 μ b
	$e^+ + e^- \rightarrow X$	100 nb
Higgs	$p + p \rightarrow H + X$	10 pb
If	$\nu + p \rightarrow X$	10 fb

1.8.1 La luminosité

La luminosité est la grandeur qui fait le lien entre le nombre d'événements produits et la section efficace d'un processus donné. Le nombre d'événements produits durant un interval de temps par un processus de section efficace σ est donné par :

$$N = \int \sigma \mathcal{L} dt \quad (1.12)$$

La luminosité instantanée s'exprime en $[\mathcal{L}] = b^{-1}s^{-1}$. On définit aussi la luminosité intégrée :

$$\mathcal{L}_{Tot} = \int \mathcal{L} dt \quad (1.13)$$

1.9 Lien avec la cosmologie

La connaissance de plus petits objets connus de la nature et la physique de l'Univers dans son ensemble sont étroitement imbriquées. Le lien le plus profond est l'histoire de l'Univers dans les 10 premières secondes après le Big-Bang. Un schéma illustrant l'histoire de l'Univers est présenté à la figure 1.8.

On ne sait que très peu de choses des 10^{-36} premières secondes après le Big Bang. Certains éléments comme le comportement des constantes de couplages laissent à penser que durant l'ère de Planck, les quatre forces fondamentales (électromagnétisme, interaction faible, interaction forte

Lien avec la cosmologie

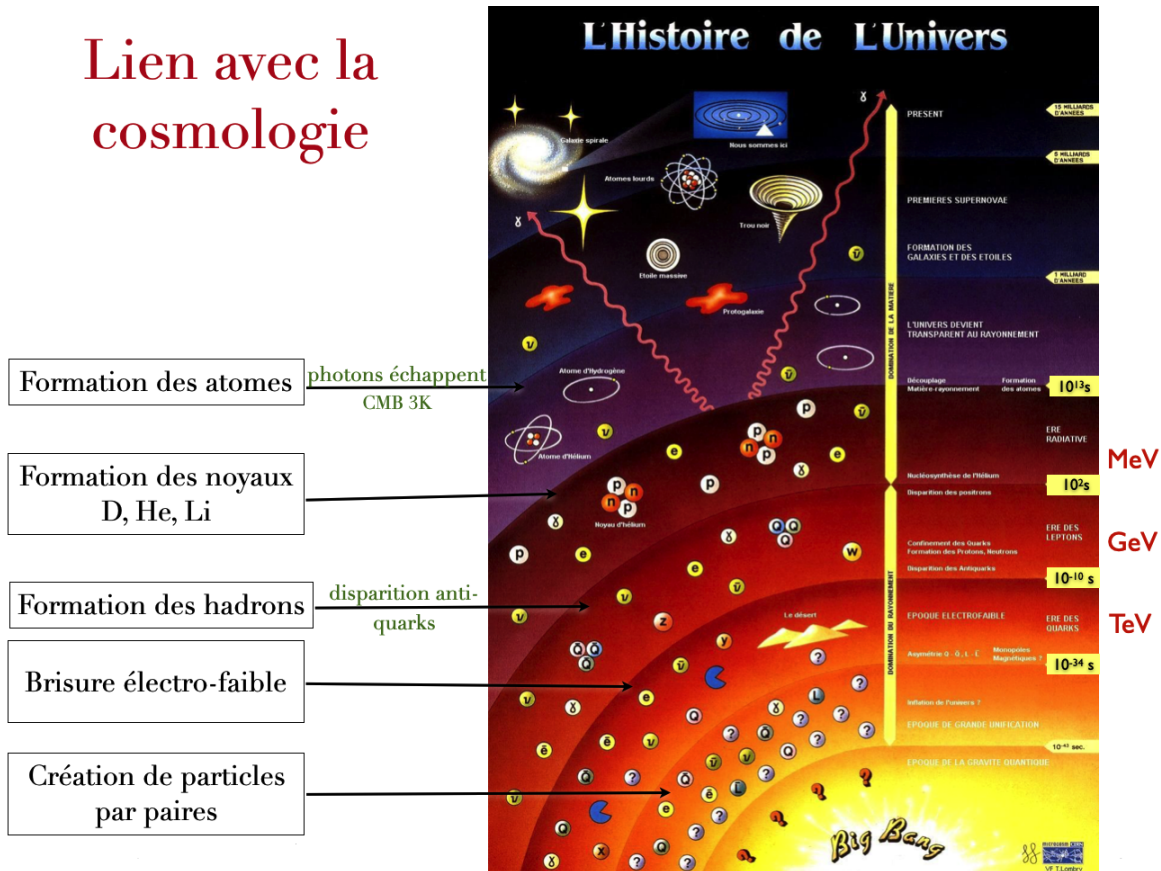


FIGURE 1.8 – Lien entre l’histoire de l’Univers et la physique des particules.

et gravitation) auraient été toutes de même intensité et donc peut-être unifiées en une seule force fondamentale. Durant l’ère de la Grande Unification, (entre 10^{-43} s et 10^{-36} s, avec l’expansion et le refroidissement de l’Univers, la gravitation commencerait à se séparer des trois autres interactions fondamentales. La force nucléaire forte se sépare de la force électrofaible durant l’ère électrofaible (entre 10^{-36} s et 10^{-12} s), en même temps que se produit une expansion spatiale extrême, dite période d’inflation cosmique, à la suite de laquelle l’Univers est aplati et entre dans une phase d’expansion rapide, homogène et isotrope. A la fin de l’inflation, l’énergie des interactions entre particules est encore suffisante pour qu’elles créent un grand nombre de particules parmi lesquelles les bosons W et Z , des quarks lourds et le boson de Higgs. C’est la période où l’on pense qu’apparaît la structure primordiale de l’Univers.

Lors de la brisure de symétrie, à la fin de l’ère électrofaible, la densité d’énergie est telle que prend place la brisure de symétrie électrofaible, différenciant l’interaction faible de l’interaction électromagnétique. Toutes les particules fondamentales acquièrent alors une masse par le mécanisme dit de Brout-Englert-Higgs. Ce qui suit correspond à des conditions de densité et de température voisines de celles qui règnent au coeur de l’accélérateur de particules LHC du CERN (13 TeV soit $13 \cdot 10^{16}$ K) et devient nettement moins spéculatif. A partir de 10^{-12} s après le Big Bang, les interactions fondamentales ont donc leur forme actuelle mais jusqu’à 10^{-6} s la température de l’Univers est encore trop élevée pour permettre la liaison des quarks en hadrons. C’est ce qu’on appelle l’ère des quarks.

A l’ère des hadrons, entre 10^{-6} et 1 s après le Big Bang, le plasma de quarks-gluons qui compose

événement	énergie	température	z	âge
Big Bang				0
ère de Planck	10^{28} eV	10^{32} K	10^{32}	10^{-43} s
brisure électro-faible	10^{23} eV	10^{27} K	10^{27}	10^{-36} s
plasma quarks-gluons	10^{21} eV	10^{25} K	10^{15}	10^{-12} s
formation des hadrons	$4 \cdot 10^8$ eV	$4,6 \cdot 10^{12}$ K		10^{-6} s
ère des hadrons	10^6 eV	$11,6 \cdot 10^9$ K	10^{10}	1 s
nucléosynthèse	$6 \cdot 10^4$ eV	$0,69 \cdot 10^9$ K	10^5	3 min
prépondérance de la matière	0,8 eV	9280 K		50.000 ans
recombinaison	0,26 eV	3000 K	1100	380.000 ans
formation des structures	10^{-3} eV	12 K	$10^?$	1 milliard d'années
aujourd'hui	$2,349 \cdot 10^{-4}$ eV	2,725 K	0	13,7 milliards d'années

TABLE 1.2 – Tableau résumant les grandes phases de l'évolution de l'Univers. La variable z représente le décalage spectral utilisé en astronomie.

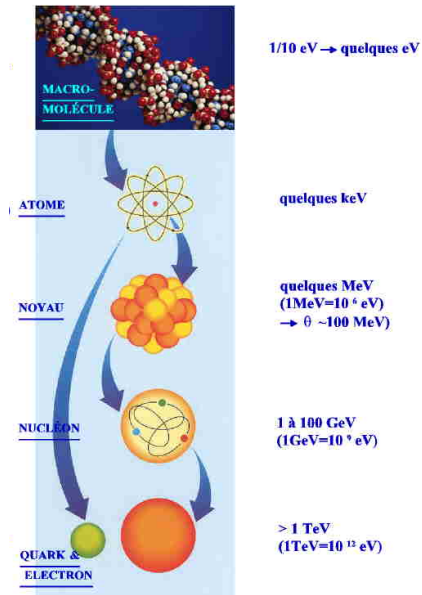
l'Univers se refroidit jusqu'à la formation des hadrons, y compris les baryons tels que les protons et les neutrons.

Entre 1 et 10 secondes après le Big Bang, la température de l'Univers descend au point où il n'y a plus de création de paires de leptons/antileptons. Il reste un léger résidu de nucléons, de leptons et des photons. La raison de disparition de l'antimatière reste encore inconnue. En 380 000 ans, un grand nombre de noyaux se forment par fusion nucléaire et les noyaux et les électrons se lient électromagnétiquement pour former premiers atomes (processus de recombinaison). A la fin de ce processus, la plupart des atomes formés sont neutres, ce qui permet aux photons de s'échapper. Ceux-ci sont observés dans ce qu'on appelle le fond diffus cosmologique (CMB) à une température de 3 K qui constitue une image de l'Univers à cette époque. La neutralité des atomes rend l'interaction gravitationnelle dominante et permet à la matière de former des structures de plus en plus grandes.

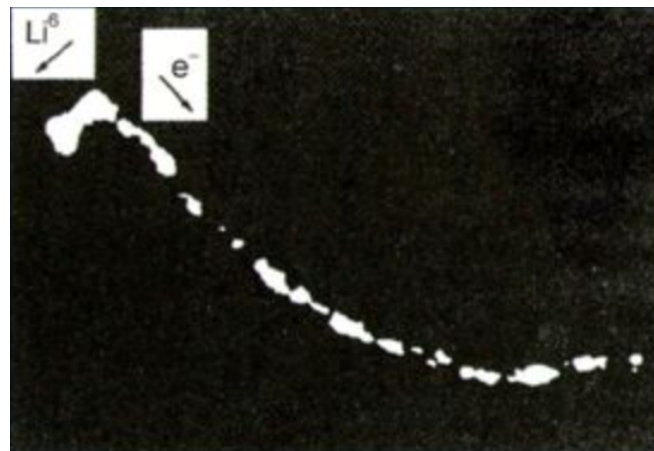
Echelles spatiale et d'énergie

$$E = h\nu = hc/\lambda$$

Electronvolt		
	1 eV	= 1,6 · 10 ⁻¹⁹ J
kilo	keV	10 ³
Méga	MeV	10 ⁶
Giga	GeV	10 ⁹
Téra	TeV	10 ¹²



Interactions faibles



courant chargé

échange de W :
désintégration beta

Interactions faibles

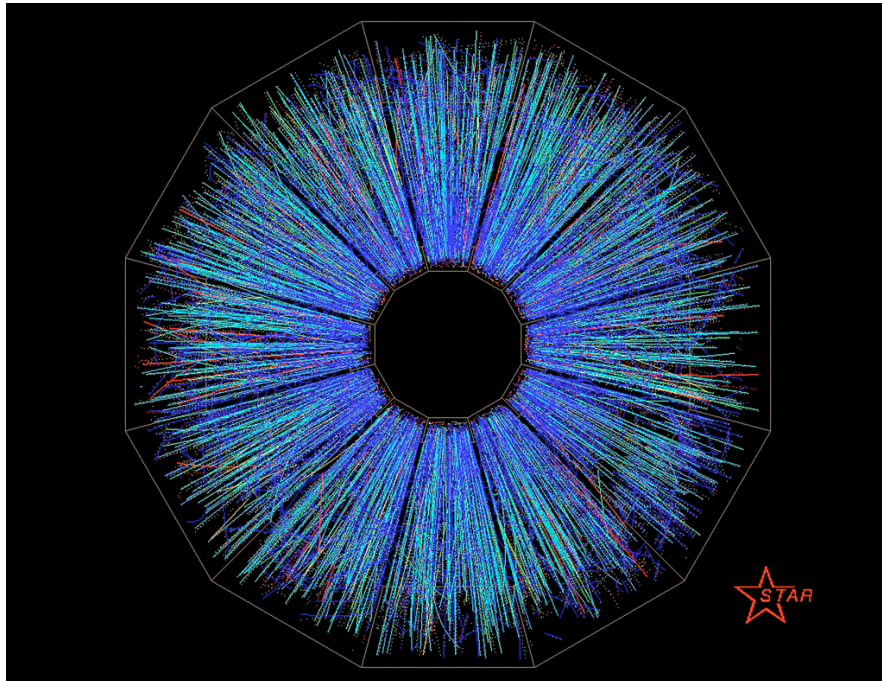
échange de Z^0

courant neutre



$$\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-}$$

Interactions fortes



collision entre ions:
échanges de gluons

Chapitre 2

Moyens d'investigations

Dans ce chapitre nous ferons un premier tour d'horizon des sources de particules, naturelles et artificielles ainsi que des principes de base des moyens de détection. Certains aspects, en particulier les accélérateurs et les détecteurs de particules seront approfondis dans les chapitres suivants.

2.1 Où trouver des particules ?

Pour étudier les particules et leurs interactions il faut disposer d'une source de particules et si possible pouvoir la contrôler.

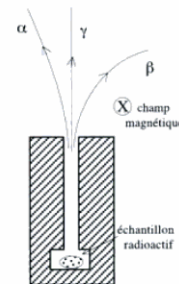
2.1.1 Sources radioactives

La radioactivité fut découverte en 1896 par Henri Becquerel sur l'uranium et confirmée peu après par Marie Curie pour le radium. On distingue trois types de rayonnements émis spontanément par certains noyaux. Il s'agit des rayonnements¹ :

- alpha (α) - émission de particules α , c'est-à-dire des noyaux d'He
- bêta (β) - émission d'électrons (en fait aussi de neutrinos)
- gamma (γ) - émission de photons

Quelques exemples de radiations naturelles et leurs caractéristiques :

source	type	temps 1/2 vie	émission et énergie
^{90}Sr	β	29 ans	e^- jusqu'à 2.3 MeV
^{60}Co	γ	5.3 ans	γ de 1.2 MeV
^{55}Fe	γ	2,7 ans	γ de 6 keV
^{226}Ra	α	16000 ans	α de 4.8 MeV



Ces sources naturelles offrent des particules d'énergie allant de quelques keV à quelques MeV. Actuellement elles sont encore utilisées, en physique des particules, pour tester ou calibrer (c'est-à-dire établir la correspondance entre, par exemple, le signal issu du détecteur et l'énergie de la particule incidente) des détecteurs.

1. la radioactivité sera développée dans la deuxième partie du cours sur la Physique nucléaire

2.1.2 Réacteurs nucléaires

Si l'on s'éloigne du coeur du réacteur au-delà des premiers blindages, on trouve encore une quantité abondante de neutrons et d'antineutrinos ($\bar{\nu}_e$). Ces sources sont encore utilisées actuellement dans plusieurs expériences importantes dans le monde pour étudier les neutrinos et leurs oscillations.

2.1.3 Rayonnement cosmique

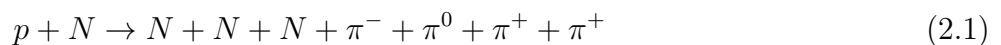
Un flux de particules baigne tout l'Univers. On appelle rayonnement cosmique la composante chargée de ce flux de particules. Elles sont constituées à près de 90% de protons, un peu moins de 10% de particules α et quelques pourcents seulement d'électrons. Leurs distributions en énergie décroissent rapidement avec l'énergie (voir slides 7, 8 et 9). Cette dépendance comporte plusieurs contributions ayant des dépendances en énergie différentes qui semblent correspondre à différents mécanismes de productions présents dans l'Univers. Les sources de ces rayonnements sont encore très mal connues et sont le sujet de nombreuses études actuelles. Il semble que les explosions de supernovas domine le spectre jusqu'au "genou" (voir slide 7) et qu'au delà d'autres phénomènes se produisant dans l'espace interstellaire et intergalactique dominant : noyaux actifs de galaxies (AGN), sursauts gamma (GRB), trous noirs, hypernovae,...

Il existe un pendant neutre au rayonnement cosmique, il s'agit de photons et de neutrinos (dont les spectres en énergies sont montrés sur la slide 9). Le spectre de neutrinos, mesuré récemment par l'expérience IceCube, atteint de tellement hautes énergies qu'ils sont probablement produits en dehors de la galaxie.

Le rayonnement cosmique fut découvert en 1938 par Pierre Auger par les gerbes qu'elles créent dans la haute atmosphère. Le professeur Auguste Piccard de l'ULB est célèbre dans ce domaine pour avoir, entre autres, développé un habitacle étanche pour les vols habités en ballon à hydrogène dans la stratosphère. Sa physionomie inspira à Hergé le personnage du professeur Tournesol (voir slide 6).

La densité de matière est en moyenne très faible dans l'Univers. Une particule du rayonnement cosmique primaire (i.e. une particule stable) y voyage donc relativement librement. En arrivant dans la haute atmosphère, la densité de matière augmente sensiblement. La probabilité d'interaction devient grande et une gerbe atmosphérique est engendrée. Un proton de haute énergie interagira (IF) avec un noyau des atomes de l'atmosphère créant de nouveaux hadrons (π^\pm et π^0 principalement) et chassant des nucléons du noyau touché. Ces hadrons secondaires vont interagir à leur tour après s'être propagés, sauf s'ils se désintègrent avant. Il y a donc une compétition entre deux phénomènes dont les probabilités dépendent du temps de vie (donc de l'impulsion) de chaque particule et de la densité de l'air (donc de l'altitude).

La réaction primaire illustrée sur la slide 10 est :



où N représente un noyau ou simplement un nucléon. Elle s'ensuit d'une série de nouvelles interactions fortes avec d'autres noyaux de l'atmosphère pour les N et de désintégrations :

désintégration	temps de vie (τ)
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	10^{-16} s
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	10^{-8} s
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	10^{-6} s

La distance moyenne parcourue par une particule instable est donnée par :

$$d = \beta\gamma c\tau \quad \text{où} \quad \beta = v/c \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.2)$$

A haute énergie $\beta \simeq 1$ et $\beta\gamma = P/m$ (pour des impulsions et masses exprimées en GeV) est un facteur qui "rallonge" la distance parcourue de plusieurs ordres de grandeur (cependant - faites le calcul - sur le schéma de la slide 10 le parcours du pion neutre est peu vraisemblable).

Au niveau du sol, le rayonnement cosmique (secondaire) est principalement constitué de muons, en ce qui concerne les particules chargées, et de neutrinos, en ce qui concerne les particules neutres. On trouve en des quantité moindres des protons, des neutrons, des électrons et des photons. Ces flux relatifs dépendent fortement de l'énergie à laquelle on s'intéresse. Les slides 11 et 12 montrent la simulation d'une gerbe d'atmosphérique de haute énergie en représentant les différents types de particules par différentes couleurs.

Les mesures en altitude, en haute montagne et en ballon, ont permis, comme nous le verrons au chapitre III, la découverte de nouvelles particules dont les pions et certaines particules étranges. Les rayonnement cosmiques (chargés et neutres) sont encore intensément étudiés aujourd'hui, mais comme des messagers de phénomènes de très haute énergie galactiques et extragalactiques, une discipline que l'on appelle la physique des astroparticules.

2.2 Accélérateurs (partie 1)

Le développement ci-dessous ne présente qu'un premier aperçu. Les accélérateurs feront l'objet du chapitre 4.

L'objectif des accélérateurs est de provoquer en abondance des interactions de particules et de contrôler les conditions expérimentales, en termes du type de particules, de leurs énergies, de leurs directions et de leurs flux. Les techniques d'accélération de particules ont été développées à partir du milieu du XX^e siècle pour :

- étudier la structure interne de la matière
- étudier les interactions fondamentales
- tenter de découvrir de nouvelles particules

Seules les particules stables et chargées peuvent être (à l'heure actuelle) accélérées : p , e^- , leurs antiparticules ainsi que les noyaux (totalement « épiluchés » ou pas).

2.2.1 Mode opératoire

Deux configurations sont abondamment utilisées. Nous en discutons ci-dessous les avantages et inconvénients.

Expérience à cible fixe

Dans cette configuration on fait entrer en collision un faisceau de particules avec une cible fixe autour de laquelle un détecteur est placé. Les cibles peuvent être solides, liquides ou gazeuses et contiennent donc uniquement des nucléons et des électrons (en fait aussi des photons correspondant au champs électromagnétiques entre les protons et les électrons).

Les avantages sont : la haute densité de la cible (typiquement données par le nombre d'Avogadro), les facilités de production et de contrôle. Le principal désavantage est l'énergie dans le référentiel du centre de masse relativement réduite.

Expérience en mode collisionneur

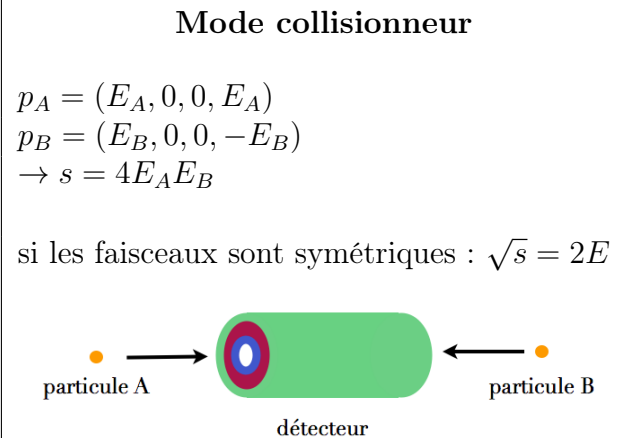
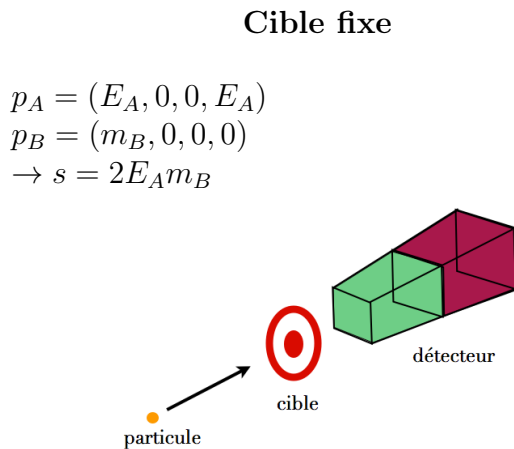
Dans cette configuration, deux faisceaux de particules sont guidés pour des collisions frontales au centre d'un détecteur (voir dessin plus bas). Le désavantage est que le nombre de particules d'un faisceau est au mieux de 10^{15} ce qui est beaucoup plus petit que dans le cas des cibles fixes ($N_{AV} \sim 10^{23}$). L'avantage, comme nous allons le voir et que l'énergie disponible peut être bien plus grande.

Comparaison

Comparons l'énergie disponible dans le système du centre de masse, notée \sqrt{s} , dans chacune des configurations. L'énergie disponible dans le système du centre de masse correspond à la masse invariante des particules de l'état initial (ou, par conservation, de l'état final). Soit pour les particules A et B entrant en collision :

$$s = m_{AB}^2 = (p_{A+B})^\mu (p_{A+B})_\mu = (E_A + E_B)^2 - (\vec{p}_A + \vec{p}_B)^2 \quad (2.3)$$

ce qui donne, en plaçant le faisceau suivant l'axe z et en négligeant les masses des particules des faisceaux face à leur impulsion ($E = \sqrt{m^2 + p^2} \simeq |p|$) :



En mode collisionneur \sqrt{s} est donc proportionnel à l'énergie du faisceau, et seulement proportionnel à sa racine carrée en mode cible fixe. Prenons comme exemple un faisceau de protons du LHC de 6.5 TeV envoyé en mode collision contre un autre faisceau identique, l'énergie disponible vaut alors $\sqrt{s} = 13$ TeV, ou sur un proton d'une cible fixe : $\sqrt{s} = 0.114$ TeV = 114 GeV.

2.2.2 Comment accélérer des particules ?

Pour une particule chargée, une variation d'impulsion, $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$ peut être obtenue par interaction électromagnétique (force de Lorentz) :

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right)$$

La force magnétique est perpendiculaire à l'impulsion (au vecteur vitesse). Le champ magnétique ne permet pas d'augmenter l'énergie cinétique du faisceau ($\Delta E_{cin} = \int \vec{F} \cdot \vec{v} dt$), mais en revanche permet de le guider dans les directions transverses. L'effet du champ électrique peut être parallèle à l'impulsion des particules du faisceau et permet donc de l'accélérer ($\Delta \vec{p} = \int \vec{F} dt$).

2.2.3 Quelles particules accélérer ?

Les particules accélérées devant être chargées et stables, sont utilisés :

- p : en partant d'hydrogène gazeux (voir ci-dessous)
- e^- : en chauffant un filament par passage d'un courant électrique
- *ions* : O, S, Fe, Pb, Au, ... suite à une ionisation partielle ou totale.

La source de protons du LHC au CERN provient d'une bouteille d'hydrogène dont le gaz passe dans le duoplasmatron (voir slide 17). Dans celui-ci un filament chauffé (cathode) libère des électrons dans une chambre à vide. Le gaz injecté en petite quantité passe au travers et s'ionise suivant les réactions :



formant un plasma qui est accéléré et guidé par un champ électrique jusqu'à un orifice de sortie. A la sortie du duoplasmatron les protons (H^+) ont une énergie de 100 keV et sont produits toutes les 100 μs .

2.2.4 Le Cyclotron

Le Cyclotron est l'accélérateur qui a permis l'essor de la discipline, cette invention valut le prix Nobel à Ernest O. Lawrence en 1939.

Cet accélérateur cyclique est constitué de deux structures métalliques creuses, en forme de D (dénommées "Dees" en anglais), connectées à une différence de potentiel alternative de fréquence f . Ce dispositif (voir figure 2.1) est placé dans un champ magnétique, \vec{B} , constant, généré par un électro-aimant. Les particules chargées de la source sont injectées au centre du dispositif.

Le principe de fonctionnement est le suivant (voir aussi slide 19²) : les D étant creux et de structure métallique, le champ électrique à l'intérieur est nul. En revanche un fort champ électrique existe à l'interstice entre les deux D. C'est dans cette zone, uniquement, que les particules sont accélérées. A l'intérieur des D, elles ne subissent que l'effet du champ magnétique qui engendre un mouvement circulaire. Après avoir effectué un demi-cercle, le faisceau (i.e. notre source accélérée) subit une nouvelle accélération en passant d'un D à l'autre, et ainsi de suite. Si la fréquence du champ électrique est bien adaptée, le faisceau décrit un mouvement (quasi) circulaire dont le rayon augmente avec l'énergie cinétique des particules. La fréquence de résonance appropriée, dans une approche non-relativiste, est donnée par le fait que la force magnétique fournit l'accélération centripète, soit, dans

2. L'animation montrée au cours est accessible sur : <https://www.iihe.ac.be/~lfavart/cyclotron.html>

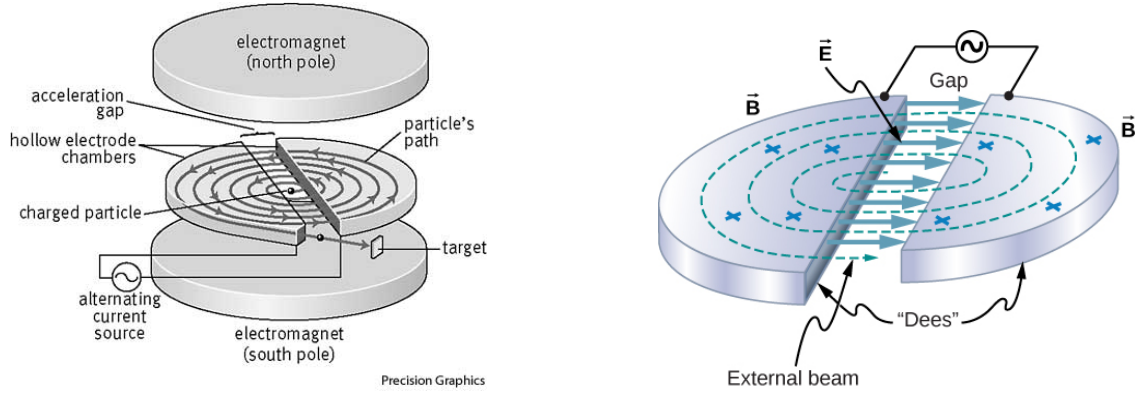


FIGURE 2.1 – Schémas représentant le fonctionnement d'un Cyclotron

la direction radiale (perpendiculaire à \vec{B} et à \vec{v} , $a = v^2/R$ où R est le rayon de courbure) :

$$m a = m \frac{v^2}{R} = q v B \quad \Rightarrow \quad \omega = 2\pi f = \frac{v}{R} = \frac{q}{m} B \quad (2.5)$$

où ω est la vitesse angulaire. On remarque que la fréquence de résonance du cyclotron (f) est fixe, ce qui est très commode car il est très difficile de générer une haute tension à fréquence variable (et contrôlée). On obtient ainsi la dépendance du rayon de courbure avec la vitesse :

$$R = \frac{m v}{q B} . \quad (2.6)$$

L'énergie cinétique, $E_{cin} = \frac{m v^2}{2}$ augmente en palier (voir slide 19) à chaque passage entre les deux D. Le gain en énergie diminue avec le temps car la vitesse augmentant, le temps de passage dans la zone de présence du champ électrique est de plus en plus court. L'énergie maximale est obtenue pour le rayon maximal correspondant à l'extraction du faisceau par une fenêtre prévue à cet effet :

$$E_{cin}^{fin} = \frac{m v_{fin}^2}{2} = \frac{q^2 B^2 R_{fin}^2}{2 m} \quad (2.7)$$

Une première limitation de cette technologie vient de la taille nécessaire grandissant quadratiquement avec l'énergie. Typiquement, le champ magnétique peut atteindre 2 T, le générateur de fréquence de 200 kV fonctionnant à entre 1 et 10 MHz. On obtient ainsi des faisceau de proton ayant une énergie finale entre 10 et 30 MeV pour des D d'une trentaine de cm. Une seconde limitation provient des effets relativistes (typiquement si $\beta > 0.2$) qui nécessitent de modifier l'équation 2.5 et en pratique d'adapter la fréquence (ou le champ magnétique) à l'impulsion du faisceau. C'est ce qui sera réalisé dans les synchrotrons. Les effets relativistes étant moins importants pour des masses plus grandes, les cyclotrons sont encore utilisés de nos jours pour des ions.

2.3 Comment détecter les particules (introduction) ?

Ici aussi, les éléments présentés seront développés au chapitre 5 portant sur les interactions entre particules et matière et au chapitre 6 portant sur les détecteurs de particules.

Par détecter une particule, on entend la localiser dans l'espace et dans le temps, déterminer sa charge, son impulsion (ou son énergie) et si possible, l'identifier. Souvent seule une partie des ces informations seront obtenues.

Les interactions entre particules, dans leur immense majorité, correspondent à des échanges d'énergie infimes par rapport aux échelles macroscopiques qui peuvent fournir une mesure. Il faut donc toujours faire appel à un mécanisme d'amplification, d'un facteur typiquement 10^6 . On peut exploiter :

- une amplification électronique,
- le passage d'un état à un autre dans un milieu placé dans un état métastable (chimique, électrique ou thermodynamique).

Détection des particules chargées

Si la particule est chargée, l'interaction électromagnétique dominera les autres types d'interactions. Les principaux effets exploitables sont :

- l'ionisation d'atomes d'un milieu (effet de loin le plus important et le plus exploité),
- l'excitation d'un atome, d'une molécule ou d'un réseau cristallin suivie d'émission d'un photon,
- la rupture de liaison chimique (radicaux libres, nouvelles molécules,...) - celles-ci nécessitent des irradiations très intenses comme auprès de réacteurs).

2.3.1 La chambre à brouillard

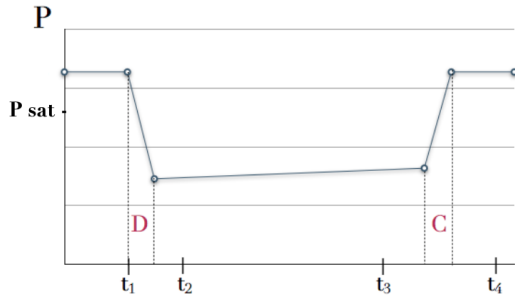
La chambre à brouillard ("Cloud Chamber" en anglais), inventée en 1911 par Wilson est considérée comme le plus ancien détecteur de particules. A l'aide d'un piston, un gaz est maintenu dans un état sursaturé en alcool. Le passage d'une particule chargée ionise la matière sur son passage, le déséquilibre thermodynamique provoqué par la présence d'ions suffit à former des gouttelettes de condensation. Un système d'éclairage et d'enregistrement photographique permet d'analyser le passage des particules chargées (voir slide 22). On applique de plus un champ électrique de façon à collecter les ions produits et à voir distinctement les différentes trajectoires (successives) qui sinon se superposeraient. Certaines variantes existent, comme utiliser un gradient de température à la place d'un piston pour créer l'état métastable, c'est le cas dans la vidéo montrée au cours (voir slides 22 et 23).

2.3.2 La chambre à bulles

La chambre à bulles, basée également sur un effet thermodynamique, a permis de nombreuses découvertes entre les années 1950 et 1970, dont la découverte et l'étude de nombreux hadrons ainsi que du quark *s*. Bien qu'elle ne soit plus utilisée à l'heure actuelle, nous nous y attarderons et utiliserons de nombreux clichés tout au long du cours car ils permettent une visualisation de réactions entre particules mais également entre les particules et la matière. Cette invention valu à Glaser le prix Nobel en 1960.

On utilise une enceinte métallique munie de fenêtres vitrées où sont placées des caméras (voir slide 24) et d'un piston. L'enceinte est remplie d'un liquide maintenu à une température légèrement supérieure à sa température d'ébullition mais à une pression suffisante pour éviter l'ébullition. Une

décompression rapide telle que la tension de vapeur saturante devient supérieure à la pression hydrostatique met le volume de liquide dans un état métastable. La séquence de prise de données se déroule suivant le diagramme suivant :



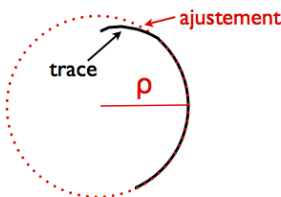
- D décompression
- C compression
- t_1 signal arrivée faisceau moins 1 ms
- t_2 arrivée du faisceau
- t_3 prise des clichés photographiques
- t_4 avancement du film

La période sensible se place entre la décompression et la recompression. La prise de cliché a lieu suffisamment longtemps après l'arrivée du faisceau dans le détecteur, de façon à ce que les bulles aient pu grossir et atteindre entre 0.5 et 1 mm. Il faut arrêter le grossissement des bulles en recomprimant la chambre pour éviter une ébullition générale et un retour à l'état initial impossible. La variation de pression est induite par une variation de volume de typiquement 1%. Le choix du mélange utilisé comme milieu dans la chambre dépend des mesures que l'on veut réaliser : on procède à un ajustement entre le nombre atomique (A) et le nombre de charges des noyaux (Z), le premier favorisant les interactions fortes, le second les interactions électromagnétiques, de façon à plus ou moins bien contenir l'ensemble des particules produites.

Enfin, on fait régner un champ magnétique homogène dans la chambre, typiquement de 10 à 20 kGauss (1 à 2 Tesla) pour courber les trajectoires des particules chargées et ainsi reconstruire leur impulsion. L'analyse des clichés se fait en enregistrant sur ordinateur les mêmes traces dans la projection des clichés pris sous des angles différents.

Reconstruction de l'impulsion en présence d'un champ magnétique

Dans le plan transverse à la direction du champ magnétique (suivant l'axe z), la courbure de la trace et le sens de la courbure donnent une mesure de (la norme de) l'impulsion transverse et du signe de la charge de la particule. Un arc de cercle est donc ajusté sur les points (bulles) mesurés (voir figure ci-dessous). Après une certaine distance le long de ce cercle, la perte d'énergie de la particule dans le milieu devient significative et l'approximation d'une trajectoire circulaire n'est plus valable. On limite donc l'ajustement à une première longueur de la trajectoire. La perte d'énergie par unité de longueur d'une particule dans le milieu dépend du type de particule et de sa masse (voir chapitre 5), la déviation par rapport à un cercle parfait peut donc également être exploitée pour tenter d'identifier la particule.



ρ : le rayon de courbure

$$\rho = \infty \text{ pour } \vec{B} = 0$$

$$p_T \text{ (MeV/c)} = 299.8 Z \rho \text{ (m)} B \text{ (T)}$$

pour une charge Z en unité de charge électrique

Les chambres à bulles obtenaient typiquement un résolution $\Delta p_T/p_T \simeq 1\%$. La trace (reconstruite en 3D) est extrapolée à son point d'origine, ce qui permet de définir les angles polaire et azimutal θ et ϕ .

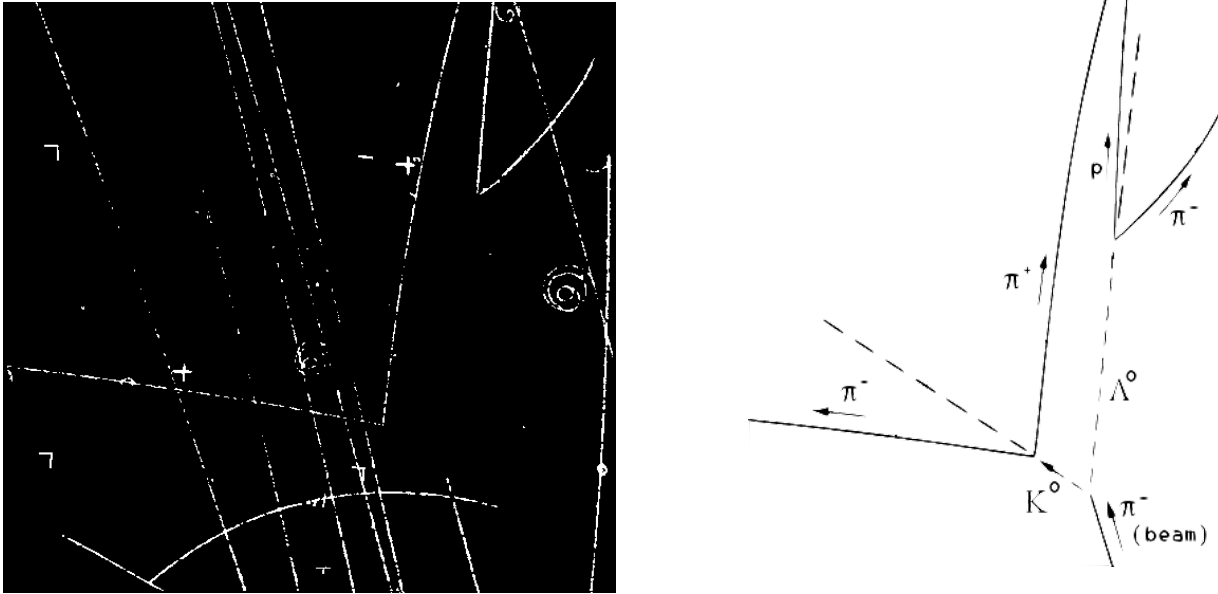


FIGURE 2.2 – gauche : cliché de chambre à bulle exposée à un faisceau de pion du Bevatron de Berkeley. droite : interprétation de l'événement : $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$ suivie des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ et $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$.

On reconstruit donc les 3 composantes de l'impulsion, à partir de 3 mesures indépendantes P_T, θ et ϕ :

$$\begin{aligned} |p| &= p_T / \sin \theta & p_x &= |p| \sin \theta \cos \phi \\ p_z &= |p| \cos \theta & p_y &= |p| \sin \theta \sin \phi \end{aligned}$$

Un exemple de cliché et l'analyse de l'événement principal sont donnés à la figure 2.2. Il s'agit d'une chambre remplie principalement d'hydrogène (point d'ébullition à 20 K) exposée à un faisceau de pions (π^-) arrivant par le bas du cliché. Seules les particules chargées ionisent le milieu ambiant et donc sont les seules à laisser une trace. On observe une série de pions du faisceau qui traverse la chambre. Un pion du faisceau interagit avec une particule du milieu (lieu dit le vertex ou point d'interaction) pour donner (une ou) plusieurs particules neutres (plus de traces). On observe deux ensembles de deux traces (en forme de V) dont la somme des vecteurs impulsions pointent vers le vertex. Pour chaque V^0 (c'est-à-dire un V provenant d'une particule neutre), on fait une hypothèse de masse pour chacune des deux branches et on reconstruit la masse invariante. Ceci correspond (avec une grande vraisemblance) à la désintégration d'un méson K^0 en $\pi^+ + \pi^-$ (V^0 de gauche) et d'un hyperon Λ^0 en $p + \pi^-$ (V^0 de droite).

Sur la droite du cliché on peut observer la spirale laissée par un électron chassé d'une orbite atomique par ionisation d'une particule du faisceau. Cette observation nous permet de déduire la direction du champ magnétique, ou en d'autres termes que toutes les particules ayant le même sens de courbure sont de charge négative. D'autres exemples de clichés sont présentés sur les slides 26, 27 et 28.

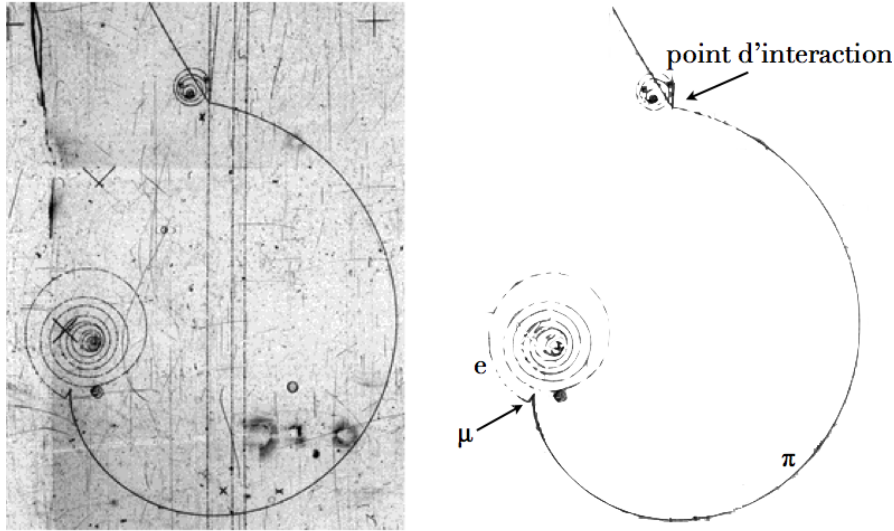


FIGURE 2.3 – gauche : cliché original d'émulsion. droite : interprétation de l'événement : après production d'un pion au point d'interaction, successivement : désintégrations $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ et $\mu \rightarrow e + \nu_\mu + \nu_e$.

2.3.3 Emulsion nucléaire

Le principe de ce type de détecteur est proche de celui de la photographie (argentique - pas numérique) et se base donc sur un processus chimique pour amplifier et fixer l'impact du passage de particules chargées dans la matière. A leur passage, la lumière, issue de leurs interactions électromagnétiques avec la matière dont est constitué le détecteur, noircissent des halogénures d'argent (cristaux AgBr) immergés dans de la gélatine. La présence de photons ionise tout d'abord les cristaux (Ag^+ et Br^-). Cette image latente est traitée chimiquement (développement) en la plongeant dans un révélateur qui forment des grains d'argent métalliques grossissant avec le temps. Ce processus est arrêté grâce à un fixateur lorsque les grains ont une taille allant de 0.2 à $0.3\mu\text{m}$. On dispose, en général, d'un empilement de couches de plaques (ou feuilles) d'émulsion (voir en bas de la slide 29).

Cette méthode dite d'émulsion nucléaire offre la meilleur résolution spatiale ($< 1\mu\text{m}$) qui soit. En revanche elle n'offre aucune résolution temporelle, et de par la composition, les interactions ont lieu sur des noyaux complexes ce qui peut rendre l'interprétation difficile. Le dépouillement est assez fastidieux bien qu'il soit maintenant automatisé par des caméras CCD et des logiciels de reconnaissance de traces.

C'est en envoyant des plaques d'émulsion dans les ballons stratosphériques que le rayonnement cosmique fut découvert et étudié - voir slide 29 - cliché de gauche. La figure 2.3 met en évidence la désintégration d'un pion suivie par la désintégration du muon. Le figure ne permet pas de déterminer le signe de la charge des particules. L'effet de la présence de neutrinos (non détectés) lors des désintégrations est déductible de la non conservation de l'impulsion si l'on ne considère que les particules chargées (visibles).

2.3.4 Détecteurs électroniques

Le développement de l'électronique dans un premier temps et ensuite des ordinateurs a permis d'automatiser la sélection des événements "intéressants" et donc d'accélérer de façon très sensible le taux d'acquisition de données (de typiquement 1 Hz pour les chambres à bulles, à actuellement 40 MHz au LHC). La quantité de données enregistrées qui en découle est également très sensiblement supérieure (de quelques dizaines de milliers au milliard d'événements disponibles pour être analysés).

Le signal électrique laissé par le passage d'une particule chargée dans la matière, une fois amplifié, peut être traité directement par un système logique électronique (niveau hardware) et ensuite digitalisé pour être traité par des ordinateurs (niveau software). Si certains détecteurs actuels utilisent des technologies plus anciennes comme l'émulsion nucléaire, toutes font appel (au moins en partie) à des détecteurs et des systèmes de sélection en ligne (trigger) électroniques et d'analyse informatisée.

Scintillateurs

Lors du passage d'une particule chargée certains atomes sont excités, lorsqu'ils se désexcitent de la lumière est émise. Les scintillateurs utilisent des réseaux cristallins transparents à cette lumière qu'un guide de lumière relie à un photomultiplicateur (PM) - voir slide 30. Pour être efficace le scintillateur est entouré d'un matériau réfléchissant lui même entouré d'un plastique noir empêchant la lumière extérieur d'y pénétrer. Dans un PM, le photon incident interagit sur une fine couche chargée négativement, appelée photocathode, qui par effet photo-électrique émet un électron. Celui-ci est guidé par un champ électrique vers la première dynode (voir schéma slide 30). Entre les dynodes, une grande différence de potentielle est appliquée, créant une amplification du nombre d'électron à chaque dynode, donnant en fin de course un signal électrique de courant suffisant pour être mesuré et traité par un circuit électronique logique.

Les scintillateurs offrent une excellente résolution temporelle (proche de la ns). Ils sont donc souvent utilisés dans des systèmes de déclenchement ou de mesure du temps de vol. En revanche la résolution spatiale est donnée par la taille du scintillateur qui varie entre plusieurs m et quelques mm. Il faut aussi tenir compte du vieillissement rapide du scintillateur dû à une perte de transparence par son exposition aux radiations.

Chambre à ionisation

On instrumente un grand volume gazeux ou liquide en y appliquant un champ électrique (haute différence de potentiel entre l'anode et la cathode) - voir slide 31. Au passage d'une particule chargée le gaz s'ionise localement, les électrons dérivent vers l'anode et les ions (positifs), plus lentement, vers la cathode. Cette arrivée de charges à l'anode provoque un courant électrique mesurable (et qui peut être amplifié). En segmentant finement l'anode on obtient une bonne résolution spatiale (typiquement jusqu'à quelques microns). Nous y reviendrons au chapitre 6. Cette technologie permet de couvrir des grands volumes pour un coût relativement peu élevé mais le choix du gaz est délicat car un compromis doit être trouvé entre vitesse de dérive des électrons et inflammabilité.

Détection des particules neutres

La détection de particules neutres est plus indirecte et plus imprécise.

- soit on les déduit de leurs produits de désintégration comme les exemples que nous avons vu des

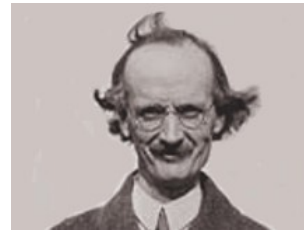
$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ et $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ (figure 2.2 et slide 33) ou encore la désintégration du $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et dont les photons se matérialisent $\gamma + \text{matière} \rightarrow e^+ + e^-$ (voir slide 34).

- soit on s'arrange pour faire interagir la particule de façon à lui faire perdre toute son énergie et l'on mesure l'énergie déposée. C'est le principe des calorimètres où une grande quantité de matière peut arrêter (entre autres) les photons (par interaction électromagnétique - dit calorimètre électromagnétique) et les neutrons (par interaction forte - dit calorimètre hadronique). Nous verrons cela au chapitre 6.

Rayonnement cosmique



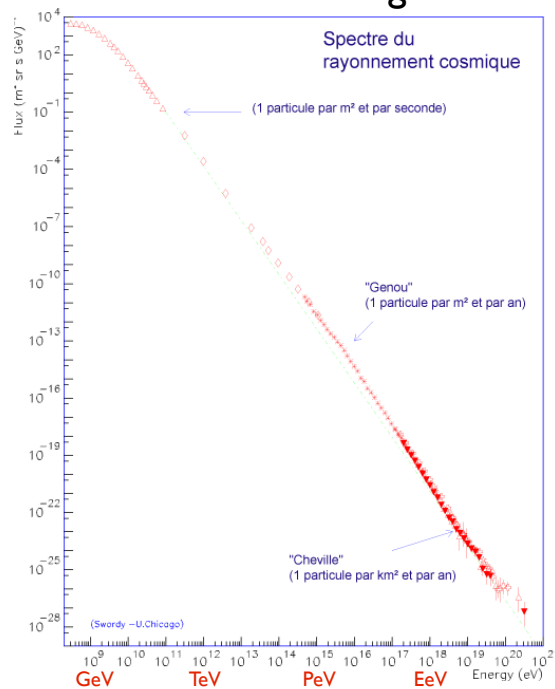
- 1938 Pierre Auger



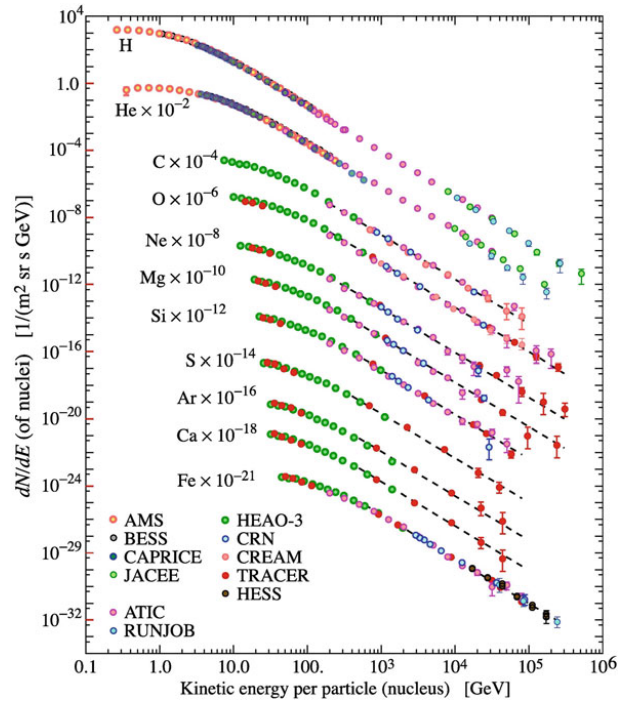
Prof. Piccard (ULB): 1931 premier vol stratosphérique

Rayonnement cosmique

Particules chargées

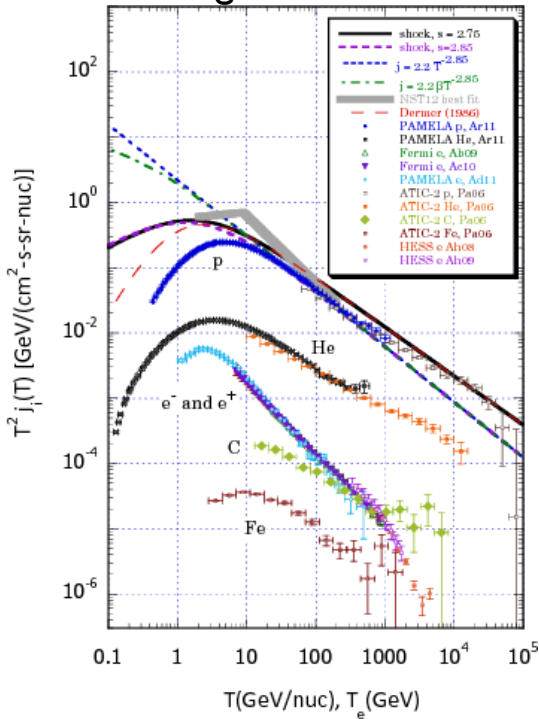


Rayonnement cosmique noyaux (chargés)

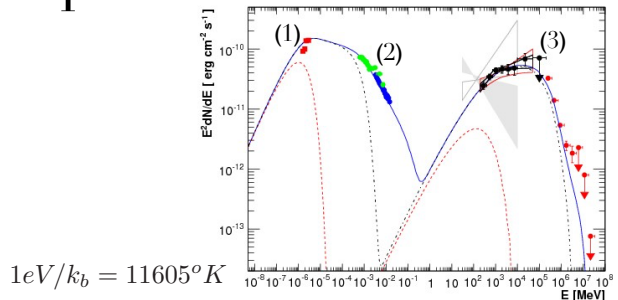


Rayonnement cosmique

Chargées

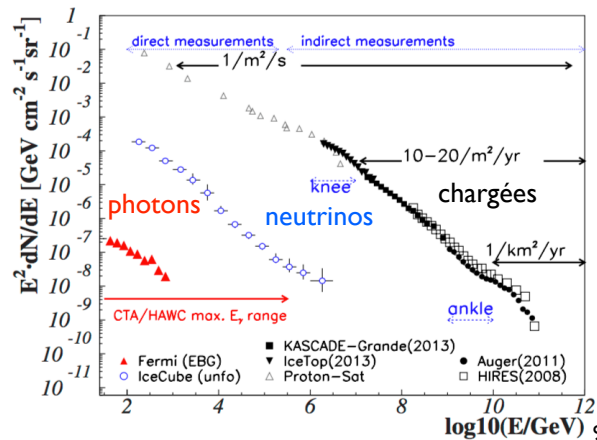


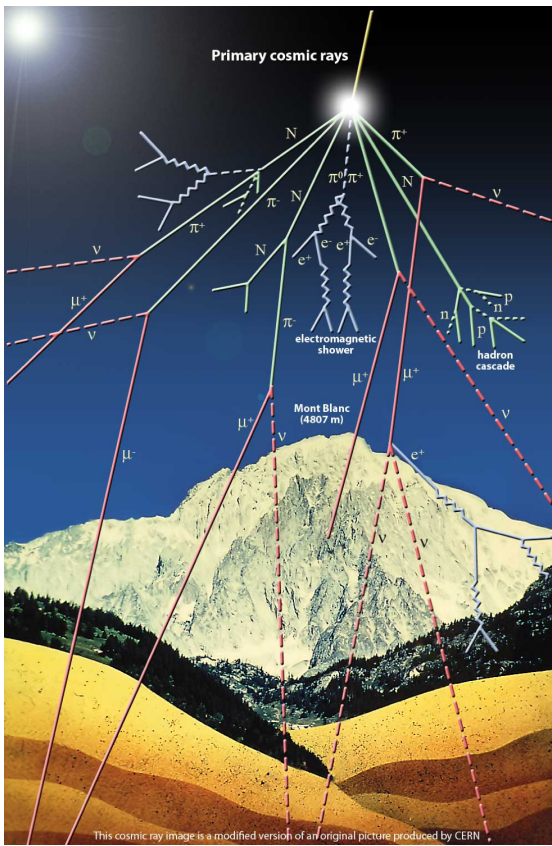
Photons



$$1\text{eV}/k_b = 11605^\circ\text{K}$$

- (1) : fond diffus cosmologique à 3°K
- (2) : rayonnement du corps noir entre 3.10³ et 3.10⁴ °K
- (3) : accélération par processus Compton $\gamma+p \rightarrow \gamma+p$

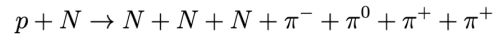




Rayonnement cosmique

Interaction d'une particule du rayonnement cosmique dans la haute atmosphère

par exemple:



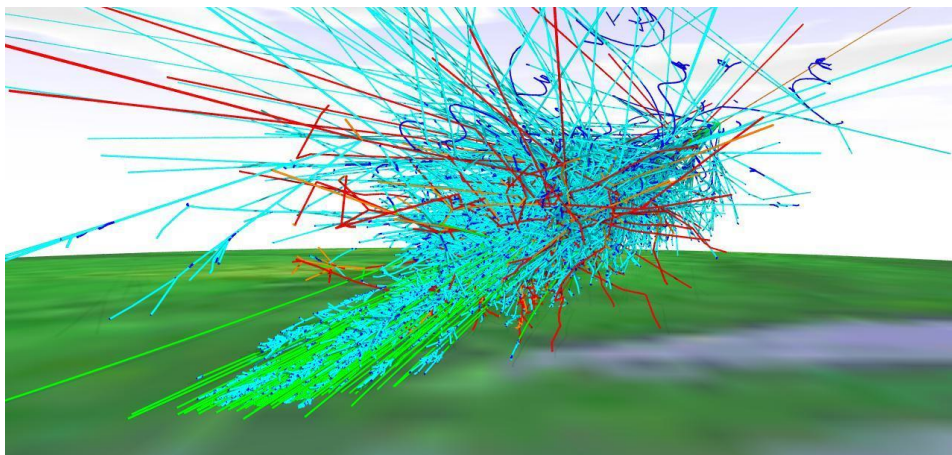
désintégration	temps de vie (τ)
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	10^{-16} s
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	10^{-8} s
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	10^{-6} s

distance parcourue:

$$d = \beta\gamma c\tau \quad \text{où} \quad \beta = v/c \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

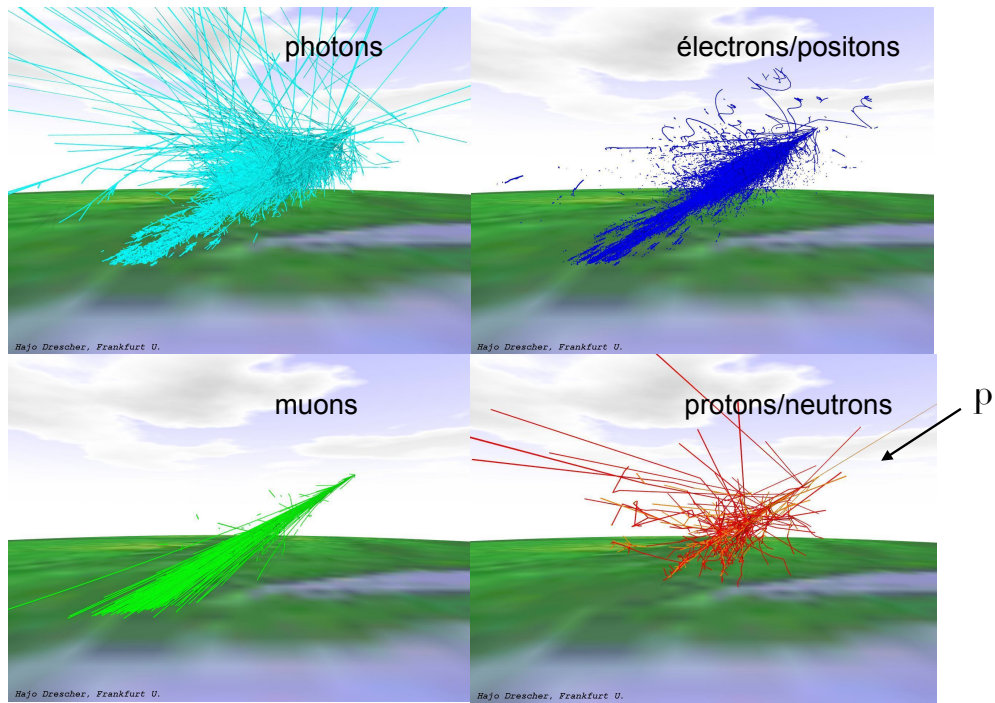
A haute énergie $\beta \simeq 1$ et $\beta\gamma = P/m$

Rayonnement cosmique

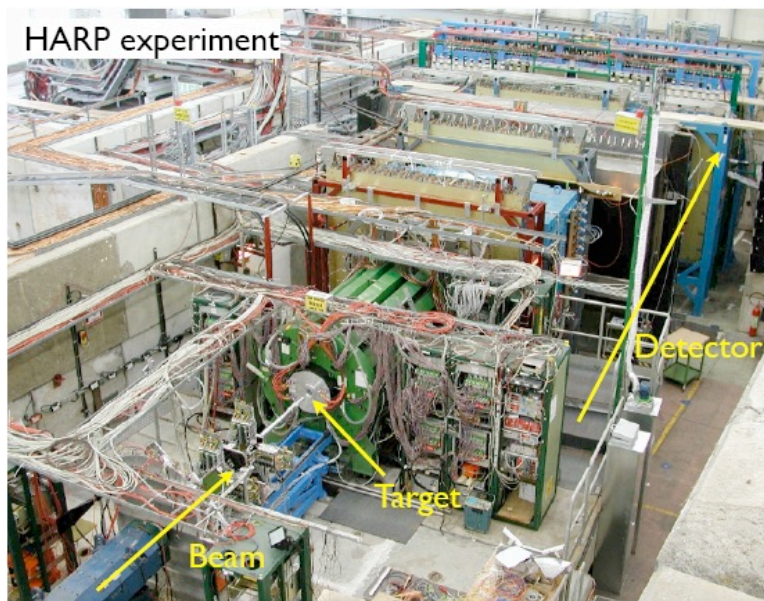


Simulation d'une gerbe issue du rayonnement cosmique dans la haute atmosphère

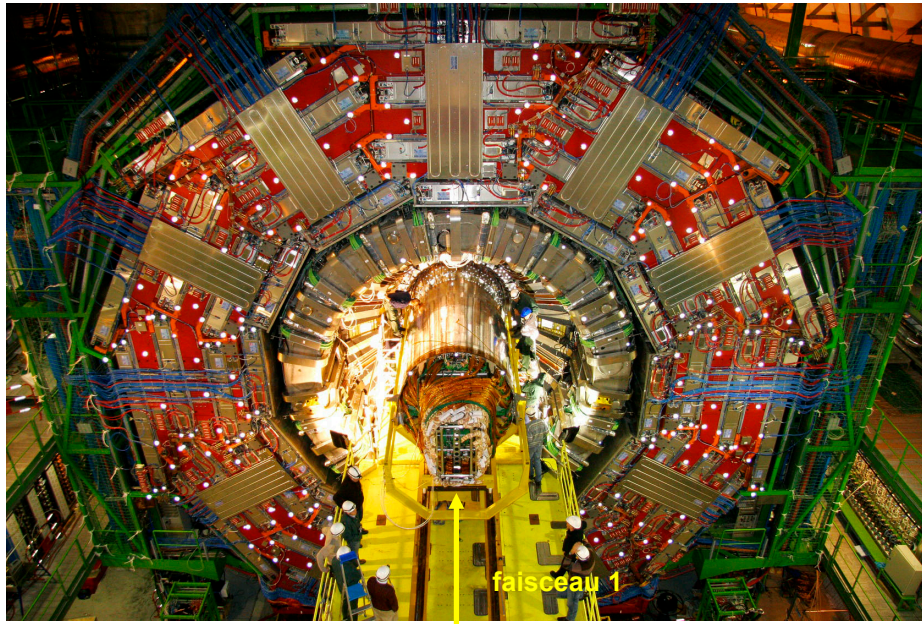
Rayonnement cosmique



Accélérateurs - cible fixe

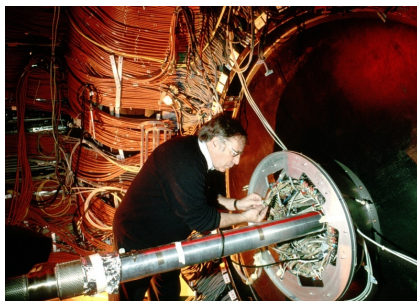
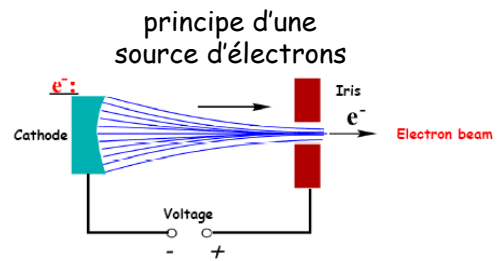
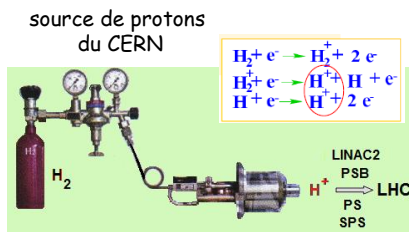


Accélérateurs - collisionneur



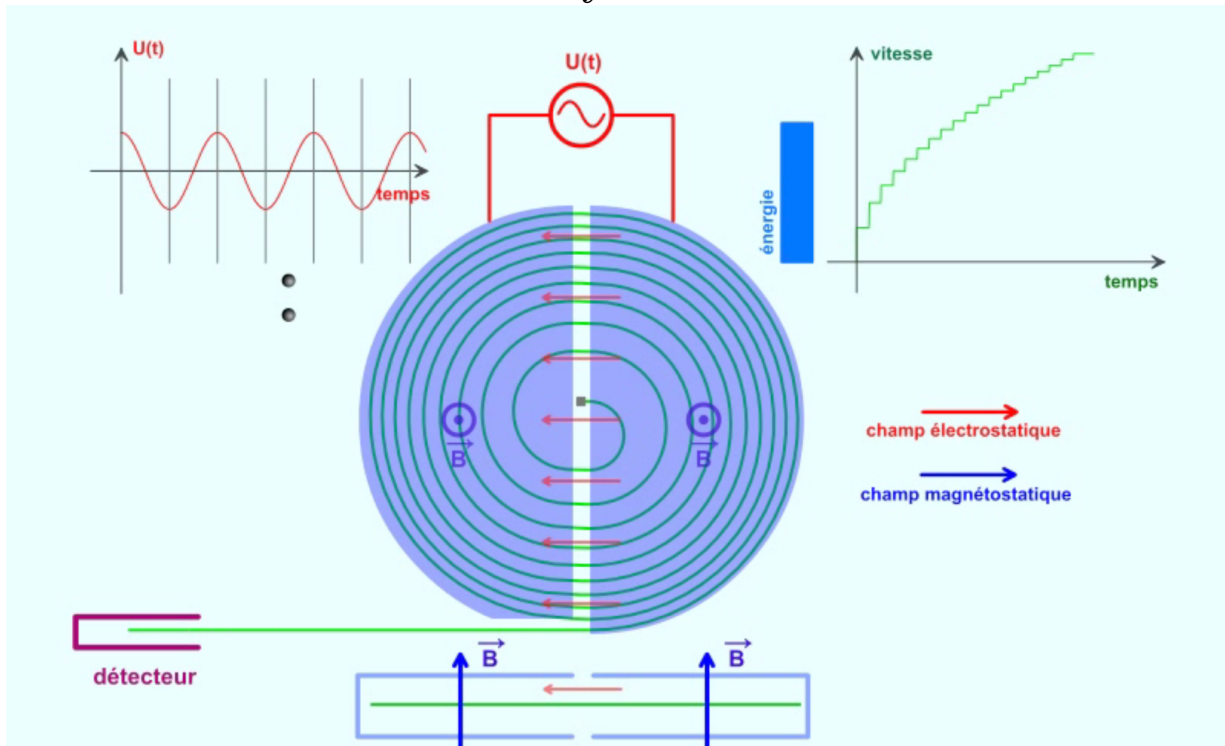
Entrée du tube à vide dans le détecteur CMS

Sources de protons/électrons

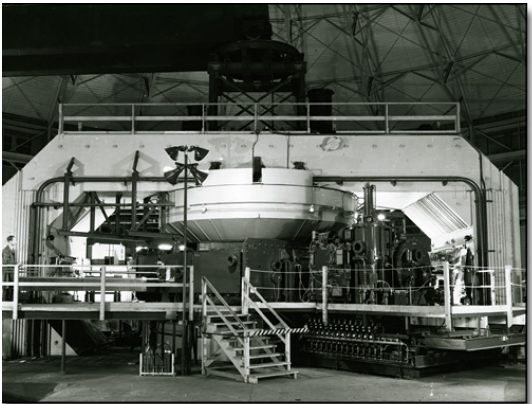


Tube à vide en béryllium du LEP, à l'entrée d'un des détecteurs

Le Cyclotron

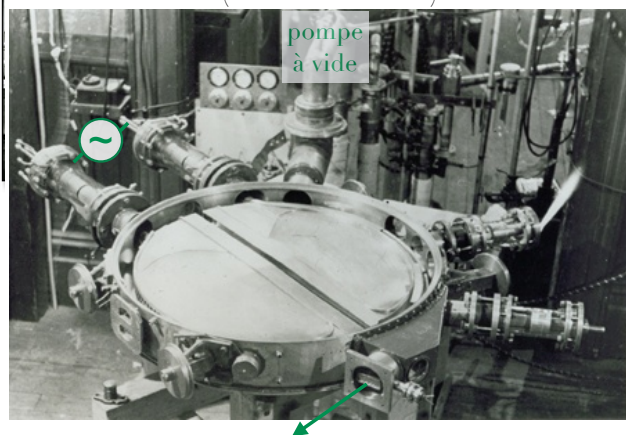


Le cyclotron



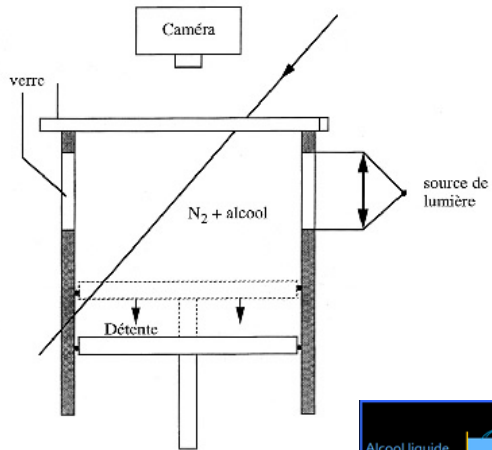
Le Cyclotron de Berkley de 184" (4,6m)
en 1940, lors de son installation

Le Cyclotron de Rutgers de 27" (69cm) - 1932
(sans son aimant)

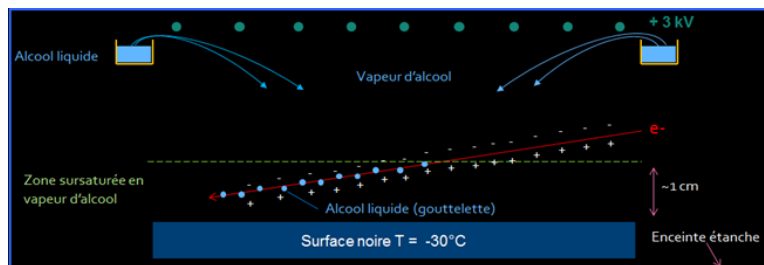
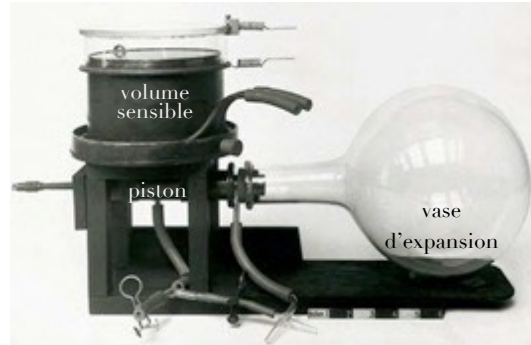


Chambre à brouillard

ionisation d'un gaz sursaturé en alcool



Chambre à brouillard de Wilson - 1911

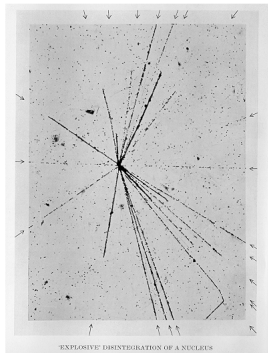


Chambre à brouillard (vidéo)

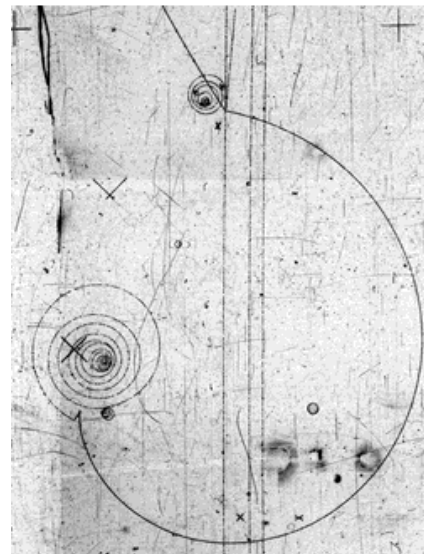
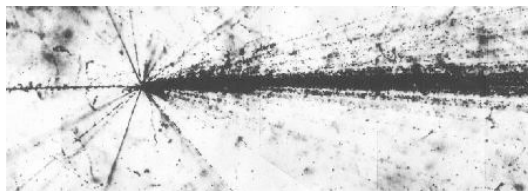


Emulsion nucléaire

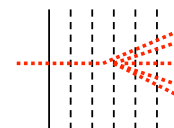
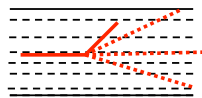
Effet chimique : noircissement des halogénures d'argent (AgBr) sous l'action de la lumière



Eclatement d'un noyau de la haute atmosphère en plusieurs fragments nucléaires, suite à une interaction avec un rayon cosmique - 1937

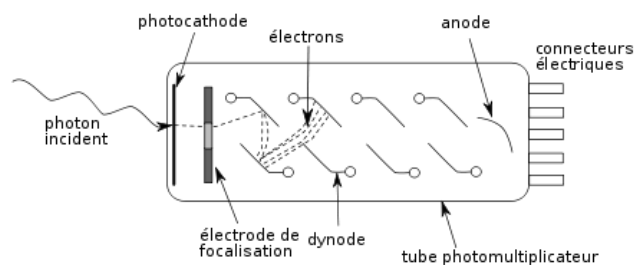
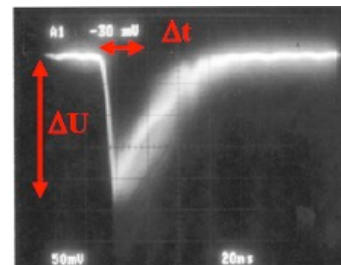
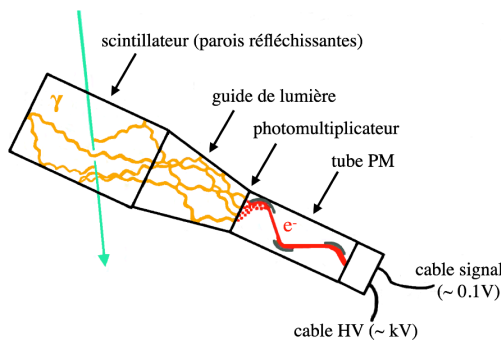


Faisceau →

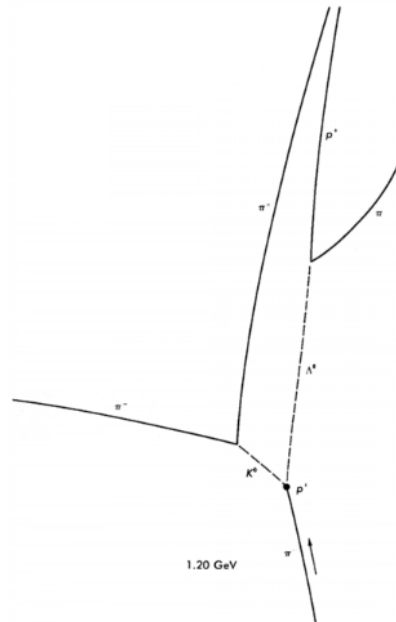
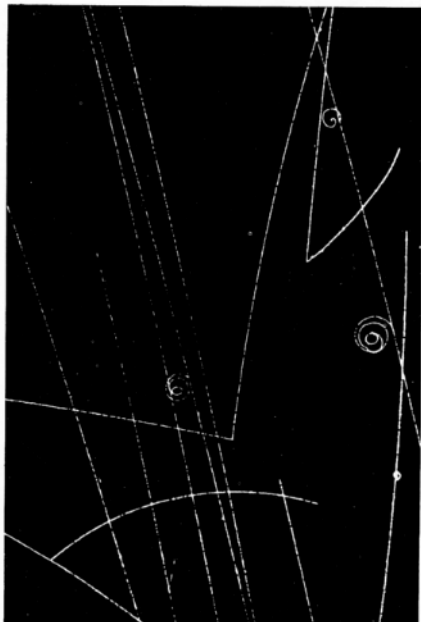
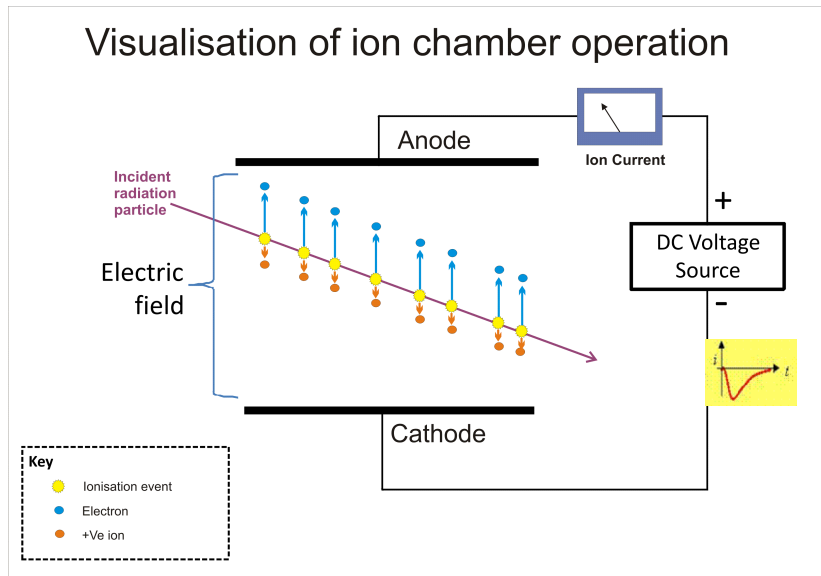


Détecteurs électroniques: Scintillateur

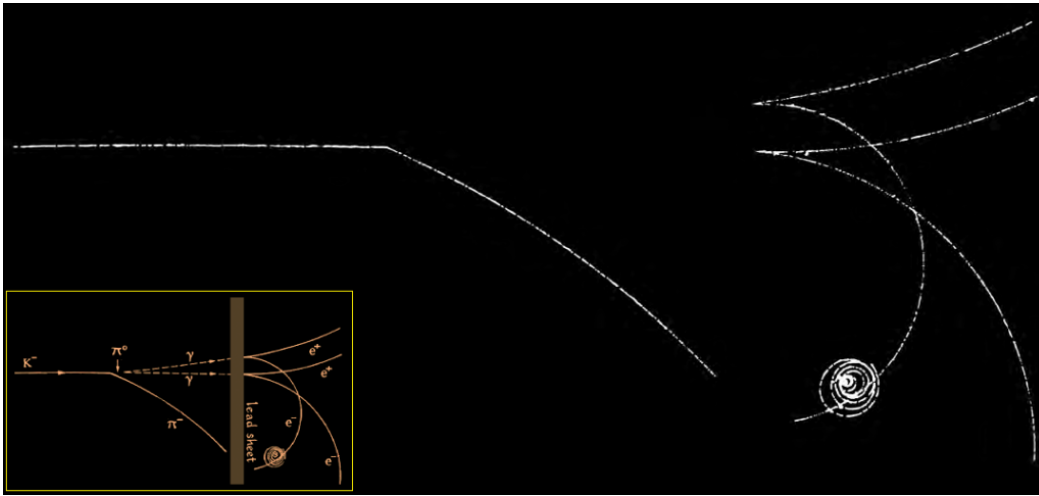
excitation d'un réseau cristallin par la particule chargée incidente



Détecteur à volume sensible gazeux



Détection de particules neutres



matérialisation de photons

Chapitre 3

Découvertes de nouvelles particules et des interactions forte et faible

Dans ce chapitre nous verrons comment un grand nombre de découvertes ont profondément modifié notre vision de la structure de la matière et ont mis à jour l'existence de nouveaux types d'interaction (les interactions nucléaires forte et faible) ainsi que l'existence d'une série de nouvelles particules dont les particules dites « étranges ». Nous verrons également les premiers modèles qui tentèrent de décrire les interactions fortes et comment les équations de la mécanique quantique ont dû être modifiées pour les rendre cohérentes d'un point de vue de la relativité restreinte, la physique des particules se trouvant au croisement de ces deux frontières : l'infiniment petit et des vitesses proches de celle de la lumière.

3.1 Découverte des constituants de l'atome (1897 – 1932)

Au début du XX^e siècle l'hypothèse matérialiste imaginait les atomes (que l'on savait neutres) comme une matière dans laquelle les charges électriques positives et négatives (les électrons) seraient distribuées de manière uniforme (modèle de J. J. Thomson dit du « plum pudding »). On savait de plus que la masse de l'atome était très grande par rapport à celle d'un électron.

En 1909, Geiger et Marsden, sous la direction de Rutherford, découvrent l'existence des noyaux atomiques en bombardant des feuilles de métal par des rayons α d'une énergie de 5.5 MeV/c² provenant d'une source de Polonium. Ils observent un nombre beaucoup plus important que prévu de particules α diffusées à grand angle (voir slide III-3). Ils en concluent que l'atome possède un noyau qui contient toute la charge positive, car seul un champ électrique de haute intensité peut expliquer autant de déviations à grand angle (voir figure 3.1).

Lors de leur diffusion, les particules α (de petite taille par rapport à la cible) subissent une force de Coulomb répulsive dont le potentiel $U(r) = Ze/r$ (en $1/r$) impose des trajectoires hyperboliques. Rutherford calcule tout d'abord la distance d'approche minimale en fonction du paramètre d'impact et de l'angle de diffusion θ (voir schéma ci-dessous).

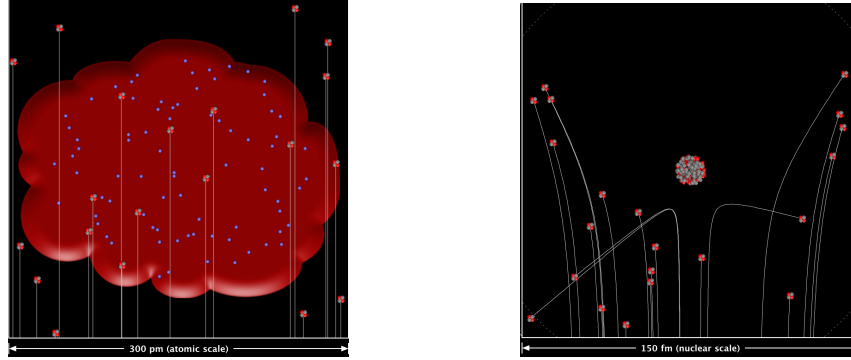
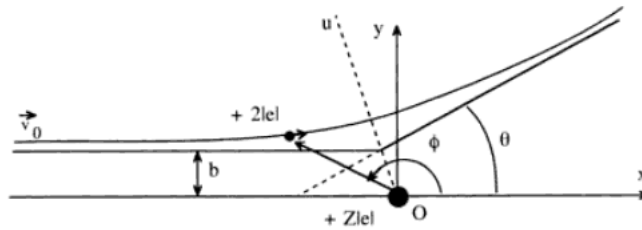


FIGURE 3.1 – Illustration de l'interprétation de Rutherford sur la structure de l'atome. Comparaison de diffusions attendues entre un modèle du type « plum pudding » (gauche) et un modèle dans lequel toute la charge positive est concentrée (droite) pour la diffusion de particules α sur un noyau atomique. Animation disponible sur https://phet.colorado.edu/sims/html/rutherford-scattering/latest/rutherford-scattering_fr.html



Il obtient l'expression de la section efficace différentielle en l'angle de diffusion :

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\cos\theta} = \pi r^2(\theta) = \pi \left(\frac{k Z e}{m v^2} \right)^2 \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} \quad k = 1/4\pi\epsilon_0 \quad (3.1)$$

En prenant le cas particulier de la rétro-diffusion, pour lequel il existe un point d'arrêt correspondant à une égalité entre l'énergie cinétique initiale de la particule incidente ($mv^2/2$) et l'énergie potentielle du noyau ($\sim eZ/r_{min}$) il déduit la taille du noyau et obtient $2.7 \cdot 10^{-14}$ m, soit une valeur très proche des mesures actuelles. Le noyau d'une taille d'environ 10 fm fait donc 1/10000 de la taille d'un atome.

Le proton

En 1919 Rutherford établit l'existence du noyau le plus léger, celui de l'atome d'hydrogène, il le baptise « le proton ». Il avait remarqué que les diffusions de particules α sur les atomes comme l'azote dégageaient des particules plus légères que l'azote (en réalité : ${}^4\text{He} + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{17}\text{O} + p$), il les interprétait comme des constituants des noyaux, le proton.

Le neutron

Rutherford aborde le problème de la masse des noyaux par rapport à leur charge. L'hélium est deux fois plus chargé que l'hydrogène mais quatre fois plus massif. Il remarque que la différence entre la masse des noyaux et la masse totale des protons du noyaux est toujours un multiple entier de

la masse du proton. Il suggère la présence de « proton neutre », de masse quasi identique à celle du proton, appelé « neutron », qu'il imagine comme un ensemble très compact d'un proton et d'un électron.

En 1930 W. Bothe et H. Becker constatent que certains éléments légers, tels que le lithium, le béryllium ou le bore, émettent "un rayonnement électriquement neutre et extrêmement pénétrant" de nature inconnue, si on les bombarde avec des particules α . Les Joliot-Curie font la même constatation en 1932 et projettent ce rayonnement sur de la paraffine (très riche en protons) et constatent qu'il est capable d'arracher des protons. Ils en déduisent, à tort, qu'il s'agit d'un rayon lumineux (des photons) et que le phénomène qui prend place est similaire à l'effet photoélectrique. Majorana se rend compte qu'ils ont découvert le neutron, mais son interprétation reste confidentielle. En 1932 Chadwick mesure l'énergie cinétique de recul de noyaux d'hydrogène dans la paraffine soumise à ce rayonnement mystérieux. Il en déduit que ce sont des composants très proches du proton : les neutrons. C'est une découverte majeure car elle fait passer le nombre de constituants élémentaires de deux à trois et permet d'expliquer la régularité constatée dans le tableau de Mendeleev.

L'hélium, par exemple, est constitué de deux protons, 2 neutrons et 2 électrons. Les bilans de masse et de charge sont cohérents. On appelle nucléon, l'ensemble des constituants des noyaux, c'est-à-dire l'ensemble des proton et neutron. En revanche une nouvelle question fondamentale se pose : quelle force fait tenir les protons et les neutrons ensemble au sein d'un noyau atomique de petite taille malgré la force électromagnétique répulsive entre les protons ?

3.2 Mécanique quantique relativiste

3.2.1 L'équation de Schrödinger (rappel)

Un grand nombre d'observations ont mis en évidence le caractère quantique de la physique à petite échelle (échelle atomique ou inférieure) et le besoin d'une nouvelle approche. La mécanique quantique propose de décrire les particules, non plus par des points matériels donnés par un simple vecteur position, $\vec{x}(t)$, mais par des fonctions d'onde, $\psi(\vec{x}, t)$, complexes. La densité de probabilité de présence à l'instant t est donnée par le module au carré de la fonction d'onde. Dans une approche non-relativiste, le mouvement d'une particule libre de masse m , de vecteur impulsion \vec{p} , d'énergie E est décrit par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H \psi \quad (3.2)$$

où H est l'Hamiltonien du système (qui peut dépendre du temps). En utilisant l'expression non relativiste de l'énergie cinétique $E = p^2/2m$ et le principe de correspondance :

$$\vec{p} \rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial \vec{x}} = -i\hbar \vec{\nabla} \quad \text{et} \quad E \rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \quad (3.3)$$

appliqués à la fonction d'onde, on obtient :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}^2 \psi, \quad (3.4)$$

dont les solutions, sous forme d'ondes planes, sont de la forme :

$$\psi(\vec{x}, t) = A e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)} \quad (3.5)$$

où ω et \vec{k} sont la pulsation et le vecteur d'onde des relations de de Broglie quantifiant l'énergie et l'impulsion, $E = \hbar\omega$ et $\vec{p} = \hbar\vec{k}$. A étant l'amplitude et :

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.05457160 \cdot 10^{-34} \text{ J s.} \quad (3.6)$$

Il convient de ne pas perdre de vue l'ordre de grandeur de la constante h qui reflète le domaine d'application des effets quantiques.

Dans le cas d'une particule non libre, un terme de potentiel vient s'ajouter :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}^2 \psi + U\psi \quad (3.7)$$

3.2.2 L'équation de Klein – Gordon

Dans sa généralisation relativiste, l'expression de l'énergie devient :

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 . \quad (3.8)$$

En y appliquant le principe de correspondance on trouve l'équation dite de Klein-Gordon :

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -\hbar^2 c^2 \vec{\nabla}^2 \psi + m^2 c^4 \psi \quad (3.9)$$

Les solutions sont les mêmes que celles de l'équation de Schrödinger, pour une particule libre.

Dans le cas d'un photon ($m_\gamma = 0$) on retrouve l'équation d'onde de l'électromagnétisme classique $\vec{\nabla}^2 \psi = 1/c^2 \partial^2 \psi / \partial t^2$ qui dans le cas d'une onde stationnaire ($\partial / \partial t = 0$) nous redonne l'équation de Laplace :

$$\vec{\nabla}^2 \psi = 0 \quad \text{ou en coordonnées sphériques} \quad \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dU}{dr} \right) = 0 \quad (3.10)$$

et dont le potentiel Coulombien $U(r) = q/(4\pi\epsilon_0 r)$ pour une charge ponctuelle q placée en $(0, 0, 0)$ est bien une solution. Le potentiel Coulombien est donc bien aussi une solution des équations de Klein–Gordon.

La fonction ψ peut donc être interprétée soit comme la fonction d'onde associée au photon échangé, soit comme le potentiel associé au champ électromagnétique.

3.3 Interactions nucléaires et découverte des premiers mésons

3.3.1 Force nucléaire

Pour assurer la stabilité des noyaux il faut que s'exerce entre les nucléons une force attractive d'une intensité supérieure à la force électromagnétique répulsive entre les protons. La masse d'un noyau vaut, empiriquement, pour un nombre de masse A et un nombre de charges Z :

$${}^A_Z M = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - E_L \quad (3.11)$$

On en déduit que l'énergie de liaison par nucléon, $E_L/A \simeq 8 \text{ MeV}$, est d'une intensité 10^6 supérieure à l'énergie de liaison des électrons au noyau. Cette nouvelle force est donc appelée la force nucléaire « forte ». Cette force n'est nécessaire pour définir aucun autre phénomène connu à l'époque, son rayon d'action maximum doit donc être limité aux dimensions nucléaires, c'est-à-dire quelques fm.

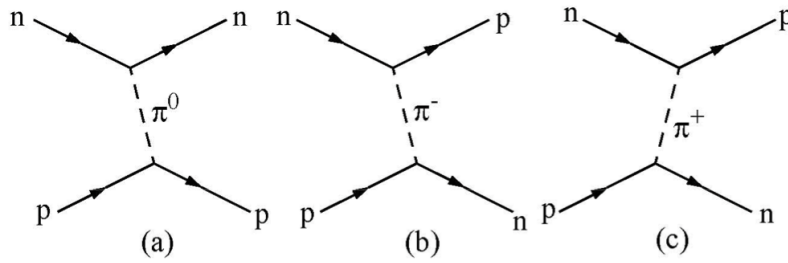


FIGURE 3.2 – Interactions entre nucléons dans l’approche de Yukawa.

3.3.2 Théorie de Yukawa

En 1934 Hideki Yukawa tente de modéliser la force forte par l’échange d’une particule et l’existence d’une masse pour cette particule restreindra la portée de l’interaction. Il appelle cette particule le pion (notée π). Pour expliquer les différentes réactions élastiques observées entre protons et neutrons, le pion doit exister en des versions chargée et neutre (voir figure 3.2).

Si le pion a une masse (positive), on se rend compte qu’à chaque vertex (par exemple $p - \pi^0 - p$) il y a violation de la conservation de l’énergie-impulsion (en effet dans le référentiel au repos du proton initial, on a : $m_p = E'_p + E_\pi > m_p$ si l’énergie du pion est positive). La conservation de l’énergie-impulsion doit être vérifiée entre les états asymptotiques ($t \rightarrow \pm\infty$), seuls états mesurables, en revanche le principe d’incertitude d’Heisenberg permet la non conservation de ces grandeurs dans des phénomènes quantiques, et tels que :

$$\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar \quad \text{et} \quad \Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (3.12)$$

La particule échangée est dite « virtuelle », c’est-à-dire non réelle, non observable et échangée. En pratique pour les traiter, on peut faire deux choix. Soit considérer que la particule possède bien la masse qui la caractérise et que l’énergie-impulsion n’est pas conservée sur ce temps très court, soit considérer qu’elle l’est mais que la particule virtuelle possède une masse telle que $m^2 < 0$. Dans ce cours nous opterons pour le deuxième de ces choix arbitraires.

La portée d’une interaction correspond à la distance typique, R , que peut « parcourir » la particule (virtuelle) échangée. Soit, en supposant qu’elle se déplace à la vitesse de la lumière :

$$R \simeq c\Delta t \simeq \frac{c \hbar}{\Delta E} \quad (3.13)$$

La portée de l’interaction forte étant de l’ordre du fermi (1.3 fm), qui est la distance qui sépare les nucléons dans un noyau, la particule hypothétique devrait avoir une masse de l’ordre de 150 MeV/c². Sa masse étant intermédiaire entre celle de l’électron (lepton, de *leptós* en grec, léger ou mince, 0.5 MeV/c²) et celle des nucléons (baryon, de *barus* en grec, lourd, 900 MeV/c²) on la qualifia de méson (du grec *mésos*, moyen).

Yukawa propose un potentiel correspondant à l’interaction forte qui est solution de l’équation de Klein-Gordon avec un potentiel statique à symétrie sphérique :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dU}{dr} \right) = \frac{m^2 c^4}{\hbar^2 c^2} U \quad (3.14)$$

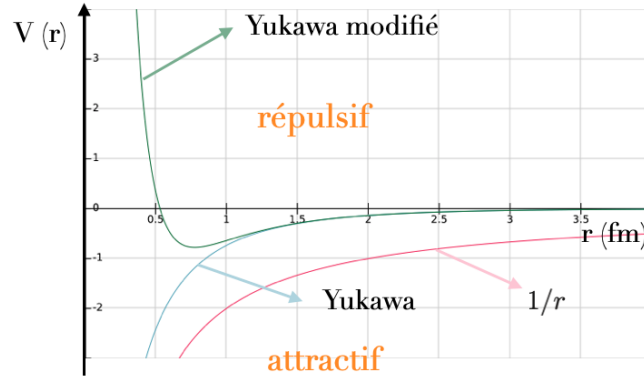


FIGURE 3.3 – Potentiel de Yukawa modifié et non-modifié, ainsi qu’un comportement en $1/r$ à titre de comparaison.

On trouve alors

$$U(r) = \frac{-g}{4\pi r} e^{-r/r_0} \quad (3.15)$$

avec $r_0 = \hbar c/(mc^2) \simeq 1\text{fm}$ qui reflète la portée de l’interaction forte et g une constante de couplage, équivalent « fort » de la charge électrique, qu’il faudra déterminer. La forme de ce potentiel est illustrée à la slide III-7 pour des valeurs entre 1 et 2 fm. Yukawa doit rajouter, à ce terme attractif, un terme répulsif asymptotique, obtenu par ajustement empirique sur les mesures, pour $r \leq 1$ fm qui empêche les nucléons de s’interpénétrer (voir figure 3.3). Au delà de $r > 2$ fm la force coulombienne électromagnétique domine.

3.3.3 La découverte des pions

Street et Stevenson en 1937, puis Anderson et Neddermeyer en 1938 découvrent, indépendamment, une particule de masse intermédiaire dans le rayonnement cosmique. Mais c’est une fausse piste. Si sa masse et son temps de vie pourraient convenir :

$$m_{\mu^\pm} = 106 \text{ MeV}/c^2 \quad ; \quad \tau_{\mu^\pm} \sim 10^{-6} \text{ s}$$

elle n’interagit pas fortement avec la matière. Impossible donc qu’il s’agisse de la particule médiatrice de l’interaction forte. Il s’agit d’un « électron lourd », un deuxième lepton, le muon (noté μ).

En 1947 Lattes, Muirhead, Occhialini et Powell mettent en évidence dans des émulsions exposées aux rayons cosmiques en altitude (au Pic du Midi) l’existence de particules chargées (voir slide III-8) :

$$m_{\pi^\pm} = 140 \text{ MeV}/c^2 \quad ; \quad \tau_{\pi^\pm} \sim 10^{-8} \text{ s}$$

C’est bien la particule de Yukawa ! Elle se désintègre en muon, avant d’arriver au sol, qui se désintègre lui-même en électron et des produits neutres.

Après la deuxième guerre mondiale, les expériences auprès d’accélérateurs se développent et permettent de produire ces « nouvelles » particules par interaction du faisceau avec une cible. En 1950, au cyclotron de Berkeley, les faisceaux de particules α de 380 MeV sont envoyés sur une cible derrière laquelle sont placées des plaques d’émulsion. Les pions chargés sont produits et observés en laboratoire pour la première fois. Mais de plus ils découvrent les π^0 (neutres - donc pas de traces dans

l'émulsion) qui se désintègrent très rapidement. Ils sont mis en évidence en observant les interactions de leurs produits de désintégration :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

dont les photons se matérialisent en des paires e^+e^- dans la matière (présence de champs électromagnétiques dans les atomes) : $\gamma + A \rightarrow e^+ + e^- + A$ - voir slide III-8 (dont l'angle d'ouverture nulle entre l'électron et le positon est une conséquence de la masse nulle du photon). Les caractéristiques du pion neutre sont :

$$m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}/c^2 \quad ; \quad \tau_{\pi^0} \sim 10^{-16} \text{ s}$$

La rapport des temps de vie des pions chargés et du pion neutre est de 8 ordres de grandeur. Cela s'explique par le fait que le π^0 se désintègre par un processus électromagnétique et les pions chargés de façon faible dont les couplages sont très différents.

3.4 La stabilité du proton et le nombre baryonique (1939)

Dans les clichés d'émulsion on voit clairement que dans la désintégration du π^\pm il faut faire l'hypothèse qu'une ou plusieurs particules neutres sont émises pour assurer la conservation de l'impulsion suivant chaque direction. Ces particules neutres sont des neutrinos (noté ν) et nous y reviendrons un peu plus loin... La chaîne de désintégration est en fait, par exemple pour un π^+ :

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ &\hookrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

La chaîne de désintégration s'arrête aux particules les plus légères. Or le pion, le muon et l'électron (dont l'antiparticule, le positon sera découverte plus tard) sont plus légers que le proton et l'on observe pas les désintégrations suivantes :

$$p \not\rightarrow \pi^+ + \dots \quad p \not\rightarrow \mu^+ + \dots \quad p \not\rightarrow e^+ + \dots$$

En revanche on observe la désintégration du neutron $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, mais pas $n \not\rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu_e$. Pour rendre compte de cela, on introduit le nombre quantique « nombre baryonique », B , qui prend les valeurs :

n	1	\bar{n}	-1
p	1	\bar{p}	-1
π^+	0	π^-	0
μ^+	0	μ^-	0
e^+	0	e^-	0
γ	0	π^0	0

Le nombre baryonique du pion doit être mis à zéro car il n'intervient pas dans le bilan baryonique :

observé	non observé
$p + n \rightarrow p + p + \pi^-$	$p + n \not\rightarrow n + \pi^-$
$p + n \rightarrow p + n + \bar{p} + p$	$p + n \not\rightarrow p + \bar{p} + p$
$\pi^- + p \rightarrow n + \bar{p} + p$	$\pi^- + p \not\rightarrow p + \bar{p}$

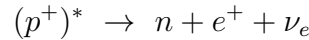
\Rightarrow Le nombre baryonique est toujours conservé

Le proton étant le baryon le plus léger : \Rightarrow Le proton est stable. Les limites actuelles estiment son temps de vie $\tau_p > 10^{33}$ ans (à comparer avec l'âge de l'Univers, de $1.4 \cdot 10^{10}$ ans).

Remarquons que la notion de temps de vie d'une particule est une des caractéristiques d'une particule **libre**. Un proton libre est stable (temps de vie infini). En revanche un proton lié peut ne pas être stable. Ainsi la désintégration bêta-plus (β^+), comme par exemple :



est interprétée comme étant due à la désintégration d'un des protons du fluor :



cette réaction (désintégration du fluor en oxygène) vérifiant bien la conservation de l'énergie-impulsion, ainsi que la conservation des autres nombres quantiques, est permise.

3.5 Le spin

En 1925, pour expliquer la levée de la dégénérescence des niveaux d'énergie d'un atome plongé dans un champ magnétique, Uhlenbeck et Goudsmit postulent l'existence d'une nouvelle propriété des particules, qui se comportent comme un moment angulaire intrinsèque, mais qui n'a pas d'équivalent en mécanique classique, le spin : S et dont les valeurs sont quantifiées à $\pm 1/2\hbar$.

Un peu avant, en 1922, Stern et Gerlach observent que des atomes d'argent dans leur état fondamental sont déviés de 2 manières différentes par un champ magnétique (voir slide III-10). Ceci s'explique par l'existence d'un moment magnétique non nul qui ne peut être dû au mouvement orbital, celui-ci étant nul pour les atomes d'argent dans leur état fondamental. Il est attribué à l'existence du spin, correspondant à un moment angulaire intrinsèque :

$$\vec{M}_S = g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S} \quad (3.16)$$

où g est le facteur de Landé (une grandeur sans dimension : $g_p = 5.5$, $g_e = 2$, $g_n = -3.8, \dots$).

De façon générale un moment magnétique est généré par un moment cinétique, L , de particules chargées :

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m} \vec{L} \quad \text{on appelle } e/2m \text{ le rapport gyromagnétique} \quad (3.17)$$

La force subie (ici par les atomes) est donnée par $\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{M} \cdot \vec{B})$. L'observation de cette force implique l'existence d'un moment magnétique (remarquons aussi qu'il faut un gradient de champ magnétique, et non un champ magnétique constant - ce gradient est présent dû à l'inhomogénéité du champ magnétique principalement au bout de l'aimant). Si l'on nomme z la direction suivant laquelle le gradient du champ magnétique est non nul, ici perpendiculaire à l'étalement de la tache (voir figure 3.4), pour un moment magnétique intrinsèque quantifié, la force vaut :

$$\vec{F} = \pm \frac{1}{2} g \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial \vec{B}}{\partial z} \quad \text{pour } s = \pm 1/2 \quad (3.18)$$

En l'absence de quantification (et en présence d'un gradient du champ magnétique) la tache serait bien élargie mais pleine.

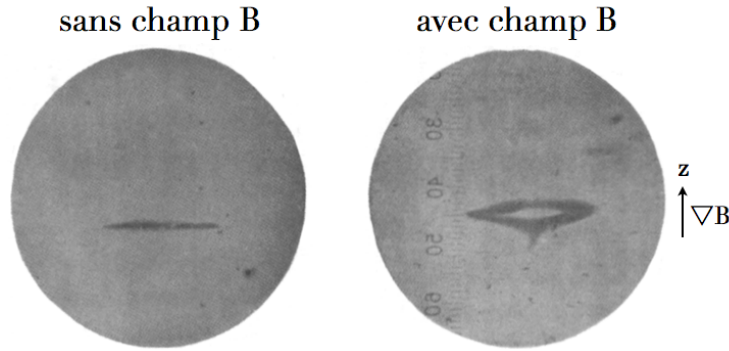


FIGURE 3.4 – Impacts des atomes d’argent en présence (gauche) et sans (droite) champ magnétique.

Deux déviations sont observées, il y a 2 états distincts. Dès lors :

$$\text{le spin } S = \frac{1}{2}\hbar \quad \text{et sa projection } S_z = \pm \frac{1}{2}\hbar \quad (3.19)$$

Philippis et Taylor répètent cette expérience avec des atomes d’hydrogène et en concluent que l’électron a un spin $\frac{1}{2}\hbar$ également. On arrive à la même conclusion pour les nucléons. D’autre part, la polarisation des ondes é.m. nous indique que $S_\gamma = 1\hbar$. Les mésons π ont un spin nul. Soit en résumé :

fermions	spin	bosons	spin
e^\pm	1/2	γ	1
μ^\pm	1/2	$\pi^{\pm,0}$	0
p, n	1/2		

3.6 L’équation de Dirac

3.6.1 Le principe d’exclusion

Un système de fermions (particules de spin demi-entier : $1/2, 3/2$) identiques forment globalement une fonction d’onde antisymétrique : $\psi_{12} = -\psi_{21}$ pour la permutation de deux d’entre elles. Les bosons sont les particules de spin entier : $0, 1, \dots$ qui lorsqu’elles forment un système de particules identiques ont toujours une fonction d’onde symétrique : $\psi_{12} = \psi_{21}$.

Le principe d’exclusion de Pauli veut que tout fermion appartenant à un système de fermions identiques ne peut avoir les mêmes nombres quantiques qu’un autre fermion de ce système.

3.6.2 L’équation de Dirac

Dirac a introduit son équation pour tenter de remédier aux problèmes posés par l’équation de Klein-Gordon, qui trouve des solutions d’énergie négative et de densité de probabilité négative. Comme l’a fait remarqué Dirac en 1927, la source des problèmes de l’équation de Klein-Gordon était due à la présence de dérivées de second ordre conduisant fatalement à une ambiguïté de signe. Dirac chercha à reformuler l’équation de Klein-Gordon de telle sorte qu’elle fasse apparaître une dérivée du première ordre à la fois pour le temps et les coordonnées d’espace, soit de la forme :

$$H \psi(x) = \left(\sum_{i=1}^3 \gamma_i (-i\hbar c \frac{\partial}{\partial x_i}) + \gamma_0 mc^2 \right) \psi(x) = i \frac{\partial}{\partial t} \psi(x) \quad (3.20)$$

pour satisfaire la relation $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ et en utilisant le principe de correspondance, les γ ne peuvent pas être de simples nombres, il faut une relation matricielle telle que $\gamma_i\gamma_j = -\gamma_j\gamma_i$ pour $i \neq j$ et $i, j = 0, 1, 2, 3$. De plus comme l'opérateur H est hermitien, il faut que $\forall i, \gamma_i^2 = 1$. La plus petite dimension de ces matrices est 4. La fonction d'onde ψ devient alors un spineur de Dirac à 4 composantes :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

pour lequel l'équation de Dirac s'écrit :

$$(i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu - mc)\psi = 0 \quad \text{où} \quad \partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu} \quad (3.22)$$

et une somme sur les indices répétés (ici $\mu = 0, 1, 2, 3$) est implicite.

Les deux premières composantes du spineur de Dirac, ψ_1 et ψ_2 représentent les deux états de spin, ou plus exactement les deux états d'hélicité, l'hélicité étant définie comme la projection du spin sur la quantité de mouvement :

$$\text{hélicité} = \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} = \pm \frac{1}{2}\hbar \quad (3.23)$$

Les deux autres composantes correspondent, à nouveau, à des solutions d'énergie négative, problème déjà rencontré les solutions de l'équation de Klein-Gordon et provenant de la relation quadratique $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$. Or on n'observe pas de transition entre les états d'énergie positive et ceux d'énergie négative. Pour sauver son équation Dirac supposera que les états d'énergie négative sont déjà remplis (le « mer de Dirac ») et qu'il n'est pas possible de les exciter.

Dans les années 1940, Stückelberg et indépendamment Feynman proposèrent de réinterpréter ces deux états d'énergie négative comme deux états d'énergie positive identiques mais remontant le temps ($E \rightarrow -E$ et $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$). Ces états devraient exister et ont une charge opposée aux états d'énergie positive. Ils correspondent aux antiparticules. La particule e^+ découverte en 1932 est bien l'antiparticule de l'électron.

3.7 Les antiparticules

Si l'équation de Dirac est valable, (au moins) tout fermion doit avoir une antiparticule, c'est-à-dire une particule de même masse, de même spin mais de charge opposée. Cette déduction se basant sur l'expression quadratique de l'énergie, les particules neutres devraient aussi avoir des antiparticules correspondantes.

En plus du positon (e^+ - les anglais disent positron, en français le nom positon provient de la positivité de la charge électrique) ainsi que des partenaires μ^\pm et π^\pm déjà découverts, l'antiproton (\bar{p}) est découvert en 1955 et l'antineutron (\bar{n}) en 1956.

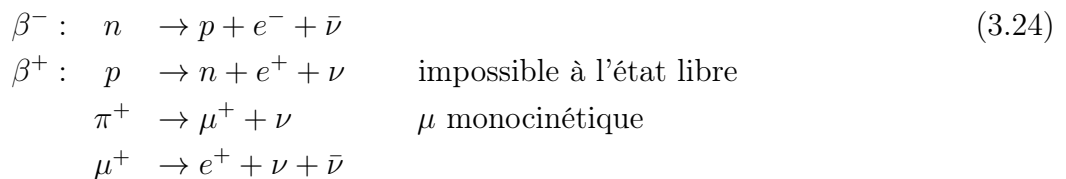
L'antineutron est différent du neutron ce qui contraste avec l'équivalence observée entre un photon et son antiparticule ainsi que pour le π^0 . Il faudra attendre de nombreuses années, et le modèle des quarks, pour résoudre cette énigme.

3.8 Les neutrinos et l'interaction faible

Revenons un peu en arrière dans le temps pour nous pencher sur les interactions faibles. Dans la désintégration $\beta : \frac{A}{Z}X \rightarrow \frac{A}{Z+1}Y + e^-$ seuls deux corps sont détectables dans l'état final (voir slide III-15). Or si la désintégration est véritablement à deux corps, l'énergie de l'électron de l'état final devrait être fixe, ce qui n'est pas le cas (voir slide III-15).

En 1930, Pauli prétend que la non conservation de l'énergie-impulsion n'est qu'apparente car il existe un troisième corps dans l'état final qui échappe à la détection. Il est neutre, interagit faiblement, de petite masse et de spin $1/2$. Cette particule hypothétique est appelée le neutrino, « le petit neutre ».

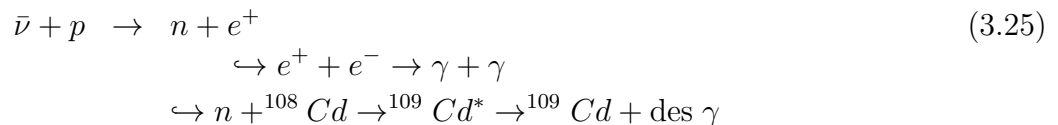
En 1934, Fermi propose une explication à la radioactivité β : les neutrinos interagiraient via un nouveau type d'interaction, l'interaction faible, qu'il voit comme une interaction de contact (pas de particule virtuelle échangée). Il associe un courant à la transition $n \rightarrow p$ qui fait apparaître un électron et un neutrino (comme le courant électromagnétique fait apparaître une paire e^+e^-). En d'autres termes le courant faible se matérialise en une paire $e^-\nu$. Cette approche donne une universalité à toute une série de réactions observées et de certaines de leurs caractéristiques (nous anticipons ici l'existence d'un antineutrino) :



Découverte des neutrinos

Il fallut 20 ans, entre l'hypothèse de Pauli et la découverte des neutrinos, tant leur interaction avec la matière est peu probable. Pour réaliser à quel point elle est peu probable, on peut utiliser l'image suivante : pour arrêter la moitié d'un faisceau de neutrinos de quelques MeV, il faudrait un mur de plomb long d'une année-lumière.

En 1953 Cowan et Reines mettent au point une expérience basée sur la réaction β^+ inversée. Ils placent leur expérience à 12m sous terre, près d'une source abondante de neutrinos : le réacteur nucléaire de Savannah River en Caroline du Sud (US) d'un flux de $10^{13} \nu/cm^2/s$ à 11m du coeur du réacteur. La cible est constituée de 200 l d'eau contenant du chlorure de cadmium ($CdCl_2$) dissous (voir slide III-16). Le principe de détection exploite la réaction complète suivante :



Un (anti)neutrino issu du réacteur interagit avec un proton de la cible. Le positon de l'état final s'annihile avec un électron du milieu donnant deux photons détectés dans les photomultiplicateurs. Le neutron de l'état final est ralenti par le milieu puis capturé par le cadmium, qui se désexcite en émettant plusieurs photons quelques μs après l'annihilation $e^+ + e^-$ (voir slide III-16). Les résultats furent publiés en 1956 et en 1995 Frederick Reines reçut le prix Nobel. Le même principe de détection est encore utilisé actuellement dans plusieurs expériences de détection de neutrinos.

Les antineutrinos et le nombre quantique leptonique

Dans la réaction exploitée ci-dessus, c'est un antineutrino qui provient du réacteur et qui interagit dans le détecteur. Qu'est-ce qui différencie un neutrino d'un antineutrino? En 1953 Davis étudie les différentes réactions de neutrinos. Il remarque que certaines auxquelles on pourrait s'attendre, n'existent pas (ou plus précisément sont de section efficace compatible avec 0), comme la réaction : $\bar{\nu} + n \not\rightarrow p + e^-$. Pour rendre compte de ce qui est observé, un nouveau nombre quantique est introduit, le nombre leptonique, L . Il doit être conservé dans tout type d'interaction. Il prend les valeurs données ci-dessous :

$L = +1$	e^-, μ^-, ν
$L = -1$	$e^+, \mu^+, \bar{\nu}$
$L = 0$	γ, p, n, π, \dots

on retrouve bien sa conservation dans les réactions. Par exemple :

$$\begin{array}{lll}
 n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} & \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu & \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \\
 L : 0 \rightarrow 0 + 1 - 1 & L : 0 \rightarrow -1 + 1 & L : -1 \rightarrow -1 + 1 - 1
 \end{array}$$

Un second type de neutrinos, distincts, est mis en évidence au Brookhaven National Lab (BNL) dans la réinteraction des neutrinos provenant de la désintégration de pions chargés (prix Nobel pour Lederman, Schwartz and Steinberger en 1988). Ces neutrinos muoniques, notés ν_μ , ne sont pas sujets aux mêmes réactions avec les nucléons que les neutrinos du premier type de neutrinos, liés aux électrons, ν_e . Ainsi :

$$\begin{aligned}
 \nu_\mu + N &\rightarrow \mu^- + X \\
 \nu_\mu + N &\not\rightarrow e^- + X
 \end{aligned} \tag{3.26}$$

De plus la désintégration du muon en électron ($\mu^- \not\rightarrow e^- + \gamma$) n'est pas observée. Il est donc nécessaire de différencier 3 nombres quantiques leptoniques (en anticipant sur la découverte d'une troisième famille de leptons, celle du « tau » (τ et ν_τ) :

L_e	$= +1$	e^-, ν_e
	$= -1$	$e^+, \bar{\nu}_e$
L_μ	$= +1$	μ^-, ν_μ
	$= -1$	$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$
L_τ	$= +1$	τ^-, ν_τ
	$= -1$	$\tau^+, \bar{\nu}_\tau$

Chacun de ces trois nombres quantique doit être conservé durant toute interaction. Par exemple :

$$\begin{array}{lll}
 n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e & \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\
 L_e : 0 \rightarrow 0 + 1 - 1 & L_e : 0 \rightarrow +0 + 0 & L_e : 0 \rightarrow -1 + 1 + 0 \\
 L_\mu : 0 \rightarrow 0 + 0 + 0 & L_\mu : 0 \rightarrow -1 + 1 & L_\mu : -1 \rightarrow +0 + 0 - 1
 \end{array}$$

3.9 Les particules étranges

En 1947, Rochester et Butler observent une nouvelle particule inattendue, en chambre à brouillard exposée aux rayons cosmiques en altitude. Deux plaques d'émulsion sont séparées par une couche de plomb (voir slide III-20). Après interaction des particules cosmiques dans le plomb, ils observent la désintégration d'une particule neutre en deux particules chargées (formant un « V »). L'analyse de l'ionisation des traces montre qu'il s'agit de deux pions chargés dont la masse (estimée à partir d'un échantillon plus large d'événements du même type) pointe à 500 MeV/c². La particule, baptisée méson K^0 ou kaon, ne porte pas de nombre baryonique.

Deux ans plus tard, dans des conditions identiques mais à plus haute altitude, le kaon chargé (flèche rouge - voir slide III-20) est découvert par sa désintégration au point A en $\pi^+ + \pi^- + \pi^+$ - sur l'événement, on voit de plus que le π^- , de plus basse impulsion (il ionise plus) interagit au point B avec un noyau du milieu.

Ce n'est qu'en 1956 que l'on a compris que le K^\pm et le K^0 étaient des particules très semblables ($m_{K^\pm} \simeq m_{K^0}$). Ils se désintègrent en mésons, ce ne sont donc pas des baryons. Beaucoup d'autres mésons furent découverts par la suite, grâce aux accélérateurs : $\eta, \phi, \omega, \rho, \dots$

En 1950, le groupe d'Anderson observe un autre « V » en chambre à brouillard (slide III-21) qui se désintègre en un proton et un pion négatif, il s'agit donc d'un baryon, le lambda zéro : $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, d'une masse de 1116 MeV/c². En 1956, le sigma neutre d'une masse de 1193 MeV/c² est découvert en chambre à bulle par sa désintégration en cascade (slide III-21). Petit à petit la liste des nouveaux baryons s'allonge : $\Sigma^\pm, \Xi^0, \Xi^\pm, \Sigma^*, \Delta, \Xi^*, \dots$ (voir tableau slide III-23).

3.9.1 Conservation de l'étrangeté

Dans l'étude de la production des particules étranges, certaines réactions sont observées, d'autres ne le sont pas :

observé	non observé
$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$	$\pi^- + p \not\rightarrow \pi^0 + \Lambda^0$
$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Sigma^0$	$\pi^- + p \not\rightarrow K^0 + n$
$\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+$	$\pi^- + p \not\rightarrow \pi^+ + \Sigma^-$

⇒ Les particules étranges sont toujours créés par paires.

Pour rendre compte de ce fait, on introduit un nouveau nombre quantique, le **nombre d'étrangeté**, S , qui doit être conservé dans les interactions fortes, avec l'assignation suivante (plus d'exemples sont donnés à la slide III-23) :

$$\begin{array}{ll}
 S = 0 & p, n, \pi, \dots \\
 S = 1 & K^+, \bar{K}^0, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+ \\
 S = -1 & K^-, K^0
 \end{array}$$

Ce nouvel aspect fait apparaître une différence entre le K^0 et le \bar{K}^0 , mais aussi par exemple entre le Σ^+ et le Σ^- .

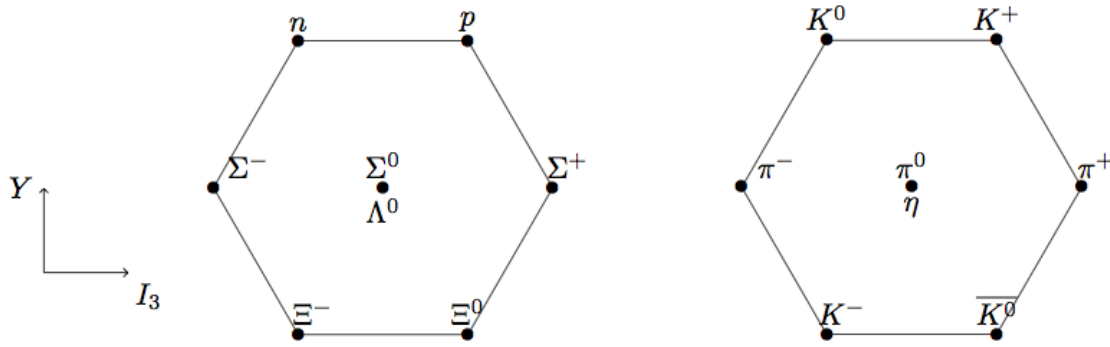


FIGURE 3.5 – a) octuplet des baryons les plus légers de spin 1/2. b) octuplet des mésons les plus légers de spin 0.

D'autre part, on se souvient par exemple du mode de découverte du lambda : $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, dans laquelle le nombre quantique d'étrangeté n'est pas conservé. Il en va de même pour $\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 + p$ ou $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$. De leur côté les interactions électromagnétiques conservent l'étrangeté. Qu'y a-t-il derrière cette anarchie apparente ?

3.10 La voie octuple et le modèle des quarks

3.10.1 La voie octuple

En 1961, Gell-Mann et Ne'eman, indépendamment l'un de l'autre, regroupent les particules de masses proches et même spin, suivant leur charge et leur étrangeté. Les hadrons se classent suivant des représentations du groupe de symétrie SU(3). Les mésons légers en un singlet et un octet, les baryons en un octet et un décuplet (slides III-24 et III-25 et figure 3.5). Du point de vue des interactions fortes, suivant cette symétrie approchée (elle n'est pas exacte), on peut donc caractériser un hadron par la valeur de son hypercharge, Y , et de son isospin fort, I_3 , tels que :

$$Y = S + B \quad \text{et} \quad Q = I_3 + Y/2 \quad (3.27)$$

L'isospin fort est une grandeur conservée dans les interactions fortes (1/2 pour les baryons et 1 pour les mésons) et dont I_3 est la projection ($p = |1/2, I_3 = 1/2 \rangle$, $n = |1/2, -1/2 \rangle$, $\pi^+ = |1, 1 \rangle$, $\pi^0 = |1, 0 \rangle$, $\pi^- = |1, -1 \rangle$). Un grand nombre de sections efficaces d'interaction forte peuvent donc être déduites les unes des autres en utilisant les coefficients de Clebsch-Gordan.

L'ensemble des multiplets présentés sont complétés par des hadrons connus, ainsi que les multiplets des antiparticules, sauf la pointe du décuplet de spin 3/2, soit une particule possédant une étrangeté $S = -3$. L'existence de cette particule fut dès lors prédite par Gell-Mann, prédisant, sa charge, son spin et sa masse approximative. Le Ω^- fut découvert en 1964 et conforta cette approche.

Il est surprenant, cependant, que la représentation de base de SU(3) (triplet) soit absente.

3.10.2 Le modèle des quarks

En 1964, Zweig et Gell-Mann, proposent indépendamment, de décrire l'ensemble des hadrons à partir de combinaisons des éléments du triplet de SU(3). Ils appellent ces éléments les quarks : des

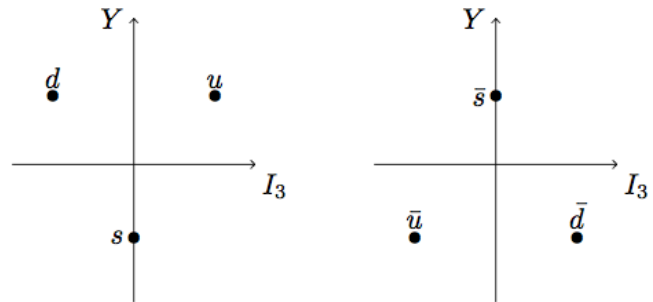
baryons	composition	Mésons	composition
p	uud	π^+	$u\bar{d}$
n	ddu	π^0	$1/\sqrt{2}(u\bar{u} - d\bar{d})$
Δ^{++}	uuu	π^-	$\bar{u}d$
Δ^+	uud	K^0	$d\bar{s}$
Δ^0	udd	K^+	$u\bar{s}$
Δ^-	ddd	\bar{K}^0	$\bar{d}s$
Λ	uds	η	$1/\sqrt{2}(u\bar{u} + d\bar{d})$
Σ^+	uus	ϕ	$s\bar{s}$
Σ^0	uds		
Σ^-	dds		

TABLE 3.1 – Liste de composition en quarks de quelques hadrons.

particules hypothétiques (« probablement non réelles », dira Gell-Mann), de spin 1/2 et de charge fractionnaire.

Les trois quarks u, d, s et de leurs antiparticules $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ ont les caractéristiques suivantes :

	u	d	s
Q	$2/3$	$-1/3$	$-1/3$
S	0	0	-1
	\bar{u}	\bar{d}	\bar{s}
Q	$-2/3$	$1/3$	$1/3$
S	0	0	1



A l'aide de ce modèle, dit le modèle « statique des quarks », on peut reconstruire l'ensemble des hadrons connus (à l'époque) en associant deux (méson) ou trois (baryon) quarks :

$$\begin{array}{ll}
 \text{baryons : } & qq\bar{q} \\
 \text{mésons : } & q\bar{q} \\
 \text{antibaryons : } & \bar{q}q\bar{q} \\
 \text{antimésons : } & \bar{q}q
 \end{array}$$

La composition en quarks de plusieurs hadrons est présentée dans la table 3.1 et dans leur structure en multiplets à la figure 3.6.

Si ce modèle possède une grande cohérence, il présente aussi de nouvelles difficultés à aborder. Pourquoi n'observons-nous pas de quarks à l'état libre ? Certains hadrons, comme le Δ^{++} , le Δ^- ou le Ω^- , semblent comporter des fermions dans le même état quantique (deux quarks identiques de même projection de spin et un de projection opposée), en contradiction avec le principe de Pauli. Pourquoi n'y a-t-il pas d'état $qq\bar{q}$ etc. ?

L'existence des quarks mettra du temps à être mise en évidence, ils seront associés, près de dix ans plus tard, à la sous-structure observée dans les protons et les neutrons (modèle des partons).

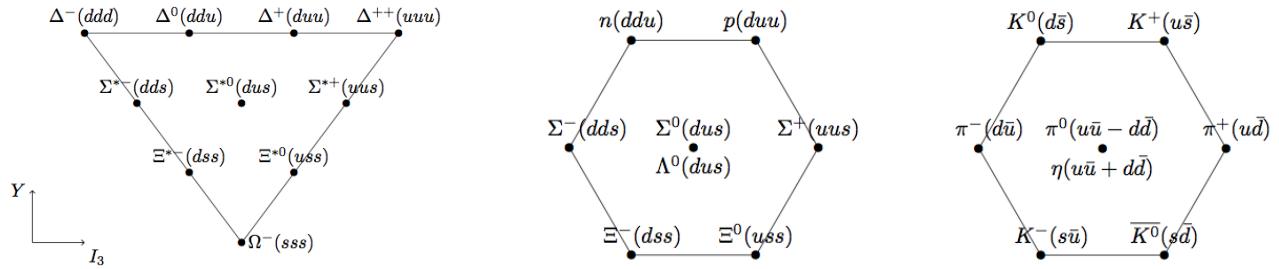


FIGURE 3.6 – a) décuplet des baryons de spin 3/2. b) octuplet des baryons de spin 1/2. c) octuplet des mésons les plus légers de spin 0.

3.11 Les résonances

Un ensemble de quarks peut donc former un ensemble lié, ou plus exactement plusieurs état liés : le $\Lambda(uds)$ a la même structure en quarks que le $\Sigma^0(uds)$, il en va de même pour le π^0 et le ρ^0 . Ils diffèrent par leur masse, un peu comme l'atome d'H possède différents niveaux d'énergie, mais la différence ici n'est plus de quelques eV , mais de quelques $10^9 eV$. Ainsi le proton de spin 1/2 et de masse 938 MeV, se compose de 2 spins « up » et 1 spin « down » : $p(u \uparrow u \uparrow d \downarrow)$ et le Δ^+ de spin 3/2 et de masse 1232 MeV, de 3 spins « up » ($u \uparrow u \uparrow d \uparrow$). Le p et le Δ^+ sont deux résonances différentes d'un mélange des quarks de mêmes saveurs.

Des résonances apparaissent comme des pics dans les distributions de section efficace totale de collision de haute énergie (voir slide III-30) quand l'énergie du centre de masse correspond à la masse d'une résonance (si la conservation de l'énergie-impulsion et des nombres quantiques permettent la production de cette particule). La largeur d'un pic est lié au temps de vie de la résonance.

Pour une particule stable au repos de masse m , la fonction d'onde est donnée par :

$$\Psi(t) = \Psi(0) e^{-iEt/\hbar} \quad \text{avec} \quad E = m_0 c^2 \quad (3.28)$$

solution de l'équation de Schrödinger (ici, c'est-à-dire au repos, pas besoin d'une approche relativiste). Pour une particule instable, de temps de vie moyen τ , elle devient ¹ :

$$\Psi(t) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} \Psi(0) e^{-iEt/\hbar} e^{-t/2\tau} \quad (3.29)$$

en posant $\Gamma = \hbar/\tau$ et $c = 1$:

$$\Psi(t) = \sqrt{\frac{\Gamma}{\hbar}} \Psi(0) e^{-im_0 t/\hbar} e^{-\Gamma t/2\hbar} \quad (3.30)$$

1. on vérifie en effet que la densité de probabilité de trouver la particule à l'instant t :

$$|\Psi(t)|^2 = \frac{1}{\tau} e^{iEt/\hbar} e^{-t/2\tau} e^{-iEt/\hbar} e^{-t/2\tau} |\Psi(0)|^2 = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$$

car $|\Psi(0)|^2 = 1$, ce qui donne comme temps de vie moyen :

$$\int_0^\infty t \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} dt = \tau$$

Le temps de vie d'une particule n'est pas univoquement déterminé, ce qui signifie que la variable conjuguée, l'énergie (donc ici la masse), ne l'est pas non plus. Le passage de l'un à l'autre se fait par la transformée de Fourier :

$$\chi(m) = \int \Psi(t) e^{imt/\hbar} dt \quad (3.31)$$

$$= \Psi(0) \int \sqrt{\frac{\Gamma}{\hbar}} e^{\frac{-t}{\hbar}[(i(m_0-m)-\Gamma/2)]} dt \quad (3.32)$$

$$\sim \frac{\Gamma}{(m_0 - m) - i\Gamma/2} \quad (3.33)$$

$$(3.34)$$

Ce qui donne la distribution dite de Breit-Wigner (ici non relativiste) :

$$|\chi(m)|^2 \sim \frac{\Gamma^2}{(m_0 - m)^2 + \Gamma^2/4} \quad (3.35)$$

Regardons quelques exemples (voir slide III-33 dans le cas du boson Z) et leurs valeurs numériques.

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6.6 \cdot 10^{-22} \text{MeV s}}{\tau} \quad (3.36)$$

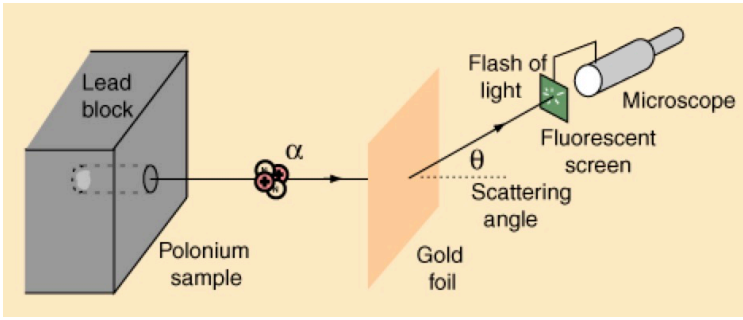
désintégration	interaction	temps de vie	largeur
$Z \rightarrow e^+ + e^-, \mu^+ \mu^-, \dots$	If	$2.6 \cdot 10^{-25}$ s	2.49 GeV
$\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$	IF	$4.5 \cdot 10^{-24}$ s	145 MeV
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	EM	$8.4 \cdot 10^{-17}$ s	7.8 eV
$K^0 \rightarrow \pi + \pi$	If	$8.9 \cdot 10^{-11}$ s	$7 \cdot 10^{-6}$ eV
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	If	$2.6 \cdot 10^{-8}$ s	$2 \cdot 10^{-8}$ eV

Expérimentalement, on mesure la largeur de désintégration des particules de très court temps de vie et les distances de désintégration de celles de long temps de vie (typiquement $> 10^{-20}$ s).

La mise en évidence de nouvelles particules repose souvent sur la mesure d'un nouveau pic dans la section efficace à la valeur de la masse de la nouvelle particule. Ce pic vient s'ajouter à la section efficace de création de particules non résonnantes (voir slide III-34).

Une échelle temporelle montrant les découvertes successives de nouvelles particules, jusqu'au milieu des années 1960, est montrée à la slide III-35 et celles déjà découvertes au LHC à la slide III-36.

Découverte du noyau atomique

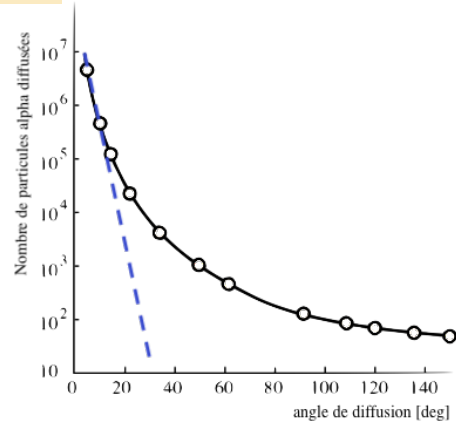


E.Rutherford, H.Geiger et E.Marsden -1909 - 1913

$$\langle r_p \rangle = 2.7 \cdot 10^{-14} \text{ m}$$

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d \cos \theta} = \pi r^2(\theta) = \pi \left(\frac{k Z e}{m v^2} \right)^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}$$

$$k = 1/4\pi\epsilon_0$$



Intéraction forte et théorie de Yukawa

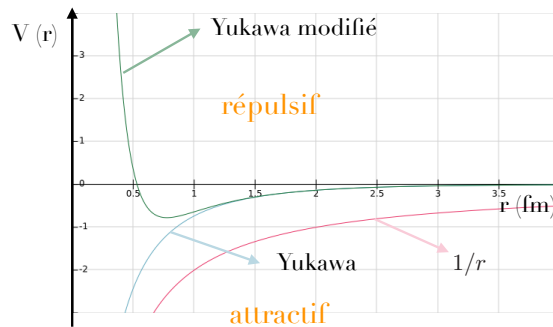
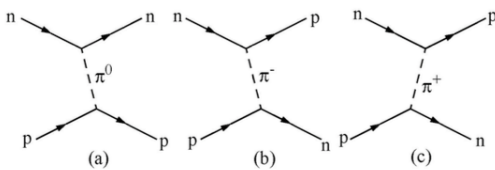
$$\frac{A}{Z} M = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - E_L \quad \Rightarrow \quad E_L/A \simeq 8 \text{ MeV},$$

Yukawa (1934)

$$\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar \quad \text{et} \quad \Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad R \simeq c\Delta t \simeq \frac{c \hbar}{\Delta E} \quad \Rightarrow \quad m_X \simeq 150 \text{ MeV}$$

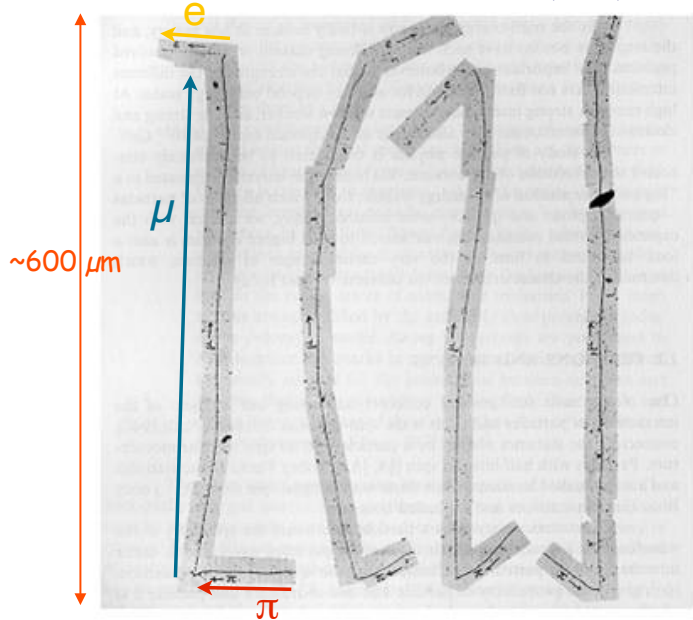
$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dU}{dr} \right) = \frac{m^2 c^4}{\hbar^2 c^2} U \quad \Rightarrow \quad U(r) = \frac{-g}{4\pi r} e^{-r/r_0} \quad r_0 = \hbar c / (m c^2) \simeq 1 \text{ fm}$$

ce potentiel doit être modifié pour tenir compte de la répulsion entre nucléons



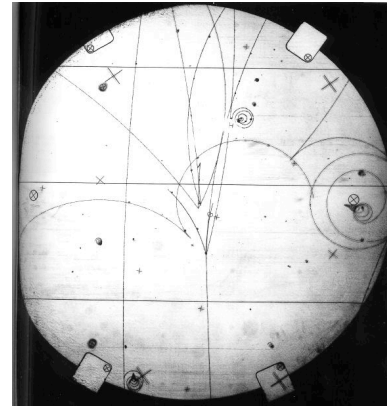
La découverte des pions

Lattes, Muirhead, Occhialini et Powell (1947) : mésons π^\pm



$m_{\pi^\pm} = 140 \text{ MeV}/c^2; \tau \sim 10^{-8} \text{ s}$

1950



$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$

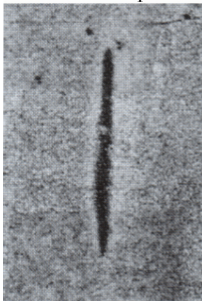
$m_{\pi^0} = 134 \text{ MeV}/c^2; \tau \sim 10^{-16} \text{ s}$

Le spin

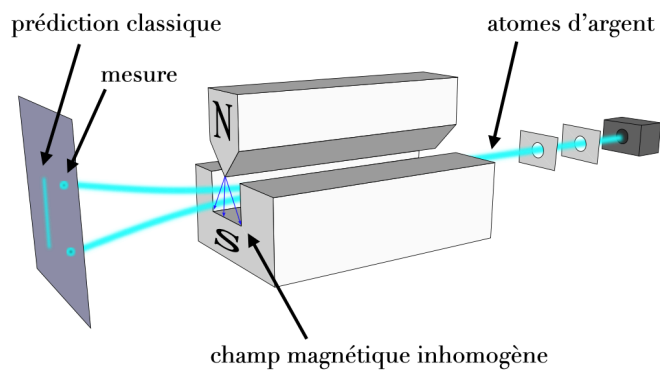
avec champ B



sans champ B



Stern et Gerlach (1922)

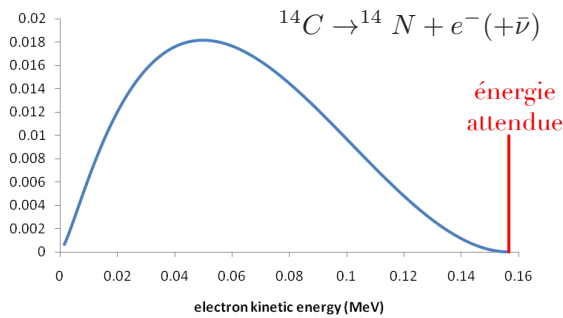
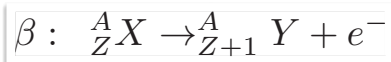


explication: Uhlenbeck et Goudsmit (1925) : le spin

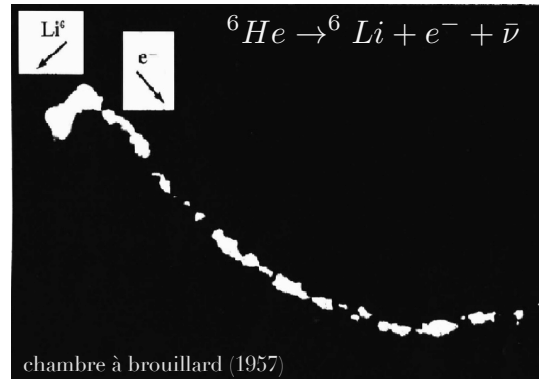
spin : moment magnétique intrinsèque $S = \pm \frac{1}{2} \hbar$

$$\vec{M}_S = g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S}$$

Anomalie dans les interactions faibles



L'hypothèse de Pauli -1930



→ hypothèse du neutrino : ν

$$E_X = E_Y + E_e$$

$$\vec{P}_X = \vec{P}_Y + \vec{P}_e$$

si deux corps dans l'état final

dans ref. repos de X : $\vec{P}_Y = -\vec{P}_e$

choix axes : $P_Y^z = -P_e^z = P$

$$\rightarrow M_X = \sqrt{M_Y^2 + P^2} + \sqrt{M_e^2 + P^2}$$

→ P est fixé

Théorie de Fermi -1934

$$\beta^- : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

$$\beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$$

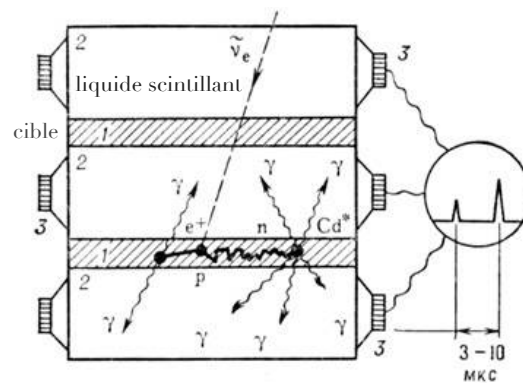
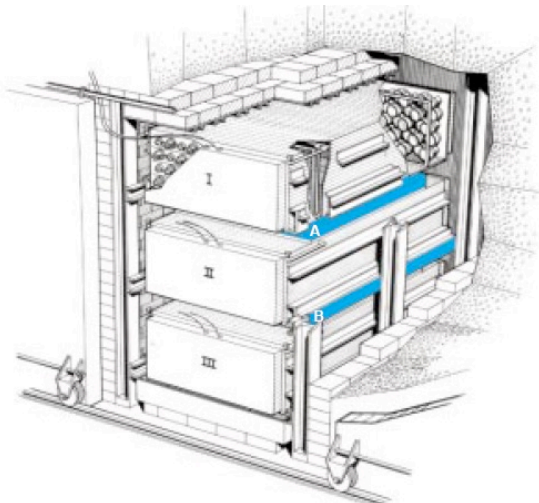
impossible à l'état libre

μ monocinétique

PHYS-F305 - L. Favart - Chapitre III

1ère observation d'une interaction de ν

Cowan et Reines - 1953



Placé à 11cm du coeur du réacteur de Savannah River à Los Alamos
flux : $10^{13} \nu/cm^2/s$

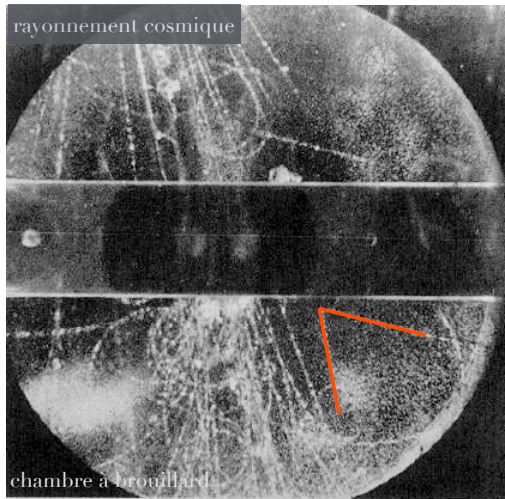
$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$$

$$\leftrightarrow e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$\leftrightarrow n + {}^{108}Cd \rightarrow {}^{109}Cd^* \rightarrow {}^{109}Cd + \gamma(s)$$

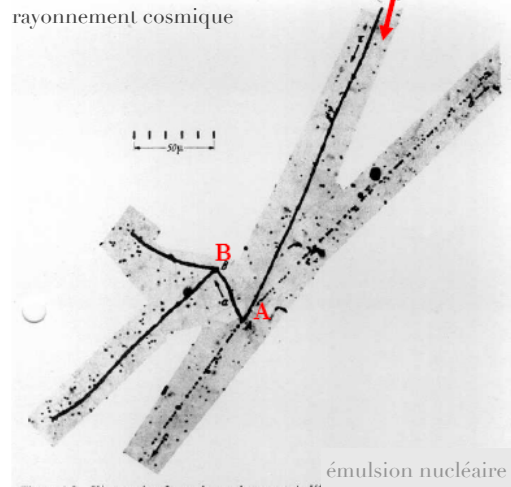
Découverte des particules étranges

K⁰ - Rochester et Butler - 1947



$m_{K^0} \approx 500 \text{ MeV}/c^2$ $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$

K⁺ - Brown - 1949

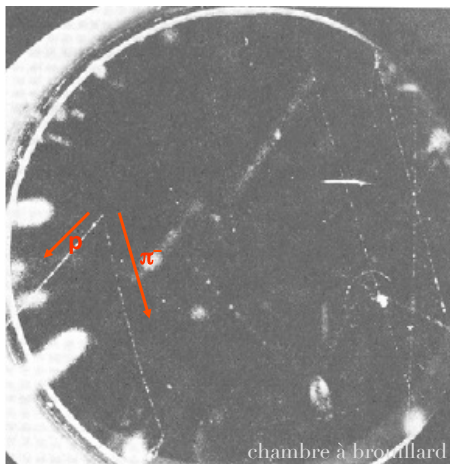


$m_{K^+} \approx m_{K^0}$ $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$

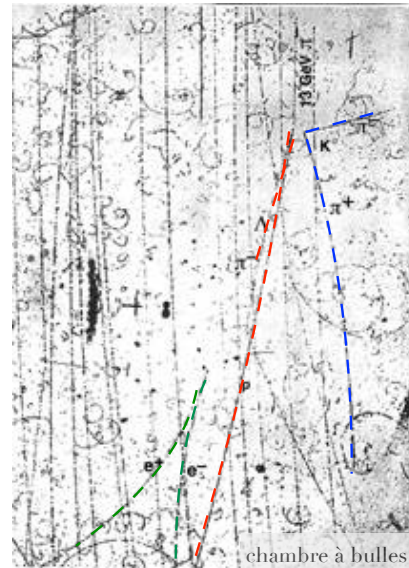
Découverte des particules étranges

Observation de nouveaux baryons

Λ⁰ - groupe d'Anderson - 1950



$m_{\Lambda^0} \approx 1116 \text{ MeV}/c^2 > m_p$
 $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$



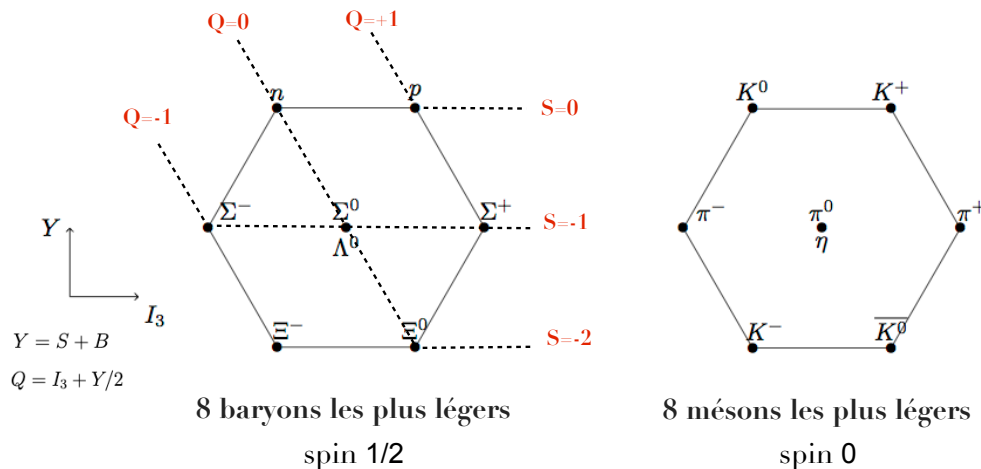
$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Sigma^0$ **Σ⁰ - 1956**
 $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$
 $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ $\gamma + A \rightarrow A + e^+ + e^-$
 $m_{\Sigma^0} \approx 1193 \text{ MeV}/c^2 > m_{\Lambda^0}$

Quelques hadrons (et leptons)

m [MeV]/charge	-1	0	+1	+2	S
Des baryons ($B = +1$)					
940		n	p		0
1115		Λ			-1
1190	Σ^-	Σ^0	Σ^+		-1
1232	Δ^-	Δ^0	Δ^+	Δ^{++}	0
1300	Ξ^-	Ξ^0			-2
1385	Σ^{*-}	Σ^{*0}	Σ^{*+}		-1
1530	Ξ^{*-}	Ξ^{*0}			-2
Des mésons ($B = 0$)					
140	π^-	π^0	π^+		0
495		K^0	K^+		+1
495	K^-	$\overline{K^0}$			-1
547		η			0
Des leptons ($B = 0$)					
0.51	e^-		e^+		0
106	μ^-		μ^+		0
~ 0		ν			0

La voie octuple

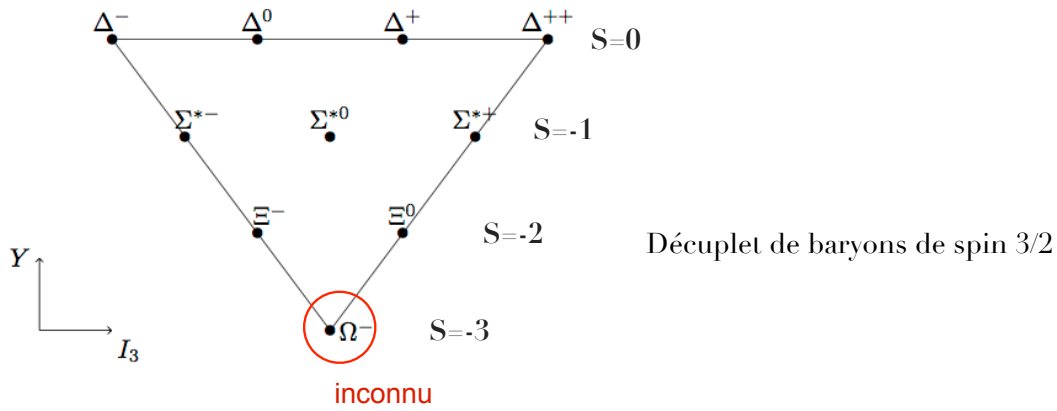
Gell-Mann, Ne'eman - 1961



Regroupement des particules de propriétés communes (spin, masses proches,...) suivant leur charge Q et leur étrangeté S .

⇒ correspondent toutes à des représentations du groupe de symétrie $SU(3)$

La voie octuple



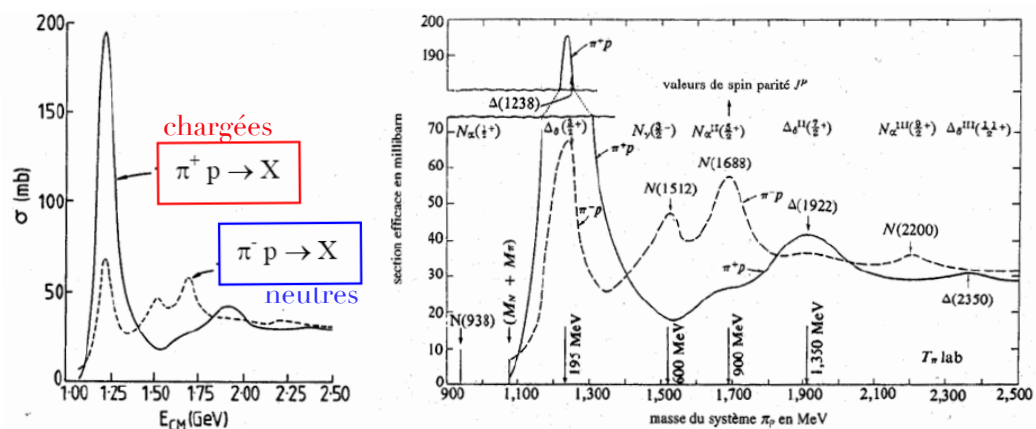
Note :
 $\Sigma^* = \Sigma(1385)$
 $\Xi^* = \Xi(1530)$
 ↑
 masse (MeV/c²)

Les résonances (excitations)

Existe-t-il un seul état physique pour un ensemble donné de quarks ?

exemple :	$p(u \uparrow u \uparrow d \downarrow)$	$\Delta^+(u \uparrow u \uparrow d \uparrow)$
masse	938 MeV	1232 MeV
spin	1/2	3/2

1951: diffusion de pions sur protons par le groupe de Fermi à Chicago
 → différentes résonances de masses et spin différents



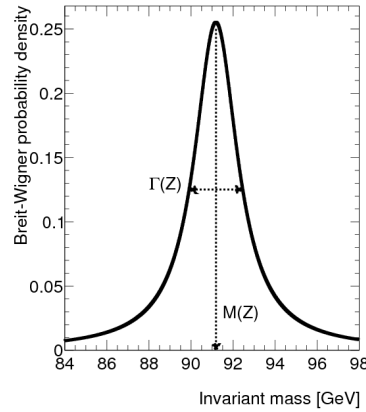
Largeur des résonances : Breit-Wigner

désintégration	interaction	temps de vie	largeur
$Z \rightarrow e^+ + e^-, \mu^+ \mu^-, \dots$	If	$2.6 \cdot 10^{-25}$ s	2.49 GeV
$\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$	IF	$4.5 \cdot 10^{-24}$ s	145 MeV
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	EM	$8.4 \cdot 10^{-17}$ s	7.8 eV
$K^0 \rightarrow \pi + \pi$	If	$8.9 \cdot 10^{-11}$ s	$7 \cdot 10^{-6}$ eV
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	If	$2.6 \cdot 10^{-8}$ s	$2 \cdot 10^{-8}$ eV

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6.6 \cdot 10^{-22} \text{ MeV s}}{\tau}$$

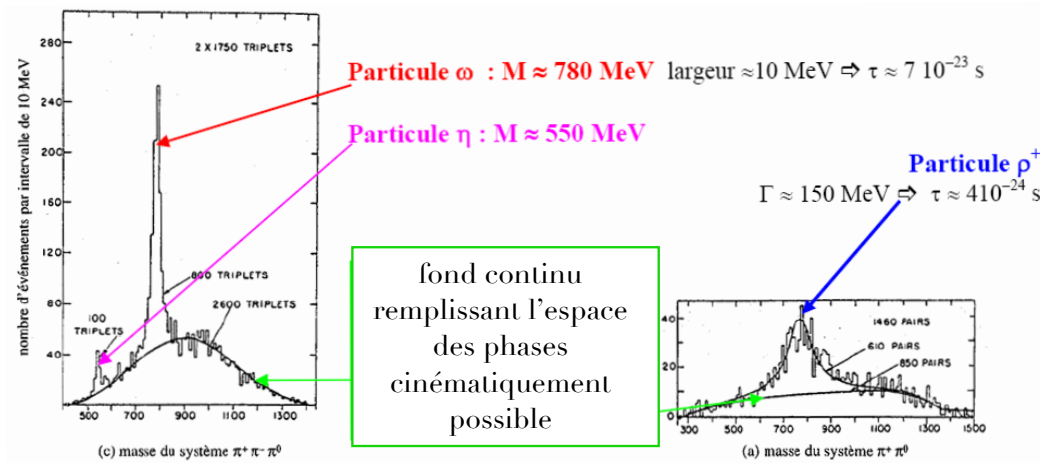
$$M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

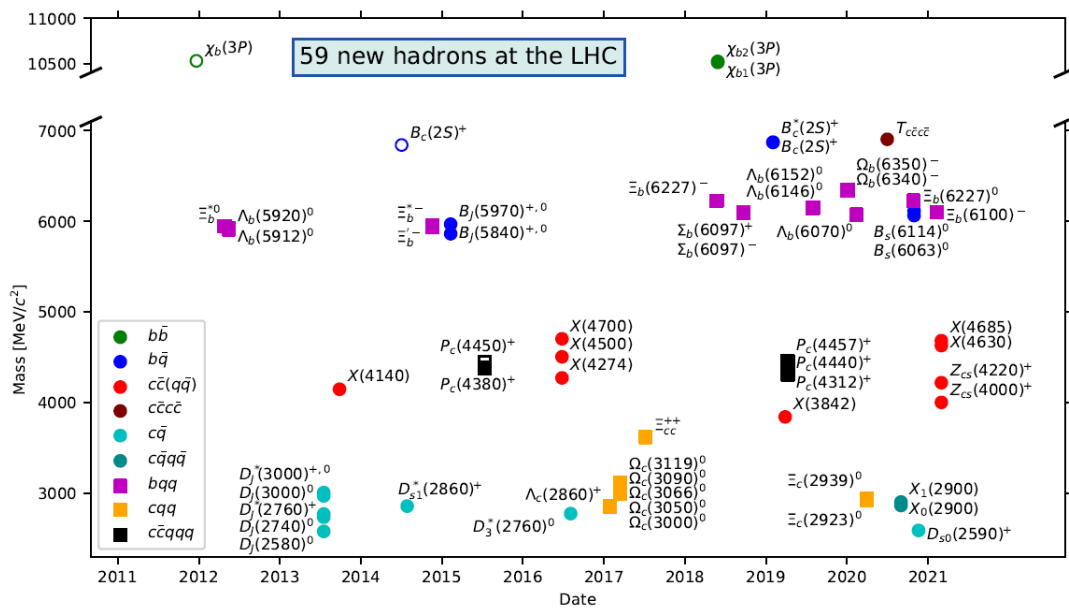
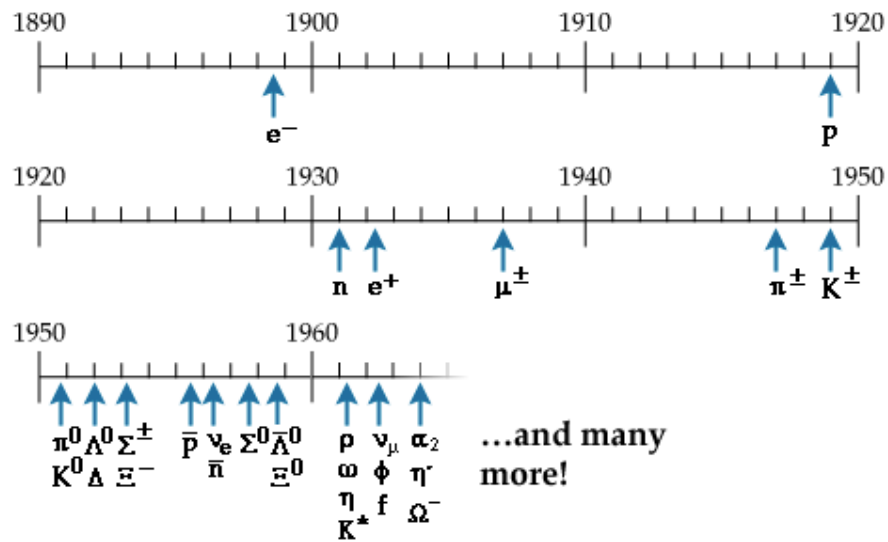
$$\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}$$



Mise en évidence de particules

On reconstruit la masse invariante des particules de l'état final.
par ex. 2 et 3 pions :





Chapitre 4

Les accélérateurs

Les accélérateurs de particules figurent parmi les outils les plus remarquables de la science moderne. L'essor de la physique des particules est dû, pour bonne part, aux progrès remarquables des techniques d'accélération. Ils permettent de créer des collisions entre particules de façon contrôlée (à la différence du rayonnement cosmique) en position, en temps et en énergie. L'augmentation de l'énergie cinétique des particules du faisceau permet d'une part d'atteindre un pouvoir de résolution supérieur pour sonder la structure de la matière, bien au-delà du spectre visible, et d'autre part de créer des particules de plus hautes masses que les particules initiales.

Développés par la recherche fondamentale, les accélérateurs sont aujourd'hui très présents dans notre société, dans les hôpitaux, l'industrie, la préservation des aliments, la sécurité,...

Pouvoir de résolution spatiale

La longueur d'onde de de Broglie associée à une particule est donnée par :

$$\lambda(\text{cm}) = \frac{h}{p} = \frac{1.24 \cdot 10^{-10} \text{MeV s}}{p[\text{MeV}/c]} \quad (4.1)$$

ce qui donne les correspondances suivantes entre la résolution spatiale et l'énergie :

Δx (cm)	énergie	domaine
10^{-5}	2 eV	microscope
10^{-8}	2 keV	rayons X
10^{-11}	2 MeV $\simeq 40 m_e$	rayons γ
10^{-14}	2 GeV $\simeq 2 m_p$	accélérateurs
10^{-16}	200 GeV $\simeq 2 m_Z$	accélérateurs
10^{-18}	20 TeV	accélérateurs (limite actuelle)

Création de nouvelles particules

La création de particules de plus hautes masses sont rendues possibles par la conservation de l'énergie : l'énergie cinétique des faisceaux fournit de l'énergie dans la collision qui peut former de la masse. Par exemple $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ est possible pour autant que l'énergie disponible dans le centre de masse soit supérieure à la somme des masses des trois particules de l'état final, soit $s \geq (2m_p + m_{\pi^0})^2$. Le reste de l'énergie est distribuée en impulsion aux particules de l'état final.

4.1 La luminosité

La luminosité (\mathcal{L}) est la grandeur qui permet de relier la section efficace (σ [cm^2]) et le taux d'événements produits (soit le nombre d'événements par seconde, n [s^{-1}]) :

$$n = \sigma \mathcal{L} \quad \text{et la luminosité intégrée} \quad N_{Tot} = \int dt \sigma \mathcal{L} = \sigma \mathcal{L}_{Tot} \quad (4.2)$$

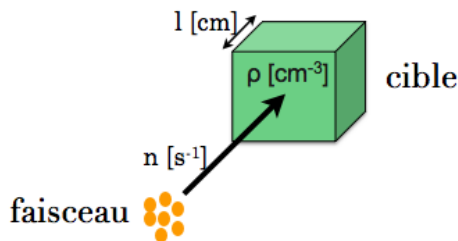
Les unités de la luminosité sont donc en [$cm^{-2} s^{-1}$] et de la luminosité intégrée en [cm^{-2}] (ou son équivalent en [b^{-1}]).

La luminosité est une grandeur purement expérimentale (i.e. indépendante de la réaction que l'on cherche à mesurer). Augmenter la luminosité est un enjeu expérimental important pour augmenter la quantité d'événements récoltés.

Pour mesurer une section efficace il est donc essentiel de connaître la luminosité intégrée de l'échantillon expérimental. En pratique, on peut utiliser un processus dont on connaît bien la section efficace (disons σ_1) pour déterminer la luminosité intégrée à partir du nombre d'événements produits par ce processus (disons N_1) : $\mathcal{L}_{Tot} = N_1/\sigma_1$. On détermine alors la section efficace d'un processus mal connu (σ_2) à partir du comptage des événements produits suivant ce processus (N_2) : $\sigma_2 = N_2/\mathcal{L}_{Tot}$.

En mode cible fixe

En mode cible fixe, la luminosité bénéficie du nombre élevé de particules dans la cible (le nombre d'Avogadro étant grand par rapport au nombre de particules dans un faisceau). L'expression de la luminosité est donnée par :



$$\mathcal{L}[cm^{-2}s^{-1}] = n \rho l$$

ρ : densité de particules dans la cible ($[cm^{-3}]$)

l : épaisseur de la cible ($[cm]$)

n : taux de particule du faisceau ($[s^{-1}]$)

En mode collisionneur

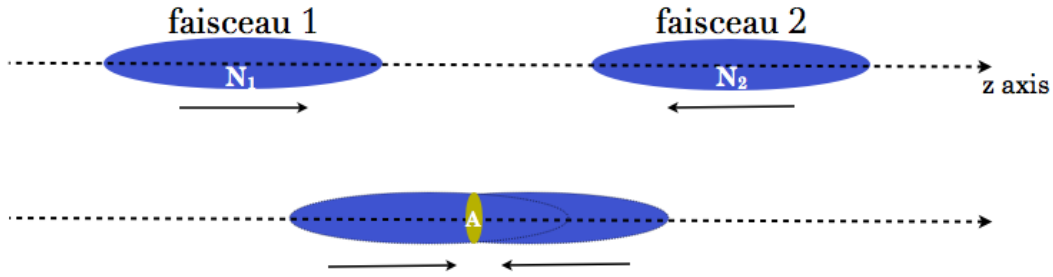
Dans l'hypothèse où deux faisceaux entrent en collision parfaitement frontale, en définissant (voir schéma) :

N_1 et N_2 : nombre de particules par paquet des faisceaux

N_b : nombre de paquets qui entrent en collision

f : fréquence de révolution [s^{-1}]

A : aire de l'ellipse de recouvrement des faisceaux [cm^2]



la luminosité est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 N_b f}{A} = \frac{N_1 N_2 N_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (4.3)$$

où la dernière expression est obtenue en supposant un profil gaussien pour les faisceaux dans chaque direction transverse (de largeurs σ_x et σ_y).

Les caractéristiques des principaux accélérateurs sont données dans la tableau 4.1

accélérateur	énergies [GeVxGeV]	\mathcal{L} [$10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	fréquence [s^{-1}]	σ_x/σ_y [$\mu\text{m}/\mu\text{m}$]	particules par paquet
SPS ($p\bar{p}$)	315x315	6	$4 \cdot 10^5$	60/30	10^{10}
TeVatron ($p\bar{p}$)	1000x1000	100	$4 \cdot 10^6$	30/30	$30/8 \cdot 10^{10}$
HERA (ep)	30x920	50	$10 \cdot 10^9$	250/50	$3/7 \cdot 10^{10}$
LHC (pp)	7000x7000	15000	$40 \cdot 10^9$	17/17	$11 \cdot 10^{10}$
LEP (e^+e^-)	105x105	100	$1 \cdot 10^4$	200/3	$5 \cdot 10^{10}$
SLC (e^+e^-)	50x50	2	120	100/100	$4 \cdot 10^{10}$
PEP (e^+e^-)	9x3	3000	NA	150/5	$2/6 \cdot 10^{10}$
KEKB (e^+e^-)	8x3.5	10000	NA	77/2	$1.3/1.6 \cdot 10^{10}$

TABLE 4.1 – Caractéristiques des principaux accélérateurs et collisionneurs.

4.2 Principes de base

Les éléments de base d'un accélérateur sont :

1. la source : des particules stables ou des ions
2. un chambre à vide
3. un dispositif de guidage et de focalisation
4. un dispositif d'accélération
5. un cible (qui peut être un autre faisceau)
6. un système de contrôle
7. le blindage, pour protéger le personnel et le matériel des radiations

La chambre à vide sert à limiter les interactions du faisceau avec les molécules du gaz ambiant. Le guidage, la focalisation et l'accélération résultent de la mise en oeuvre des lois de l'électromagnétisme (équations de Maxwell), et en particulier de la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q \vec{E} + q \vec{v} \times \vec{B} \quad (4.4)$$

où q est la charge électrique.

Seul le champ électrique peut modifier la norme de la quantité de mouvement. En effet, la variation de la quantité de mouvement d'une charge mobile (de vitesse \vec{v}) soumise à une force est :

$$\Delta \vec{p} = m \int \frac{d\vec{v}}{dt} dt = \int \vec{F} dt, \quad (4.5)$$

son gain en énergie cinétique vaut :

$$\Delta E = \int \vec{F} \cdot \vec{v} dt = q \int (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{v} dt \quad (4.6)$$

$$= q \int \vec{E} \cdot \vec{v} dt \quad (4.7)$$

Seul le premier terme de la force de Lorentz permet donc d'accélérer une particule chargée. Ce terme ne dépend pas de la vitesse de la particule. Le deuxième terme (aussi appelé force de Laplace) dépend de la vitesse et permet de contrôler la direction des particules du faisceau.

L'augmentation de l'énergie atteinte par accélérateur augmente régulièrement depuis leur invention d'à peu près un facteur 10 tous les 5 ans, ceci en augmentant leur taille mais aussi et surtout grâce à de nouvelles idées. On caractérise les faisceaux par leur énergie plutôt que par leur vitesse car les effets relativistes sont importants et les vitesses avoisinent rapidement celle de la lumière.

Le premier accélérateur fut réalisé au début des années 1930 par Robert Van de Graaff dans lequel une courroie isolante accumule des charges électriques sur une électrode (voir slide IV-7). La première électrode fournit des charges par ionisation du milieu (typiquement du kV). A chaque électrode, un peigne permet le passage des charges entre la courroie et l'électrode. La charge accumulée atteint le MV et est répartie sur une section de sphère creuse qui baigne dans de l'air (ou un mélange bien choisi de N_2 et CO_2 pour assurer une bonne densité de charges) qui s'ionise, l'ensemble formant un condensateur. Les charges négative de l'ionisation sont évacuées par la courroie. La différence de potentiel importante entre les deux extrémités du tube accélérateur permet une accélération des particules fournies par la source (des ions). Le tube accélérateur, un isolant (verre ou porcelaine), est entouré de petites électrodes métalliques reliées par des résistances de façon à homogénéiser le champ électrique.

Ce type d'accélérateur électrostatique présente des problèmes de claquage (décharges soudaines) dues aux tensions élevées dans le gaz. L'utilisation de tensions alternatives permettra par la suite d'éviter ce problème. Les accélérateurs Van de Graaff sont encore utilisés actuellement comme injecteurs (début d'une chaîne d'accélération).

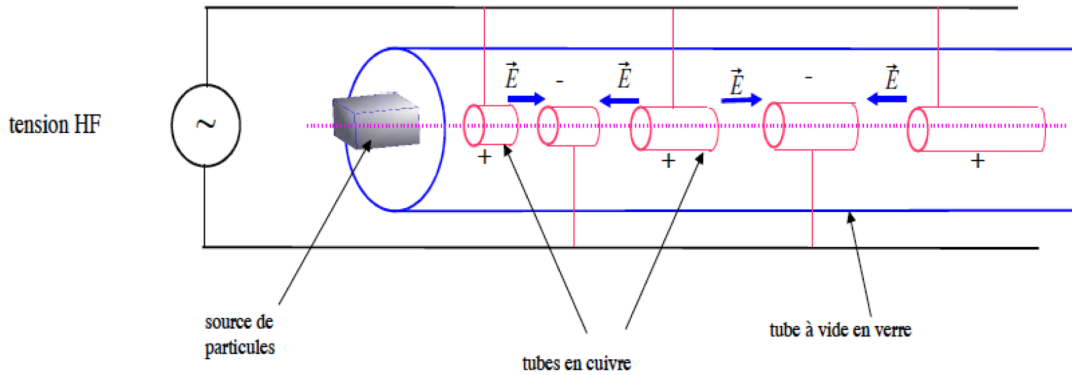


FIGURE 4.1 – Schéma illustrant le principe de fonctionnement d'un accélérateur linéaire du type LINAC.

4.3 Accélérateurs linéaires (LINAC)

4.3.1 Le LINAC de Winderöe

La configuration des LINAC est proposée par G. Ising en 1924 et R. Winderöe en 1928. Une haute tension alternative à haute fréquence (HF) d'un générateur est appliquée à une série d'éléments cylindriques conducteurs (par exemple en cuivre), en alternant les bornes, centrés sur la trajectoire du faisceau (voir figure 4.1 et slide IV-8), le tout placé dans un tube à vide. Quand les particules passent dans ces éléments, aucun champ électrique n'est présent car les éléments sont conducteurs. En revanche, entre ces éléments, le faisceau est accéléré par le champ électrique sur la distance, l , séparant deux éléments. Le gain en énergie cinétique vaut donc :

$$\Delta E_{cin} = \int \vec{F} \cdot d\vec{l} = \int q \vec{E} \cdot d\vec{l} = q \Delta V \tag{4.8}$$

où ΔV est la différence de potentiel moyen entre deux éléments. Pour un gain en énergie de 1 MeV, il faut une différence de potentiel de 1 M Volt.

La vitesse des particules augmentant, pour un générateur à fréquence fixée, la longueur des éléments ainsi que l'espace entre deux éléments doit augmenter jusqu'à ce que la limite relativiste soit atteinte. Pour une tension :

$$V(t) = V_0 \sin(\omega t) \tag{4.9}$$

Les particules ressortent des éléments une demi-période plus tard. La synchronisation de la machine exige qu'à l'élément i :

$$l_i = v_i \frac{\tau}{2} \quad \text{et après } j \text{ éléments :} \quad v_j^2 = \frac{2q}{m} \Delta V j \tag{4.10}$$

En 1928 Winderöe accéléra des ions K^+ à 50 keV. En 1931, D. Sloan et E. Lawrence construisirent un générateur HF de 50 kW à 10 MHz et purent ainsi accélérer des ions Hg^+ à 1.26 MeV dans une machine qui comportait 30 tubes.

Ce type d'accélérateur convient particulièrement pour les ions de basse énergie car ces particules ont un coefficient β qui reste petit. Ces machines se rencontrent encore de nos jours comme injecteur dans les accélérateurs de protons et d'ions lourds de plus haute énergie. Pour les électrons, β

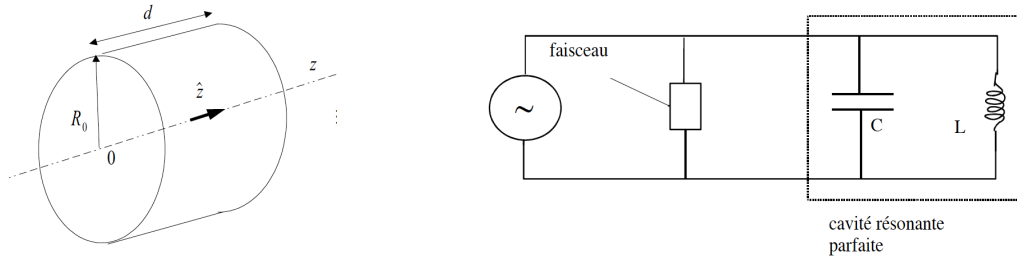


FIGURE 4.2 – A gauche : schéma simplifié d’une cavité. A droite : schéma d’un circuit électrique RLC équivalent au principe de fonctionnement d’une cavité résonante idéalisée.

s’approchant rapidement de 1, cet accélérateur nécessite des fréquences très élevées pour lesquelles les éléments agissent comme des antennes dipolaires et rayonnent une grande quantité d’énergie. La solution consiste alors à enfermer les tubes dans une cavité fermée résonante dont les murs réfléchissent le rayonnement (LINAC Alvarez - voir photo slide IV-8).

Une animation interactive du principe de cet accélérateur est disponible sur <https://www.iihe.ac.be/~lfavart/linac.html>.

4.3.2 Les cavités résonantes

Une cavité résonante est un volume de diélectrique (souvent du vide) entouré de parois conductrices, dans lequel les champs électromagnétiques, par réflexions successives, peuvent créer des ondes EM stationnaires (voir slide IV-10). Partons du schéma simplifié de la figure 4.2. Les parois conductrices sont connectées à un générateur RF. La variation du champ électrique dans la cavité, qui agit comme un condensateur, crée un champ magnétique :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4.11)$$

Une cavité résonante idéalisée est donc assimilable à un circuit électrique résonant composé d’une capacité (C) en parallèle sur une auto-inductance (self, notée L) - voir figure 4.2 et le cours de physique générale de BA1. L’impédance (complexe) équivalente de ces deux composants en parallèle :

$$Z(\omega) = (i\omega C + \frac{1}{i\omega L})^{-1} \quad (4.12)$$

est telle qu’il existe une fréquence de résonance, c’est-à-dire une fréquence qui minimise l’impédance : $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, pour laquelle toute l’énergie est transférée du générateur vers la résistance de charge qui symbolise le faisceau de particules. Les parois sont donc optimisées pour modifier l’impédance et rendre la cavité résonante, comme dans la figure 4.3 - voir aussi slide IV-12.

La réalisation de cavités résonantes supraconductrices, comme au LHC, permet de rendre les dissipations d’énergie sur les parois quasi-négligeables. Le LHC utilise un générateur de puissance à 400 MHz. La fréquence de résonance doit être un nombre entier de fois la fréquence de révolution du collisionneur :

$$\omega_0 = h 2\pi f_{rev} \quad f_{rev} = \frac{\beta c}{2\pi R} = \frac{c}{26659[m]} = 1.1246 \cdot 10^4 \text{ Hz} \Rightarrow h = 35640 \quad (4.13)$$

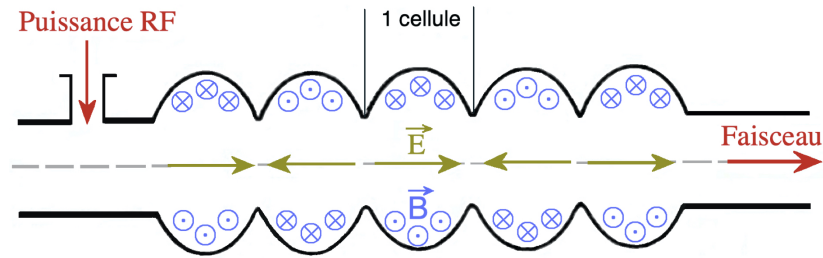


FIGURE 4.3 – Schéma d'une cavité résonante composée de 5 cellules. Les directions des champs électrique et magnétique, dans le mode fondamental, sont indiquées.

Le nombre harmonique, h , est donc tel que l'on peut injecter au maximum 35640 paquets au LHC. En réalité la limitation vient de l'injecteur qui ne peut pas fonctionner au delà de 40 MHz, soit 25 ns de séparation entre les paquets, limitant, actuellement, le maximum de paquets injectés dans le LHC à 2808.

Le Stanford Linear Accelerator (SLAC) a réalisé des collisions frontales d'électron-positon à 50 GeV dans le centre de masse (voir slide IV-9) à l'aide de 80 000 cavités résonantes accélératrices.

4.4 Le guidage et la focalisation

Les faisceaux de particules doivent continuellement être guidés et focalisés pour obtenir et maintenir des paquets denses. Etant constitués de particules de même charge, la force électrostatique élargit peu à peu les faisceaux.

Les aimants dipolaires permettent de guider un faisceau en courbant sa trajectoire (voir chapitre 2.2.4 sur le cyclotron).

Le champ le plus simple qui permette de réaliser un système de focalisation est le quadrupôle. On peut réaliser des quadrupôles électrostatiques, à l'aide de 4 électrodes dont les pôles opposés sont de même charge, ou des quadrupôles magnétiques, aux mêmes propriétés mais dont les pôles sont tournés de 45° . La force magnétique devenant beaucoup plus importante à grande énergie (vitesse) que la force électrique, nous nous concentrerons dans ce qui suit sur les quadrupôles magnétiques qui sont utilisés dans les grands accélérateurs.

Le champ produit par un quadrupôle parfait (voir figure 4.4) possède des composantes qui croissent linéairement lorsque l'on s'écarte de son axe, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned}
 \vec{\nabla} \times \vec{B} = 0 & \Rightarrow \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial y} = cte = K \\
 & \Rightarrow B_x = K y & B_y = K x, \\
 & \Rightarrow F_x = -qvB_y = -qvKx & F_y = qvB_x = qvKy.
 \end{aligned}$$

(la différence de signe venant des règles du produit vectoriel).

On voit donc qu'un quadrupôle qui focalise dans une direction (par exemple horizontale) défocalise dans la direction transverse (verticale).

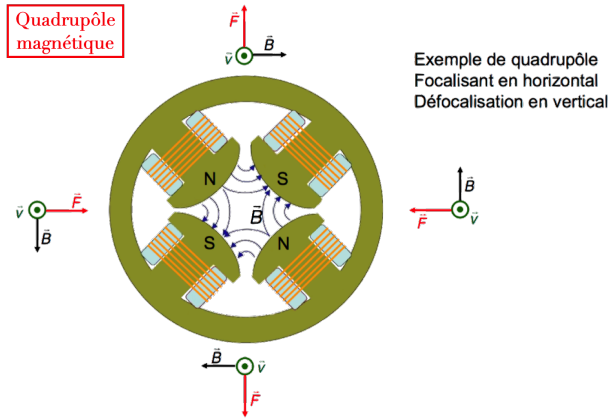


FIGURE 4.4 – Effet du champ magnétique sur une particule chargée entrant dans un quadrupôle magnétique.

On définit la raideur d'un quadrupôle par :

$$k[m^{-2}] = \frac{1}{B \rho} \frac{\partial B_y}{\partial x} \quad (4.14)$$

où ρ est le rayon de courbure de la trajectoire du faisceau (comme son effet dans une disposition dipolaire) : $\rho = \frac{m v_z}{q B}$ où v_z est la vitesse longitudinale, c'est-à-dire transverse à \vec{B} (voir chapitre 2.2.4 sur le cyclotron). Par analogie avec une lentille optique convergente, on peut définir une distance focale, f , dans une direction. La distance focale f est positive pour une lentille convergente, donc positive pour un quadrupôle qui focalise dans (par exemple) la direction horizontale. Inversement et pour ce même quadrupôle, f est négative dans la direction verticale. Pour obtenir une focalisation dans les deux directions transverses, il faut faire appel à un doublet de quadrupôles placés dans le faisceau l'un après l'autre et séparés d'une distance d . La distance focale d'un doublet de lentilles est donnée par :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2} \quad (4.15)$$

Si on choisit $f_1 = -f_2$, c'est-à-dire un quadrupôle convergent (dans une direction) suivi d'un quadrupôle divergent (dans la même direction), on obtient un système globalement focalisant dans les deux directions avec un distance focale donnée par f_1^2/d .

Les faisceaux de particules font souvent appel à des sextupôles ou des éléments encore plus complexes dont une des caractéristiques est que le pouvoir de focalisation dépend de la distance au centre.

4.5 Accélérateurs circulaires (Synchrotrons)

En rendant une trajectoire de faisceau circulaire on peut réutiliser les éléments d'accélération, de guidage et de focalisation. Nous avons déjà discuté le cas du cyclotron (voir chapitre 2.2.4) qui utilise un seul dipôle électrique pour l'accélération, un seul champ magnétique de guidage et un générateur à fréquence fixe. Nous avons vu aussi ses limitations, quand les effets relativistes se font sentir (qui

peuvent être compensés en variant la fréquence du générateur, c'est ce qu'on appelle un synchrotron) et le manque de focalisations verticale et radiale du faisceau.

Actuellement, les synchrotrons sont les accélérateurs qui permettent d'atteindre les énergies les plus élevées dans le centre de masse des collisions hadroniques ou leptoniques. Un tube à vide circulaire, donc à rayon constant, est utilisé (limitant le volume de vide à contrôler), instrumenté de cavité accélératrices, de dipôles de courbure et de quadrupôles de focalisation (voir slides IV 15, 17, et 18). Il est impératif que le champ magnétique de courbure augmente au fur et à mesure que le faisceau est accéléré et que la fréquence du générateur augmente au fur et à mesure que la vitesse des particules augmente. Ces grandeurs doivent donc être finement synchronisées. La gamme dynamique d'un aimant étant limitée (typiquement un facteur 20), il faut donc utiliser une chaîne d'accélérateurs combinant accélérateurs linéaires, à la source, et un ou plusieurs synchrotrons.

La stabilité longitudinale dépend de la dispersion en position et en quantité de mouvement des particules du faisceau autour de l'orbite nominale. Pour garder une bonne stabilité, on introduit une phase entre le maximum de champ accélérateur et l'arrivée de l'orbite nominale comme illustré slide IV-19. On remarque alors que les particules en retard (notées B sur la figure IV-13) sont plus accélérées que la référence (orbite nominale - A) et que les particules en avance (C) le sont moins. De cette façon la dispersion en impulsion est stabilisée. Mais cette dispersion en impulsion est corrélée à une dispersion en position transverse car les particules d'impulsion inférieure sont plus déviées par les dipôles de courbure, elles parcourent ainsi un chemin plus court et rattrapent leur retard mais oscillent autour de l'orbite nominale (voir slide IV-20).

4.6 L'émittance

Différentes grandeurs permettent de caractériser les distributions en position et en impulsion de l'ensemble des particules autour de l'orbite nominale. A tout instant, on caractérise une particule par l'ensemble des variables :

$$(x, x', y, y', \Delta L, \Delta p/p) \quad \text{où} \quad x' = \frac{dx}{ds} \simeq \theta_x \quad y' = \frac{dy}{ds} \simeq \theta_y \quad \Delta L = s - s_0 \quad (4.16)$$

et où s représente la position longitudinale le long de l'orbite (s_0 celle de la référence). En très bonne approximation, le mouvement est indépendant dans chaque direction (les distributions en (x, x') ne dépendent pas de celles en (y, y')).

Pour un ensemble de particules, on représente graphiquement les distributions (x, x') et (y, y') (voir slide IV-21) et on définit l'émittance quadratique moyenne, ϵ , à partir de l'ellipse qui englobe 95% des particules $\epsilon = A/\pi$, où A est l'aire de l'ellipse. De plus on définit les fonctions optiques :

$$\alpha, \beta, \gamma \text{ et } \epsilon \quad \text{telles que :} \quad x_{max} = \sqrt{\beta\epsilon} \quad x'_{max} = \sqrt{\gamma\epsilon} \quad \text{et} \quad \beta\gamma - \alpha^2 = 1 \quad (4.17)$$

La valeur d' α caractérise le type d'ellipse (voir slide IV-21) et la stabilité du faisceau. L'évolution d'une particule dans la machine est telle qu'à tout moment les coordonnées (x, x') d'une particule restent sur une ellipse, qui se déforme, mais dont la surface reste constante (il en va de même pour les coordonnées (y, y')). C'est une conséquence du théorème de Liouville qui implique la conservation de la surface de l'espace des phases occupé par un système. Ceci est vrai si le système reste conservatif et

si aucun terme dissipatif n'est ajouté à la dynamique. A énergie fixée, l'émittance est donc conservée (voir slide IV-22 à deux distances différentes du point d'interaction de l'expérience CMS au LHC). En revanche, en phase d'accélération, l'émittance diminue. L'émittance est toujours non nulle ainsi que la dimension transverse d'un faisceau.

La taille transverse de l'enveloppe des faisceaux, dont nous avons parlé en début de chapitre, est donnée par :

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\left(\beta_x^* + \frac{s^2}{\beta_x^*}\right)\epsilon_x} \quad (4.18)$$

dans laquelle β_x^* est la valeur de la fonction β au point d'interaction dans la direction x . Au point de collision (arbitrairement $s = 0$), la luminosité suit l'expression :

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 N_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \simeq \frac{N_1 N_2 N_b f}{4\pi \sqrt{\beta_x^* \epsilon_x} \sqrt{\beta_y^* \epsilon_y}} \quad (4.19)$$

si $\beta_x^* \gg \sigma_x$ et $\beta_y^* \gg \sigma_y$, ce qui est généralement la cas.

Les valeurs typiques au LHC sont les suivantes :

ϵ [mm mrad]	β^* [m]	γ
3.75	18 (LHCb) \rightarrow 0.55 (CMS, ATLAS)	7463

4.7 Le rayonnement synchrotron

En 1946, lors de la mise en fonctionnement du premier synchrotron accélérant des électrons jusqu'à 70 MeV, une lumière vive fut observée au niveau des aimants de courbure (voir slide IV-23). Elle est due à ce qu'on appelle le rayonnement synchrotron qui est une conséquence du fait que la vitesse de la lumière est finie.

Le rayonnement synchrotron (ou rayonnement de courbure) est un rayonnement électromagnétique émis par une particule chargée qui se déplace dans un champ magnétique et dont la trajectoire est déviée par ce champ magnétique.

On peut voir les choses de la façon suivante : une charge ponctuelle en mouvement uniforme, observée dans son référentiel propre, produit un champ radial de Coulomb. Si sur un intervalle de temps δt , la charge est accélérée perpendiculairement à sa direction de propagation (particules dans le champ magnétique uniforme des aimants de courbure) du fait que la vitesse de la lumière est finie, les lignes de champ sont déformées sur une sphère de rayon $c \delta t$ (voir figure 4.5). Une nouvelle composante longitudinale du champ électrique, de sens opposé, apparaît. Comme elle varie dans le temps (du fait du mouvement accéléré de la charge), elle génère un champ magnétique azimuthal ($\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$). Le vecteur de Poynting, $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B}$, qui mesure la quantité d'énergie électromagnétique transportée par unité de surface et par seconde est donc non nul. Ceci correspond à l'émission d'un rayonnement électromagnétique dans un plan transverse à la direction d'accélération.

Pour des particules relativistes observées dans un repère immobile, l'effet Doppler accroît la fréquence du rayonnement dans la direction de propagation et inversement il la diminue dans la direction

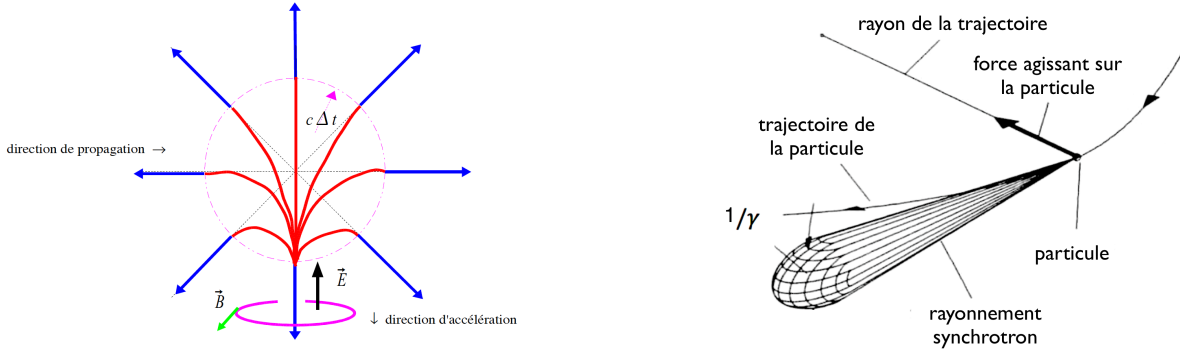


FIGURE 4.5 – Schémas illustrant l'effet électromagnétique à l'origine du rayonnement synchrotron.

opposée. Le résultat se traduit par un transfert de l'énergie rayonnée dans un cône centré sur la direction de propagation ayant un demi-angle quadratique moyen : $\theta_{RMS} \sim 1/\gamma$, où γ est le facteur relativiste.

La puissance rayonnée par une particule de charge q en mouvement circulaire s'écrit,

$$\mathcal{P} = \frac{2}{3} \frac{q^2 c}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma^4 \beta^4}{R^2} \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} \sim \frac{p^4}{m^4 R^2} \quad (4.20)$$

où R est le rayon de courbure des aimants, et où l'on a utilisé la relation $p/mc = \beta\gamma$. On remarquera la forte dépendance en l'énergie (ou en l'impulsion) et en la masse. En comparant un faisceau de protons à un faisceau d'électrons de même impulsion sur une même orbite, on obtient le rapport :

$$\frac{\mathcal{P}_p}{\mathcal{P}_e} = \frac{m_e^4}{m_p^4} \simeq 9 \cdot 10^{-14} \quad (4.21)$$

qui illustre l'importance limitative du rayonnement synchrotron pour les faisceaux d'électrons.

En multipliant la puissance par le temps de révolution, on obtient l'énergie dissipée par révolution :

$$\Delta E = \mathcal{P} \frac{2\pi R}{\beta c} = \frac{1}{3} \frac{q^2 c}{\epsilon_0} \frac{\gamma^4 \beta^3}{R} \quad (4.22)$$

La table ci-dessous reprend les valeurs relatives à plusieurs synchrotrons.

		$E[\text{GeV}]$	$R[\text{m}]$	$I[\text{mA}]$	$B[\text{T}]$	$\Delta E[\text{GeV}/\text{tour}]$	$\mathcal{P}[\text{MW}]$
LEP100	e^+/e^-	50	3096	6	0.06	0.17	1.1
LEP200	e^+/e^-	104.5	3096	6	0.12	3.4	20.5
LHC	p	7000	2778	1060	8.3	$6.9 \cdot 10^{-6}$	$7.3 \cdot 10^{-3}$

C'est ce qui justifie le choix des protons comme particules pour le LHC qui désire atteindre l'énergie la plus élevée possible pour tenter de découvrir le boson de Higgs.

Remarquons que des phénomènes de rayonnement synchrotron sont observables dans la nature comme la lumière bleue qui apparaît dans la partie centrale de la nébuleuse du Crabe.

Le rayonnement synchrotron émet une lumière intense polarisée, sous forme d'un pinceau lumineux extrêmement fin, dans un large spectre d'énergie (des micro-ondes aux rayons gammas). Il est actuellement utilisé dans de nombreux domaines de la science, fondamentale et appliquée, dont l'étude des matériaux à une échelle submicronique, la médecine et l'environnement.

4.8 Les complexes d'accélérateurs

Au cours du XX^e siècle de grands complexes d'accélérateurs ont été développés principalement aux Etats-Unis, en Europe, et au Japon. Ils ont été développés petit à petit ; un accélérateur utilisé précédemment pour des expériences servant souvent d'injecteur au nouveau collisionneur.

Dans ce qui suit, nous discuterons de façon détaillée le complexe du CERN, et dirons quelques mots des complexes de Fermilab (près de Chicago - USA) et de DESY (Hambourg - Allemagne).

4.8.1 Le complexe du CERN - Genève

La slide IV-25 donne une vue d'ensemble du complexe du CERN tel qu'il est aujourd'hui. Il peut actuellement fournir des faisceaux primaires de protons et d'ions (principalement du plomb mais également du xénon (Xe) et de l'argon (Ar) pour des expériences à cible fixe) et des faisceaux secondaires d'antiprotons, neutrons, d'ions divers (plus légers que le plomb) et de neutrinos.

Suivons le **parcours des protons**, depuis la source jusqu'aux expériences du LHC (voir slides IV-27 à 34) et aussi la figure 4.6.

Juste après la source de protons (voir chapitre 2.2.3), le LINAC 2, construit en 1978 (et amélioré depuis), accélère un courant de 180 mA (paquet long de 200 μ s) de protons de 90 keV jusqu'à une énergie de 50 MeV. Les protons sont alors injectés dans le "Booster du PS", de 157 m de périmètre, et contenant 4 tubes parallèles pouvant contenir chacun un paquet de 10^{13} protons, où ils sont accélérés jusqu'à une énergie de 1.4 GeV. Quatre et puis deux paquets sont ensuite injectés dans le "Proton Synchrotron" (PS), de 628 m de périmètre, où ils sont accélérés jusqu'à une énergie de 25 GeV. Mais le rôle du PS est également de créer un plus grand nombre de paquets séparés de seulement 25 ns. C'est là l'opération la plus délicate de l'ensemble si on désire ne pas trop augmenter l'émission. Pour séparer un paquet en plusieurs on modifie le champ électromagnétique des RF. Les 6 paquets + 1 paquet vide (donc 7 au total) sont capturés dans le PS dans la configuration de l'harmonique 7 ($h = 7$). On passe graduellement de $h = 7$ à $h = 21$ ce qui fait une division de chaque paquet en trois (voir figure 4.7 et slide IV-31). Le faisceau est ensuite accéléré jusqu'à une énergie de 25 GeV et une seconde séparation de chaque paquet en quatre ($h = 84$). Il y a donc au final 72 paquets non vides ($6 \times 3 \times 4$) qui sont injectés dans le SPS.

Le Super Synchrotron à Protons (SPS), de 6.9 km de périmètre, reçoit 4 bouffées successives de 72 paquets (soit 288) de protons de 25 GeV d'énergie. Il les accélère jusqu'à une énergie de 450 GeV (voir slide IV-32). Les paquets sont alors injectés dans le LHC d'abord dans un sens de circulation, ensuite dans l'autre, par bouffées successives. Plusieurs schémas de remplissage sont utilisés pour un maximum de 2808 paquets. Remarquons que les injections et éjections requièrent que certains paquets restent vides pour avoir le temps de changer l'état des aimants de déviation. Le Large Hadron

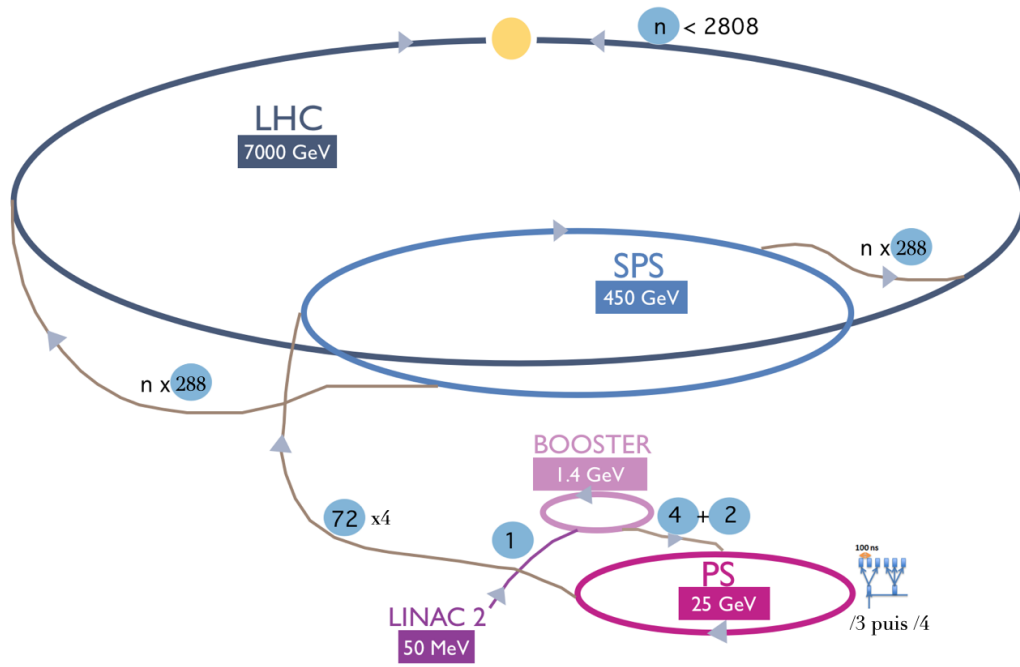


FIGURE 4.6 – Complexe d’injection des protons du LHC. Les énergies finales de chaque élément ainsi que le nombre de paquets sont indiqués.

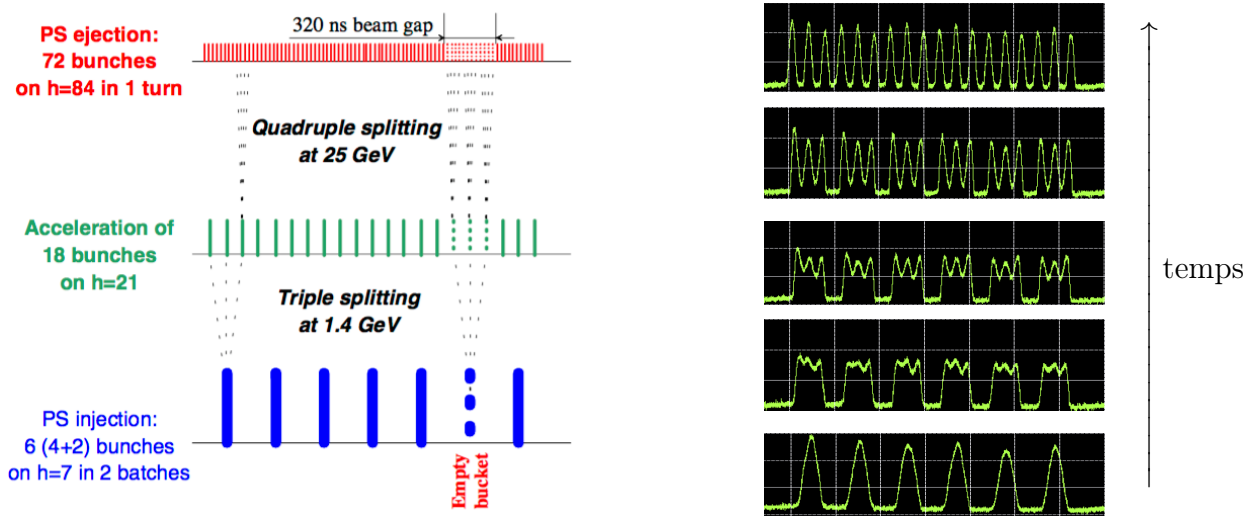


FIGURE 4.7 – gauche : Schéma représentant la séparation des paquets dans le PS. droite : clichés de l’oscilloscope de l’intensité en fonction du temps, à différents moments de la séparation en trois.

Collider (LHC) accélère les protons jusqu'à 6500 GeV (soit 6.5 TeV). Pour maintenir les protons à l'énergie finale sur leur orbite de 26.7 km de circonférence, le LHC utilise des aimants de courbure (1232 dipôles magnétiques) de 8.3 Tesla. Pour atteindre ces valeurs, il est nécessaire de recourir à des aimants supraconducteurs. L'ensemble est maintenu à une température de 1.9° K (-271.3°C) par 120 tonnes d'hélium. Le LHC n'utilise que huit cavités accélératrices par faisceau, fournissant un champ d'accélération de 5 MV/m à du 400 MHz. Les slides IV-35 et 36 illustrent les séquences de remplissage et d'accélération du LHC et reprennent ses paramètres principaux.

Entre 1989 et 2001 le tunnel aujourd'hui occupé par le LHC contenait un collisionneur électrons-positons, le Large Electron Positron (LEP), dont la conception était bien différente, le rayonnement synchrotron étant dans ce cas très important (voir slide IV-40 et tableau 4.1).

4.8.2 Le complexe de FermiLab - USA

[matière supplémentaire pour ceux que cela intéresse]

Le complexe scientifique "Fermi National Accelerator Laboratory" (FNAL), dit aussi FermiLab, situé à 45 km à l'Ouest de Chicago, inauguré en 1967, abrite un grand nombre d'expériences, parmi lesquelles on peut citer : CDF, DØ, MiniBooNE, Minos, et DONUT.

Le complexe d'accélérateurs linéaires et circulaires (voir slide IV-42) permet d'accélérer des faisceaux de protons et d'antiprotons à une énergie de 980 GeV. Le complexe est constitué de quatre principales sections : la source de protons, la source d'antiprotons, l'injecteur principal accompagné du recycleur, et enfin l'anneau principal ou TeVatron.

Afin de réduire la dispersion en énergie, à la source de protons, ce sont des ions H^- et non des ions H^+ qui sont produits à partir d'hydrogène gazeux. Après thermalisation, les ions H^- sont ensuite "épluchés" par une mince feuille de carbone (i.e. débarrassés de leurs deux électrons) et deviennent des protons juste avant d'être injectés dans un accélérateur linéaire (LINAC) long de 130 mètres où ils seront portés à une énergie de 400 MeV pour être ensuite injectés dans un premier synchrotron de 75 mètres de rayon, appelé "booster". Les protons sont alors accélérés jusqu'à 8 GeV par 17 cavités radio-fréquence et transférés vers l'injecteur principal.

La source d'antiprotons est constituée de trois éléments : la cible, où sont créés les antiprotons, et deux accélérateurs synchrotron triangulaires appelés "debuncher" et "accumulateur" servant à stocker et refroidir le faisceau d'antiprotons. Les antiprotons sont produits en bombardant une cible avec un faisceau de protons de 120 GeV de haute intensité provenant de l'injecteur principal. Les particules créées lors des collisions sont focalisées par une lentille. Les antiprotons produits sont ensuite sélectionnés par un spectromètre de masse (aimant dipolaire de 1.5 T), et envoyés vers le debuncher où ils sont regroupés en paquets de faible dispersion en temps, mais de grande dispersion en énergie. La dispersion en énergie est réduite par une cavité radio-fréquence qui accélère les antiprotons de plus basse énergie qui arrivent en premier dans la cavité. Ensuite un refroidissement stochastique est appliqué qui consiste à corriger "en temps réel" la dispersion du faisceau grâce à une boucle de rétroaction. L'accumulateur est le second synchrotron triangulaire qui stocke les antiprotons à une énergie de 8 GeV, pendant une période de plusieurs heures voire plusieurs jours. Le faisceau circule en continu, sans structure, et les bunches ne sont reformés qu'au moment de l'extraction vers l'injecteur principal.

L'injecteur principal est un synchrotron d'un km de diamètre. Il remplit une double fonction : d'une part, il accélère les protons de 8 GeV à 120 GeV, puis les envoie sur une cible fixe afin de produire les antiprotons. D'autre part, il accélère les protons et les antiprotons provenant respectivement du booster et de l'accumulateur, de 8 GeV jusqu'à 150 GeV, puis les injecte dans le TeVatron.

Afin d'augmenter les capacités et les performances de stockage des antiprotons, un anneau appelé "recycleur" a été construit dans le même tunnel que l'injecteur principal. Il réceptionne les antiprotons envoyés via l'injecteur principal depuis l'accumulateur. Lorsque le recycleur contient plus de $2 \cdot 10^{12}$ antiprotons, le refroidissement stochastique devient inefficace et doit être secondé par l'électron cooling. Cette technique consiste à faire circuler au sein du faisceau d'antiprotons un faisceau d'électrons de haute intensité et de faible dispersion énergétique. Les antiprotons "chauds" se "thermalisent" au contact du faisceau d'électrons "froids" via l'interaction coulombienne.

Le TeVatron est un synchrotron de près d'un kilomètre de rayon, équipé de 8 cavités accélératrices radio-fréquence, 816 aimants dipolaires supraconducteurs et 204 aimants quadropolaires. Au moment de sa mise en service en 1983, le TeVatron était le premier synchrotron à être équipé d'aimants supraconducteurs. Les faisceaux provenant de l'injecteur principal sont accélérés de 150 à 980 GeV par l'intermédiaire des cavités radio-fréquence fonctionnant à 53 MHz. A 980 GeV, les dipôles sont parcourus par un courant de 4350 A qui engendre un champ magnétique de 4.2 T. Le temps de révolution est alors de 21 μs (voir aussi la table 4.1). Les deux faisceaux rentrent en collision aux deux points d'interaction au centre des détecteurs CDF et DØ.

Le TeVatron a fermé le 30 septembre 2011, faute de crédits et face à la trop forte concurrence du LHC.

4.8.3 Le complexe de DESY - Hambourg

Situé sur le site de *DESY* (Deutsches Elektronen SYNchrotron) à Hambourg en Allemagne, le collisionneur électrons protons *HERA* (Hadron Elektron Ring Anlage) était constitué de deux accélérateurs indépendants accumulant des protons de 820 GeV et des électrons de 30 GeV dans un tunnel d'une longueur de 6,3 km. Sa conception sous forme de collisionneur permet d'obtenir une grande énergie dans le système du centre de masse, équivalant à celle d'un faisceau d'électrons de 50 TeV interagissant avec une cible fixe d'hydrogène. *HERA* fut le premier et jusqu'ici l'unique collisionneur leptons-hadrons.

Le complexe d'injection de *HERA* accélère progressivement les électrons et les protons, comme illustré à la figure sur la slide IV-43, qui sont introduits dans *HERA* par l'anneau *PETRA* avec une énergie de 14 GeV et 40 GeV respectivement. Les deux faisceaux sont alors stockés dans deux accélérateurs indépendants installés à l'intérieur du tunnel de *HERA* et accélérés jusqu'à leur énergie finale de collision. Les faisceaux sont constitués de 90 paquets de protons et de 94 paquets d'électrons qui peuvent se croiser de façon frontale (à 0°) toutes les 96 ns en quatre zones d'interaction situées sur des sections droites longues de 360 m.

L'anneau accélérateur d'électrons est constitué d'électroaimants classiques et de cavités radio-fréquence (RF) supraconductrices. Les protons sont accélérés dans un anneau constitué d'aimants supraconducteurs (dipôles de 4.68 T, quadropôles et sextupôles) dont la basse température est assurée grâce à la circulation d'hélium liquide.

Les trois grandes expériences : *H1*, *ZEUS* et *HERMES* étudièrent principalement la structure du proton, la chromodynamique quantique et les couplages électrofaibles. La mise en service de *HERA* a eu lieu en mai 1992 et la prise de données s'est terminée en 2007.

4.9 Faisceaux secondaires

Les accélérateurs faisant circuler les particules pendant un temps long (typiquement entre plusieurs minutes et quelques heures) par rapport au temps de vie de certaines particules, ils sont limités aux particules stables. En faisant interagir un faisceau primaire (de particules stables) sur une cible on peut créer un faisceau secondaire, éventuellement de particules instables. Si les particules créées ont une grande énergie, leur temps de vie ($\gamma\tau$) dans le laboratoire peut être suffisant pour les manipuler.

4.9.1 Production

Faisceaux secondaires hadroniques. Après interaction d'un faisceau par exemple de protons sur une cible fixe, un grand nombre de hadrons est produit, principalement des pions mais aussi des kaons, des antiprotons, des antineutrons,...

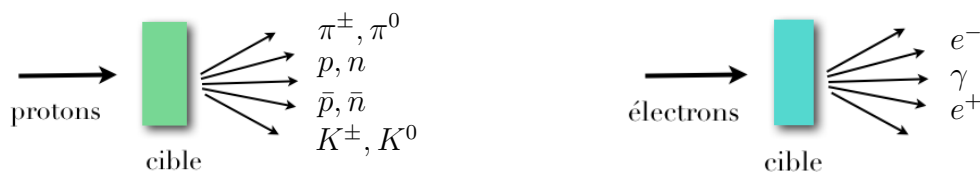


FIGURE 4.8 – Principe de création de particules pour faisceaux secondaires a) de particules hadroniques, b) de positons.

Faisceaux secondaires de positons. Un faisceau d'électrons envoyé sur une fine cible, constituée d'éléments à Z élevé émet dans la cible un grand nombre de photons par rayonnement de freinage (voir chapitre suivant) $e^\pm + (Z) \rightarrow e^\pm + \gamma + (Z)$ qui se convertissent en paires e^+e^- suivant la réaction $\gamma + (Z) \rightarrow e^+e^- + (Z)$, où (Z) indique la présence d'un champ électromagnétique. La séparation des charges peut alors être faite par un champ électrique ou magnétique.

Faisceaux secondaires de muons et de neutrinos. A partir d'un faisceau de protons sur une cible fixe, en se plaçant plus loin de la cible, une partie des pions produits se seront désintégrés en muons et neutrinos (voir slide IV-47).

4.9.2 Sélection et focalisation

Pour sélectionner les particules voulues et les focaliser pour former un faisceau, on utilise (voir slide IV-45) des collimateurs, des aimants de focalisation (quadrupôles) et un séparateur magnétique (dipôle) qui opère une sélection en impulsion (effet spectrométrique). En rajoutant en plus des compteurs de passage à réponse rapide (par exemple des scintillateurs), comme C_1 et C_2 sur le

schéma de la slide 46, on peut mesurer le temps de parcours :

$$t = \frac{d}{v} = \frac{d}{c\beta} \simeq \frac{dE}{c p} = \frac{d \sqrt{m^2 + p^2}}{c p} \quad (4.23)$$

où d est la distance parcourue et v la vitesse. En combinant la sélection en impulsion (p) et la mesure du temps de vol, on peut arriver à distinguer les pions chargés des protons pour des particules d'impulsion allant jusqu'à quelques GeV.

Voyons ce que donne une sélection en impulsion réalisée sur base d'un champ électrostatique, E , sur une distance L (voir figure 4.9).

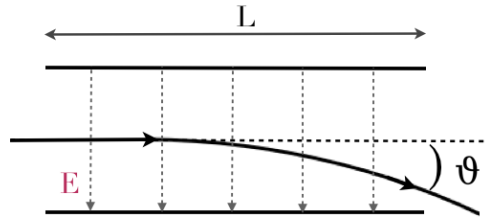


FIGURE 4.9 – Schéma illustratif de la sélection en impulsion à l'aide d'un champ électrostatique.

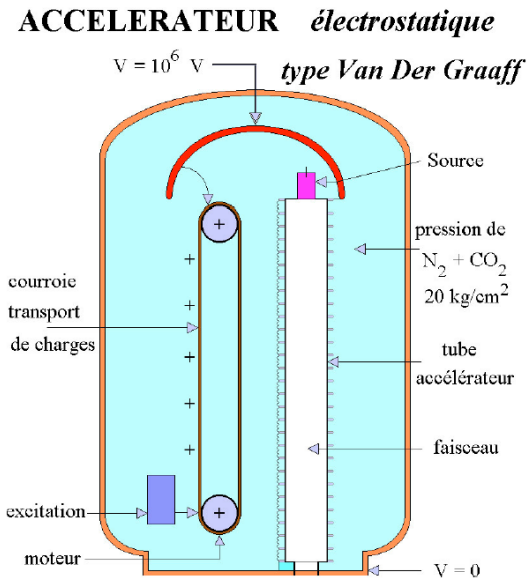
A petit angle de déviation, on peut utiliser l'approximation suivante :

$$\theta \simeq \frac{p_T}{p} = \frac{\int qE dt}{p} = \frac{1}{v} \frac{\int_0^L qE dl}{p} = \frac{qEL}{c\beta p} \quad (4.24)$$

Ce qui donne par exemple pour $p = 3 \text{ GeV}/c$, $L = 5 \text{ m}$ et $E = 5 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ une différence d'angle de déviation entre un kaon et un pion : $\Delta\theta = \theta_K - \theta_{\pi^\pm} = 0.1 \text{ mrad}$ (soit environ 0.005°). C'est donc une technique utilisable et utilisée.

Faisceaux secondaires de muons et de neutrinos. Comme illustré à la slide IV-47, les hadrons chargés produits sont d'abord focalisés de façon magnétique (corne magnétique), ensuite une sélection en impulsion est opérée par le réflecteur. Restent donc principalement, à 100 m environ de la cible, des protons, des pions, des kaons et des muons (plus déjà des neutrinos), d'un seul type de charge (soit positive soit négative) ayant une fenêtre assez étroite en impulsion. Les pions, les kaons et les muons se désintègrent dans un tunnel de près d'un km de long, en particulier dans les modes donnant des neutrinos comme indiqués à la slide IV-47. A la fin du tunnel est placé une grosse quantité de matière dense pour arrêter tous les hadrons encore présents. Enfin, le comptage des muons, seules particules chargées arrivant jusque là, permettent estimer le flux de neutrinos (par simulation) délivré vers les expériences. Le résultat des simulations des spectres en énergie pour chaque type de neutrinos et séparément suivant leur origine est donné à la slide IV-50. Les slides IV-47, 48 et 49 illustrent la production de ce faisceau au CERN (CNGS) et leur trajet jusqu'aux expériences, placées à 732 km de là, en Italie.

Champ électrique statique

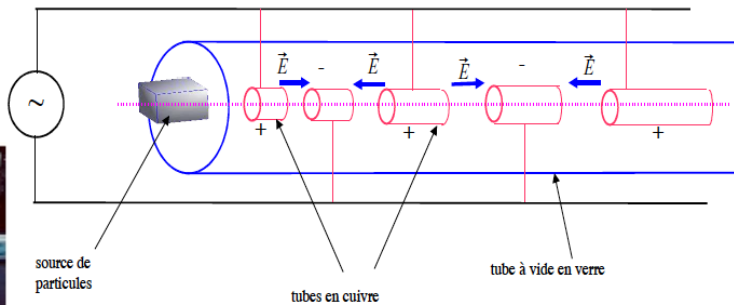
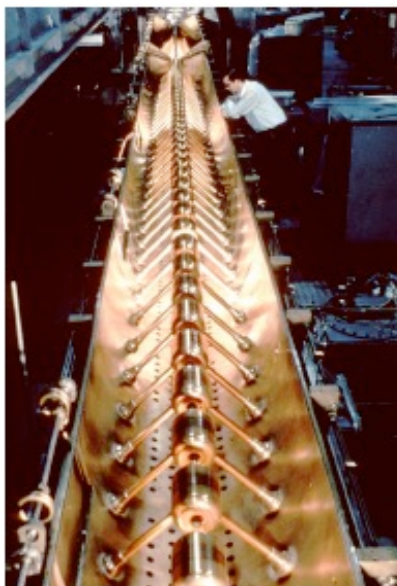


Van der Graaff -1930
→1.2 MeV

Figure 1 Schéma d'un accélérateur Van De Graaf.

Encore utilisé près des sources d'ions

Accélérateurs linéaires radio fréquence



LINAC de R. Wideröe-1928

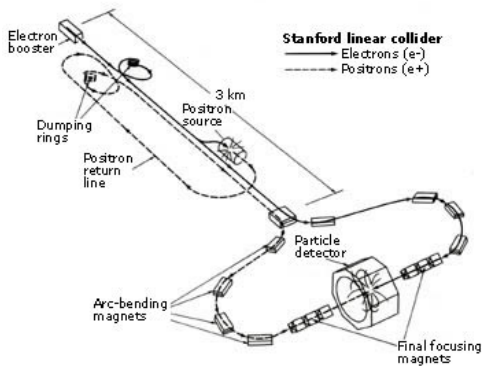
$$V(t) = V_0(\sin \omega t + \phi) \quad V_0 \sim \text{quelques kV}$$

$$\Delta E_{cin} = \int \vec{F} \cdot d\vec{l} = \int q \vec{E} \cdot d\vec{l} = q \Delta V$$

ΔV est la différence de potentiel moyen entre deux éléments

Linac d'Alvarez

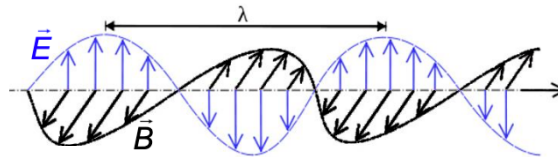
Accélérateurs linéaires d'électrons



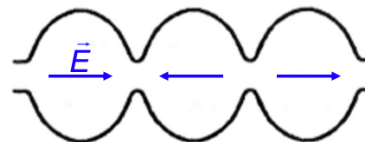
SLC: Stanford Linear Accelerator (SLAC)
 3 km - 80 000 cavités accélératrices
 $E_e = 50 \text{ GeV}$
 1966-2000

Cavité accélératrices radio fréquences (RF)

1) on crée un champ E variable en appliquant une ΔV variable
 \Rightarrow champ B variable

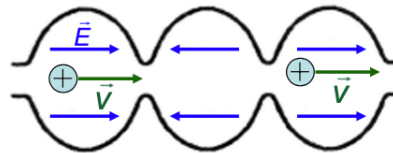


2) on la piège dans une cavité conductrice résonnante



3) par réflexions multiples sur les parois, on crée une onde EM stationnaire

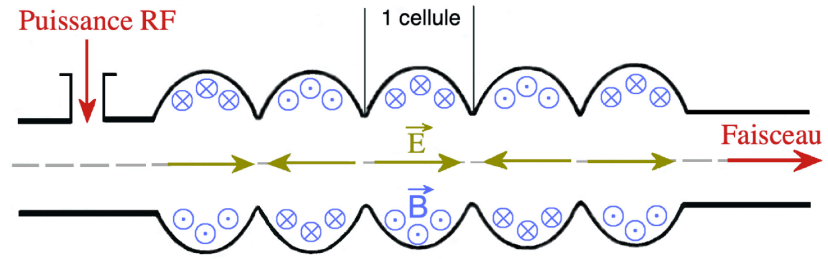
4) on y injecte des particules



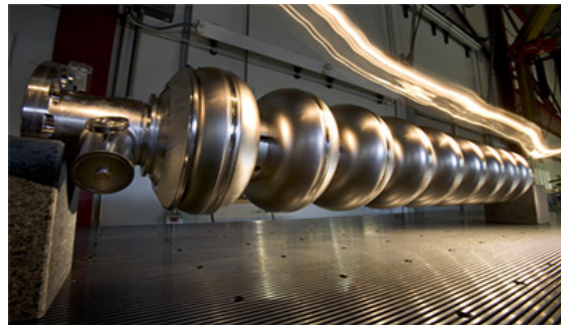
\Rightarrow accélération et mise en paquets

plusieurs cavités mises bout à bout = guide d'ondes

Cavité accélératrices radio fréquences

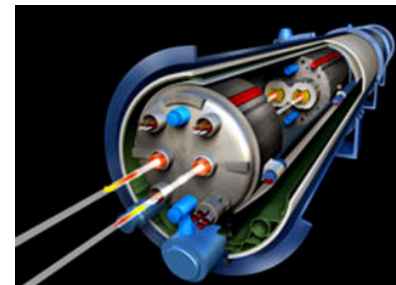
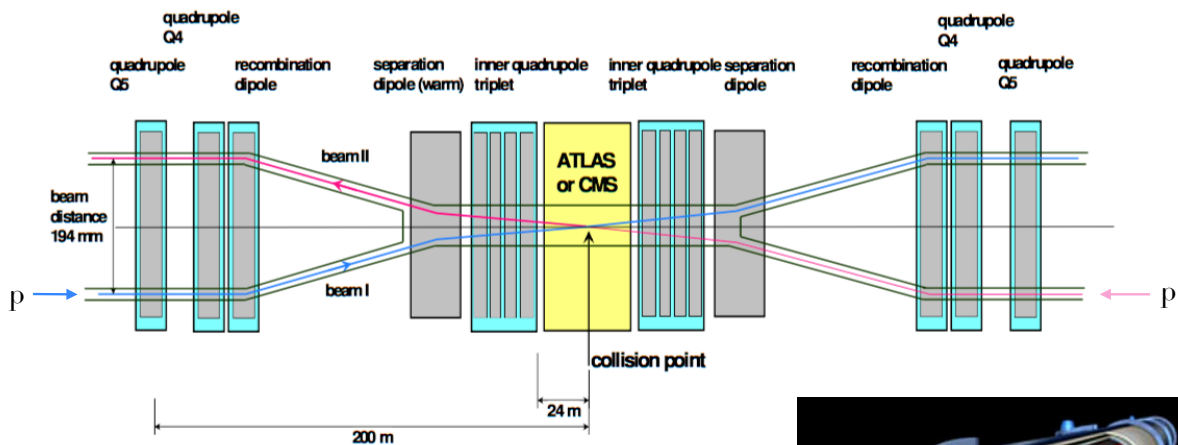


Cavité résonnante du LEP

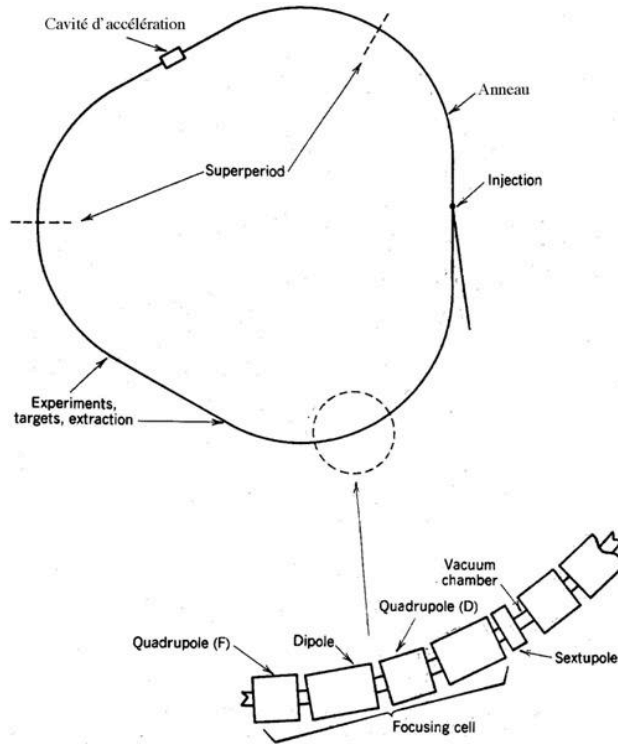


Cavités supraconductrices (en niobium) du LHC

Exemple: LHC près de CMS



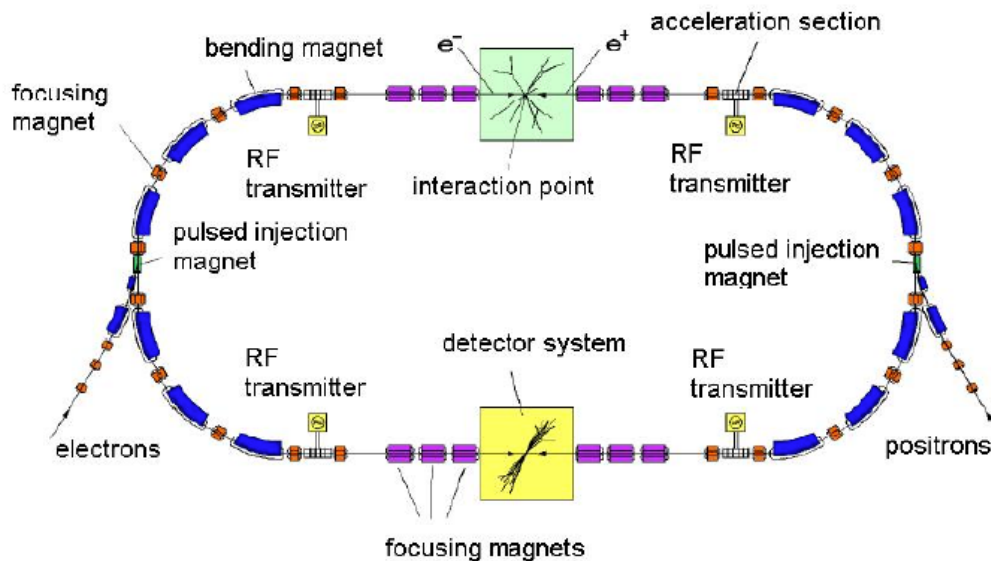
Les accélérateurs circulaires



PHYS-F305 - L. Favart - Chapitre IV

17

Accélérateurs circulaires: synchrotron



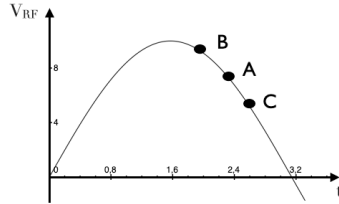
Synchrotron :

- B croissant avec le temps pour maintenir l'orbite lorsque son énergie augmente ;
- une fréquence d'accélération croissant la vitesse de la particule ;
- une injection de particules à une certaine énergie, (B rémanent sur l'orbite à l'injection).

PHYS-F305 - L. Favart - Chapitre IV

18

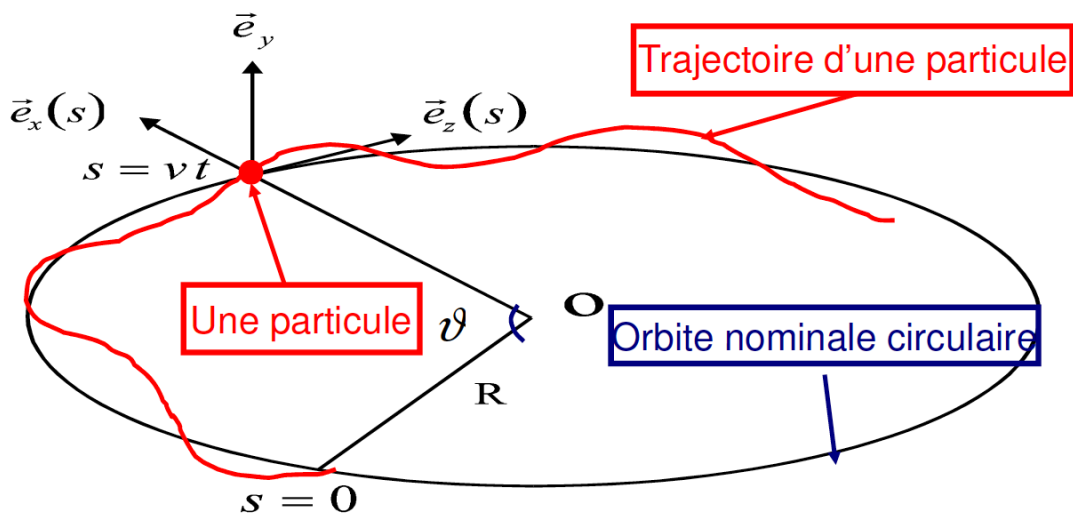
Synchronisation



- A = particule synchrone (= "idéale")
- B en retard, reçoit moins d'énergie
→ R ↓ et f ↑ → en avance
- C en avance, reçoit plus d'énergie
→ R ↑ et f ↓ → en retard

⇒ phasage induit, mais oscillations autour de l'orbite nominale

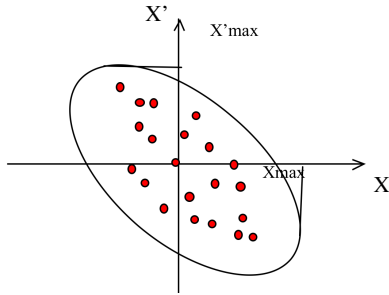
Trajectoires des particules



ensemble des variables nécessaires pour d'écrire l'orbite d'une particules :

$$(x, x', y, y', \Delta L, \Delta p/p) \quad \text{où} \quad x' = \frac{dx}{ds} \simeq \theta_x \quad y' = \frac{dy}{ds} \simeq \theta_y \quad \Delta L = s - s_0$$

Emittance d'un faisceau



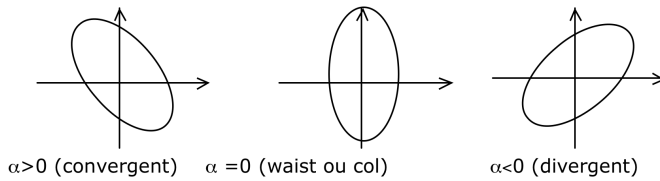
$\epsilon = A/\pi$, où A est l'aire de l'ellipse.

α, β, γ et ϵ telles que :

$$x_{max} = \sqrt{\beta \epsilon}$$

$$x'_{max} = \sqrt{\gamma \epsilon}$$

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1$$



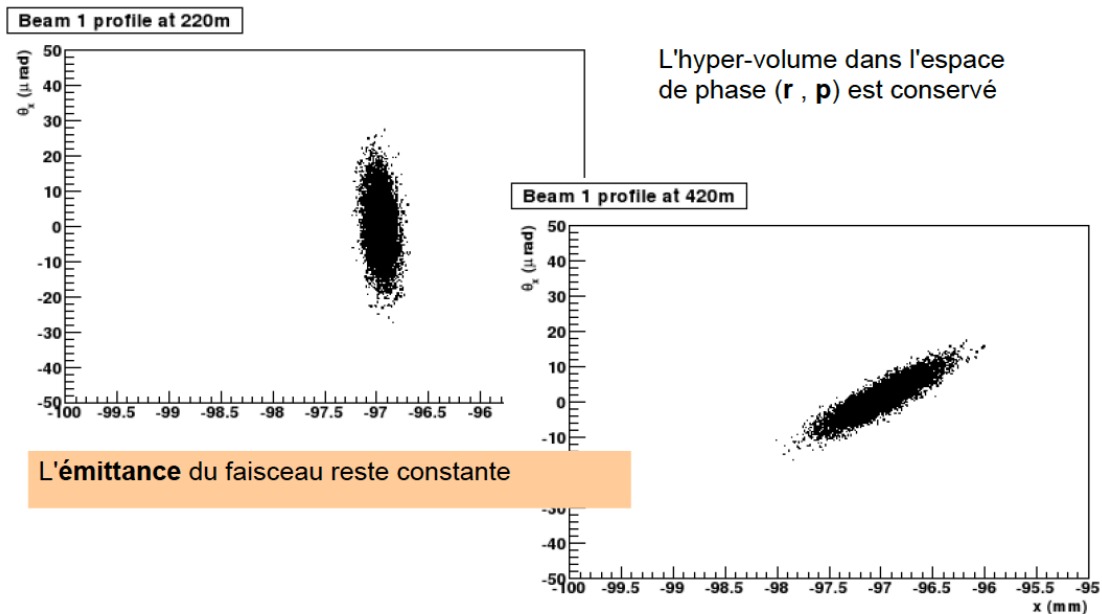
Théorème de Liouville : A est conservé (pour un système conservatif - à p fixe)

taille du faisceau

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\left(\beta_x^* + \frac{s^2}{\beta_x^*}\right)\epsilon_x}$$

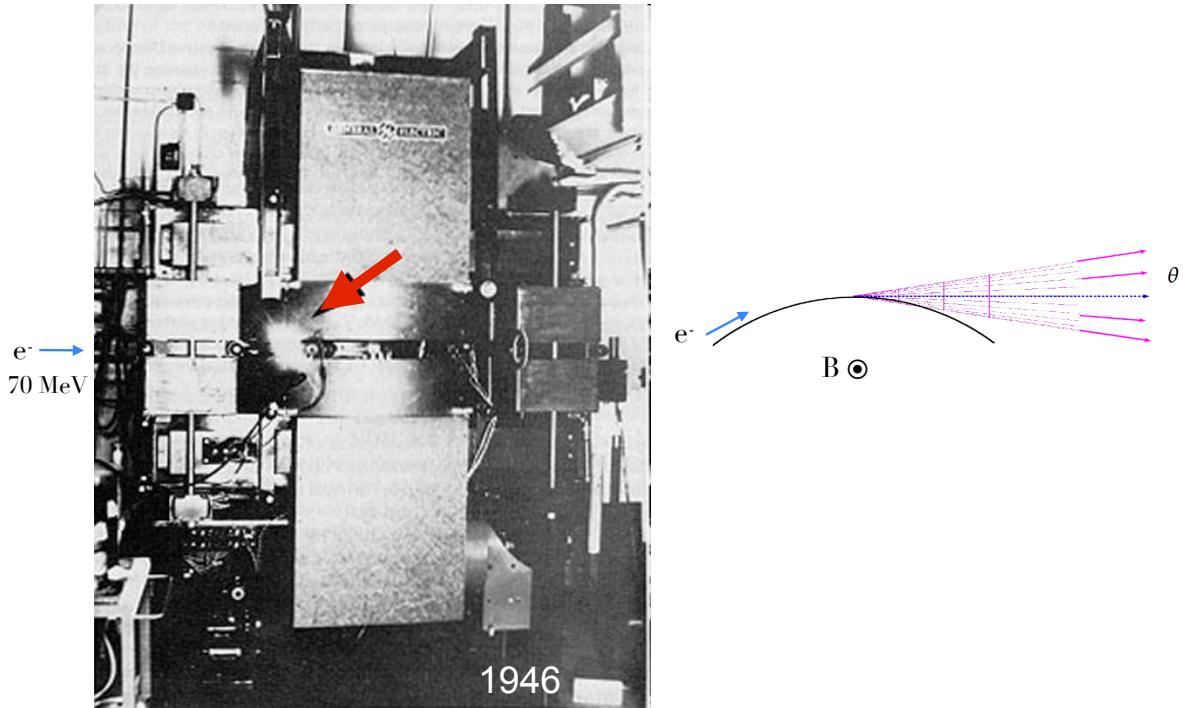
$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 N_b f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \simeq \frac{N_1 N_2 N_b f}{4\pi \sqrt{\beta_x^* \epsilon_x} \sqrt{\beta_y^* \epsilon_y}}$$

si $\beta_x^* \gg \sigma_x$ et $\beta_y^* \gg \sigma_y$.

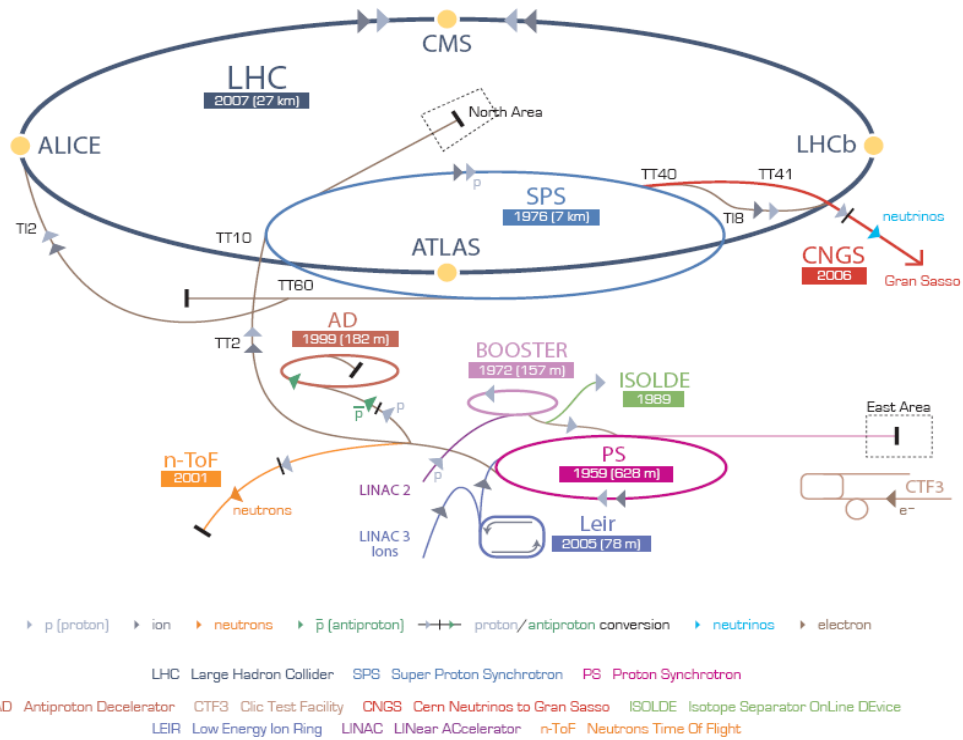


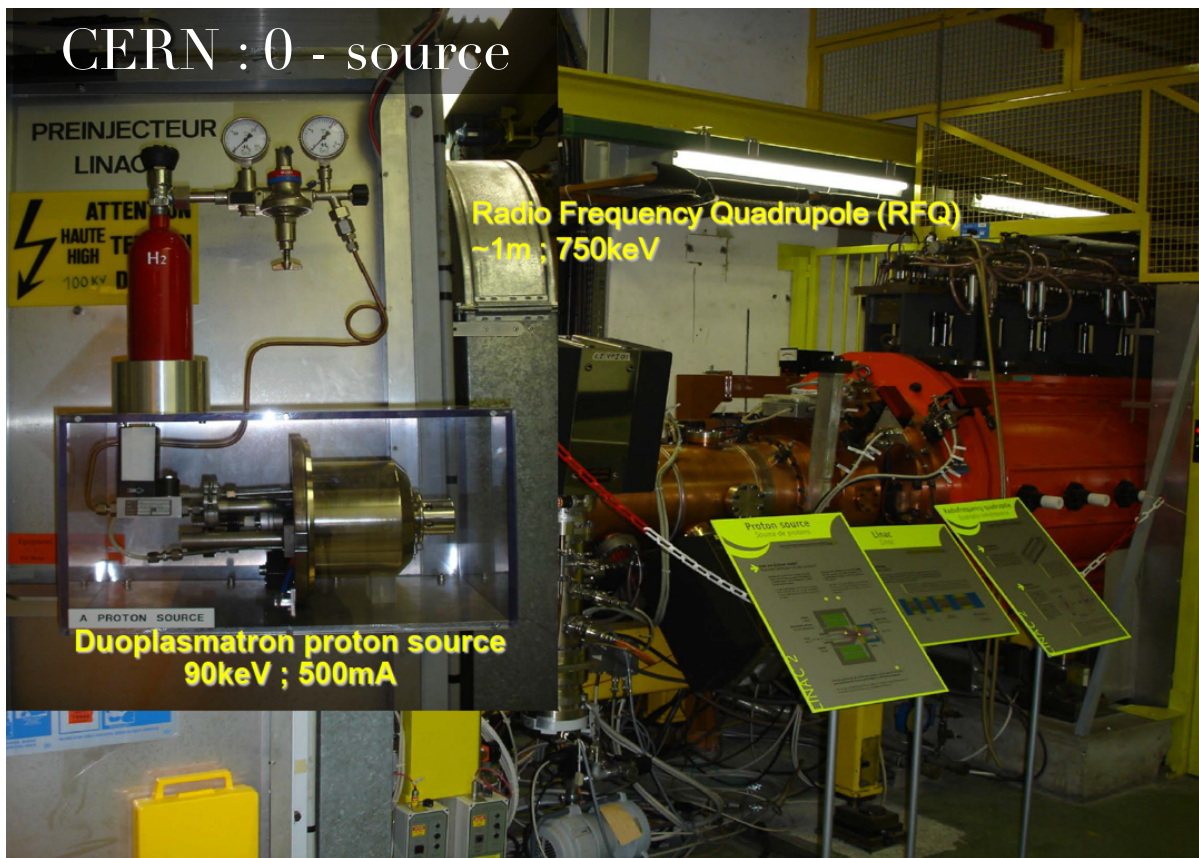
NB l'angle θ_x ici est défini par rapport à l'axe z au point d'interaction et non par rapport à s (local)

Radiation synchrotron/de courbure

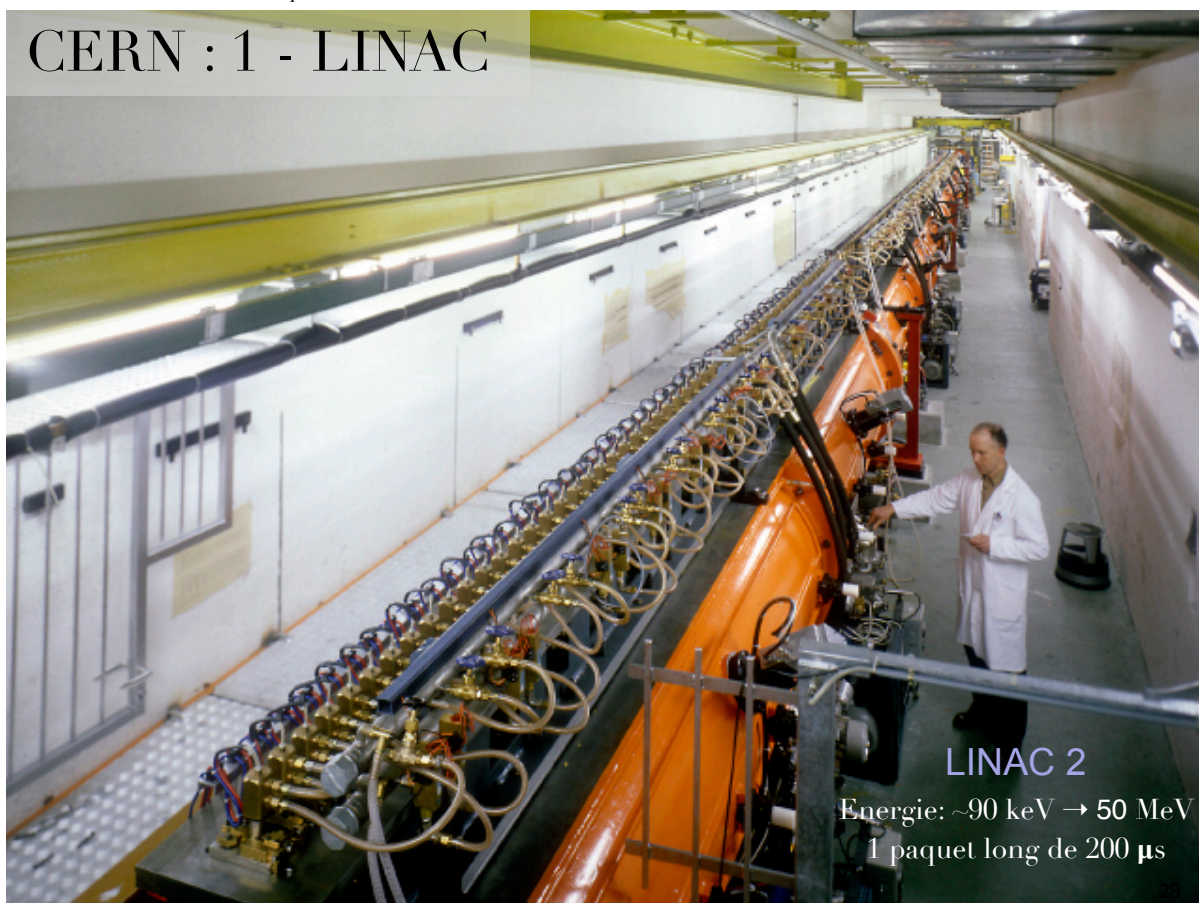


Complexes d'accélérateurs : CERN

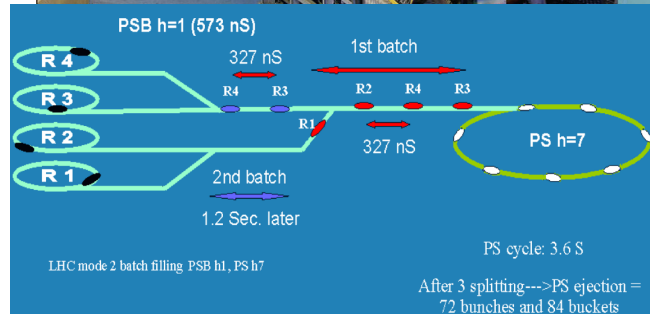




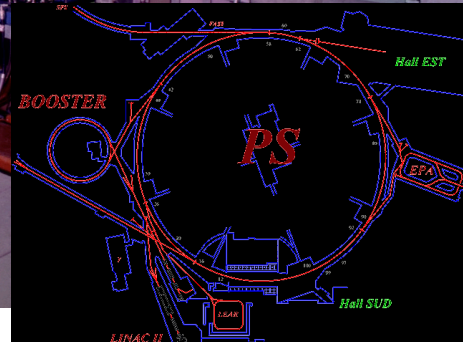
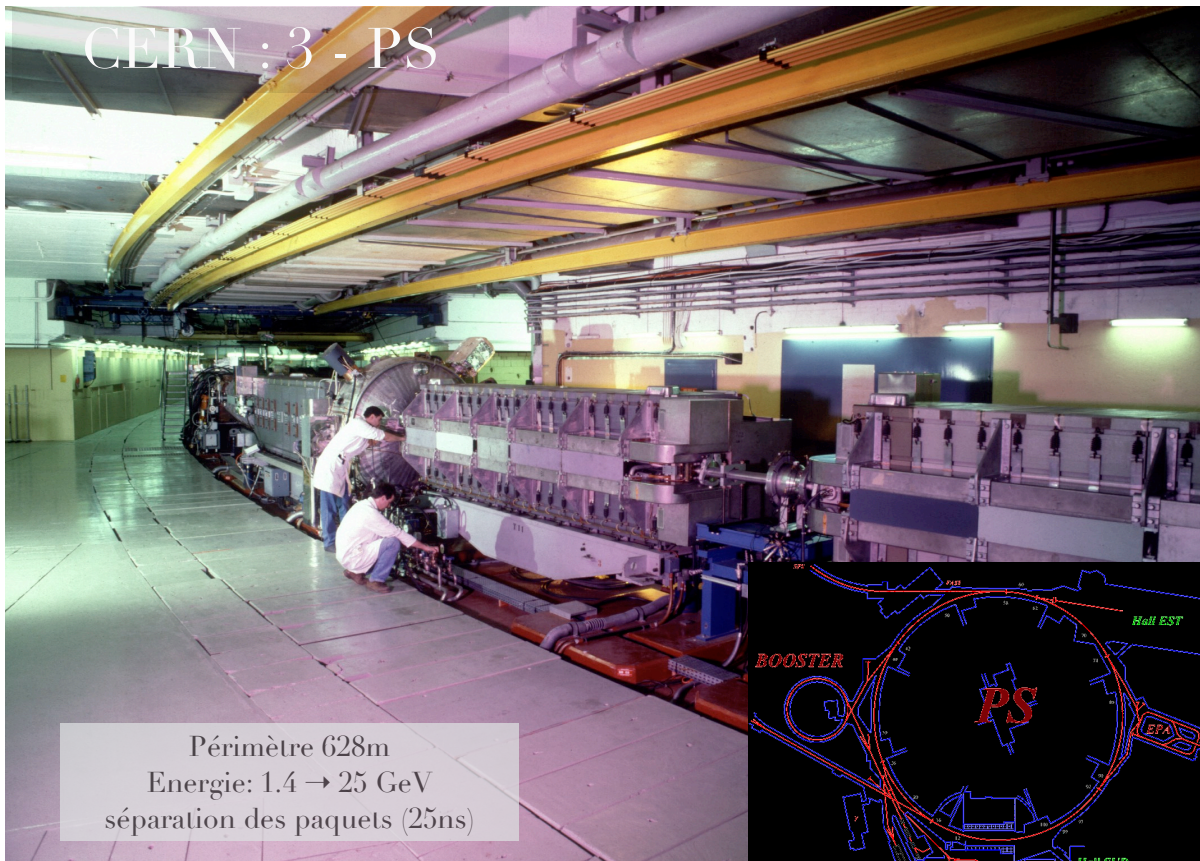
PHYS-F305 - L. Favart - Chapitre IV



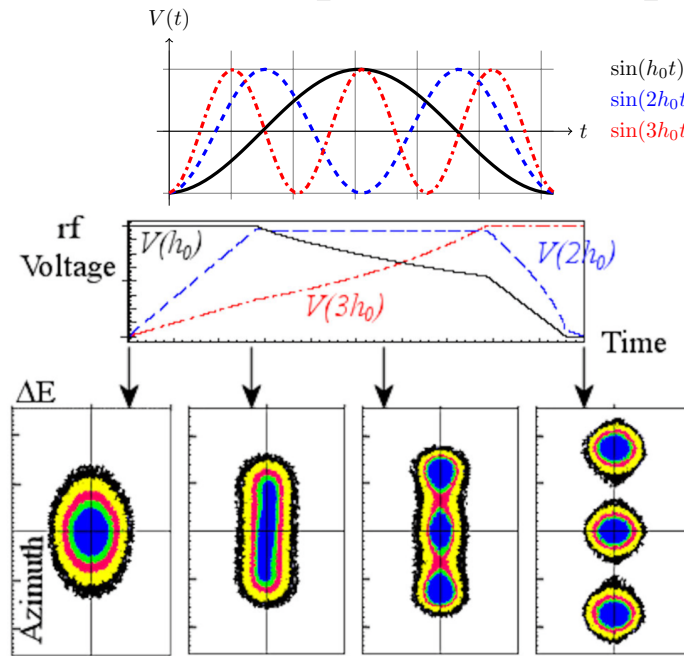
CERN : 2 - Booster PSB



Energie: 0.05 → 1.4 GeV
4+2 paquets



CERN : 3 - PS - séparation des paquets



à 1.4 GeV : séparation des (6+1 vide) paquets en 3



Energie: 25 → 450 GeV
4 trains de 72 = 288 paquets

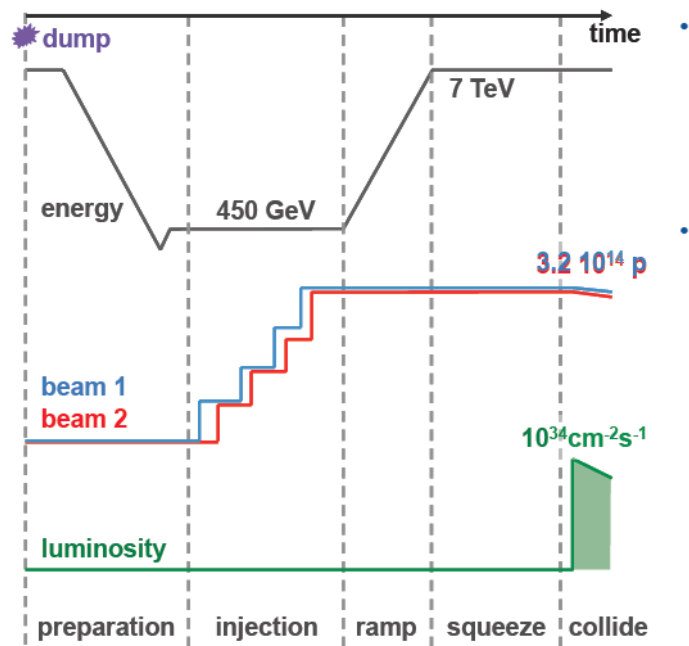


Energie: 450 → 7000 GeV
 n x 288 → 2 x 2808 paquets

1232 dipoles - Bz=8.3 Tesla

LHC : remplissage et accélération

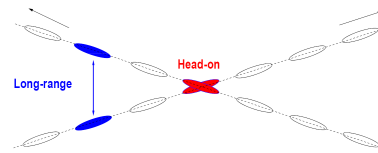
2012	typ. time
prep	>50 min.
inj	~60 min.
ramp	~15 min.
sq.	~20 min.
coll.	0-20 h



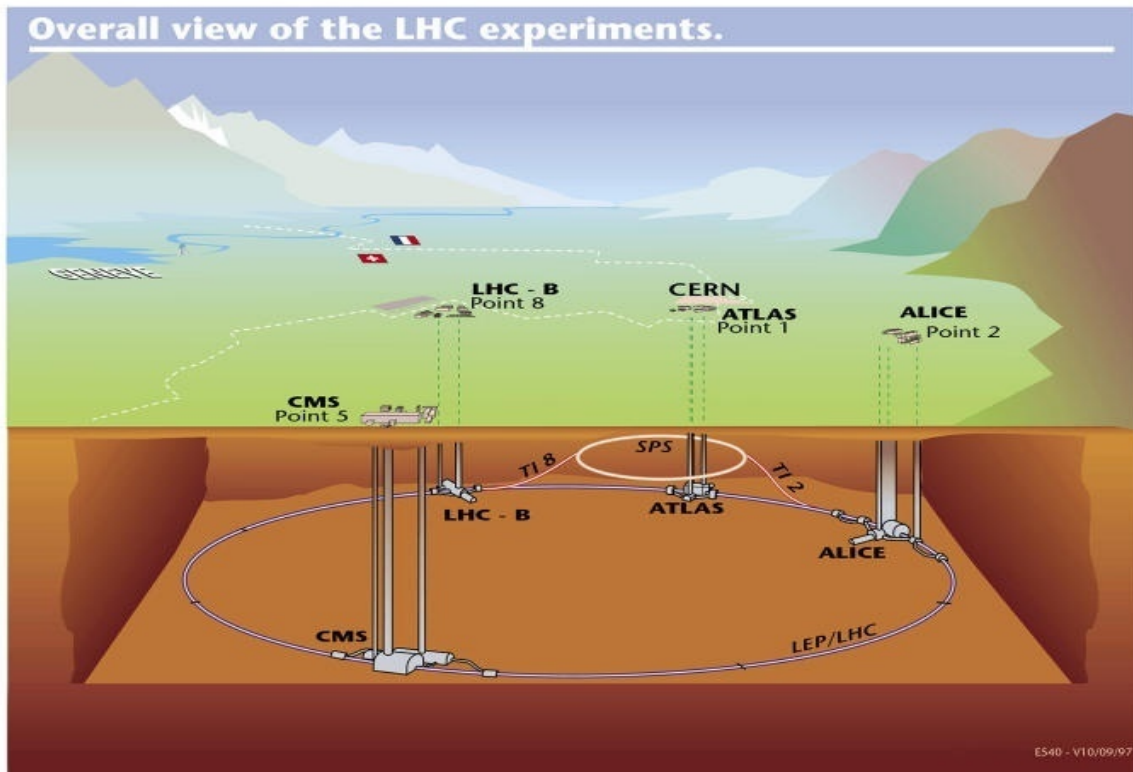
LHC : paramètres

Parameter	Nominal
beam energy [TeV]	7.0
bunch spacing [ns]	25
k [no. bunches]	2808
N_b [10^{11} p/bunch]	1.15
ϵ [mm mrad]	3.75
β^* [m]	0.55
half crossing angle [μ rad]	142.5
L reduction factor	~ 0.84
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	10^{34}

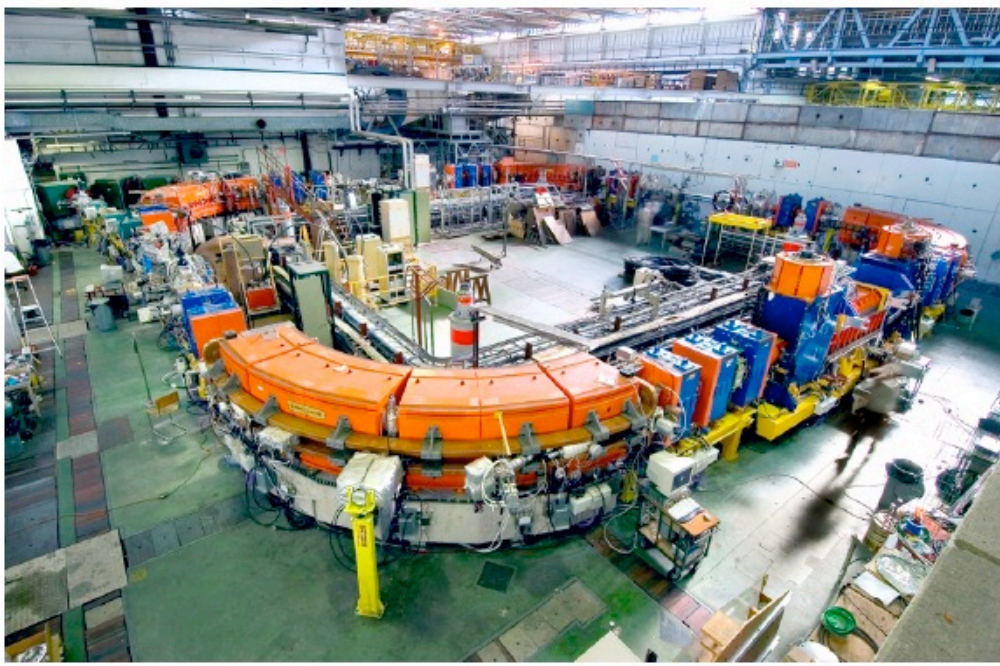
LHC
$\beta^* = 18 \rightarrow 0.55$ m
$\epsilon = 3.75$ μm
$\gamma = 7463$
$\sigma_{x,y} = 16.6$ μm



collisions non purement frontales



Synchrotron : LEIR

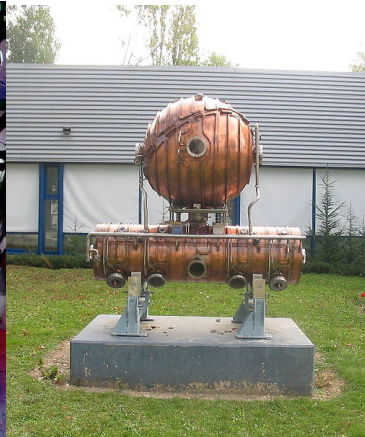


LEIR: Low Energy Ion Ring - CERN

Principaux collisionneurs

	Energy (GeV)	\mathcal{L}_{max} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	rate s^{-1}	σ_x/σ_y $\mu\text{m}/\mu\text{m}$	Particles per bunch
SPS ($p\bar{p}$)	315x315	$6 \cdot 10^{30}$	$4 \cdot 10^5$	60/30	$\approx 10 \cdot 10^{10}$
Tevatron ($p\bar{p}$)	1000x1000	$100 \cdot 10^{30}$	$7 \cdot 10^6$	30/30	$\approx 30/8 \cdot 10^{10}$
HERA (e^+p)	30x920	$40 \cdot 10^{30}$	40	250/50	$\approx 3/7 \cdot 10^{10}$
LHC (pp)	7000x7000	$10000 \cdot 10^{30}$	10^9	17/17	$\approx 11 \cdot 10^{10}$
LEP (e^+e^-)	105x105	$100 \cdot 10^{30}$	≤ 1	200/2	$\approx 50 \cdot 10^{10}$
PEP (e^+e^-)	9x3	$8000 \cdot 10^{30}$	NA	150/5	$\approx 2/6 \cdot 10^{10}$

Collisionneurs : LEP



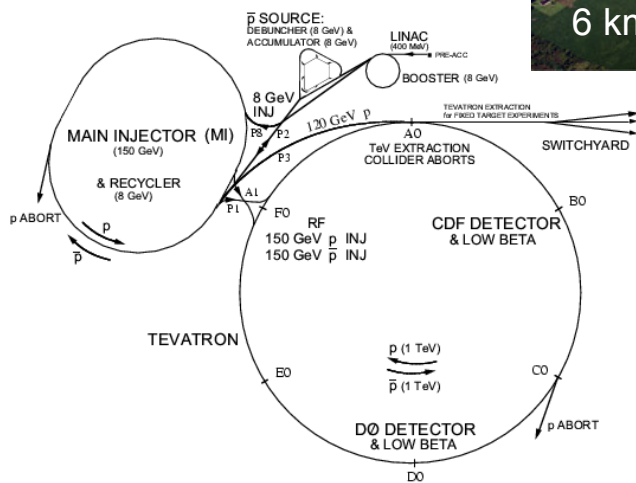
$f \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$
 $N_b = 4$
 $N_1, N_2 = 2 \cdot 10^{10}$
 $\sigma_{x,y} = 200 \text{ } \mu\text{m}, 8 \text{ } \mu\text{m}$
 $\rightarrow L \sim 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

LEP (1989-2001) - CERN

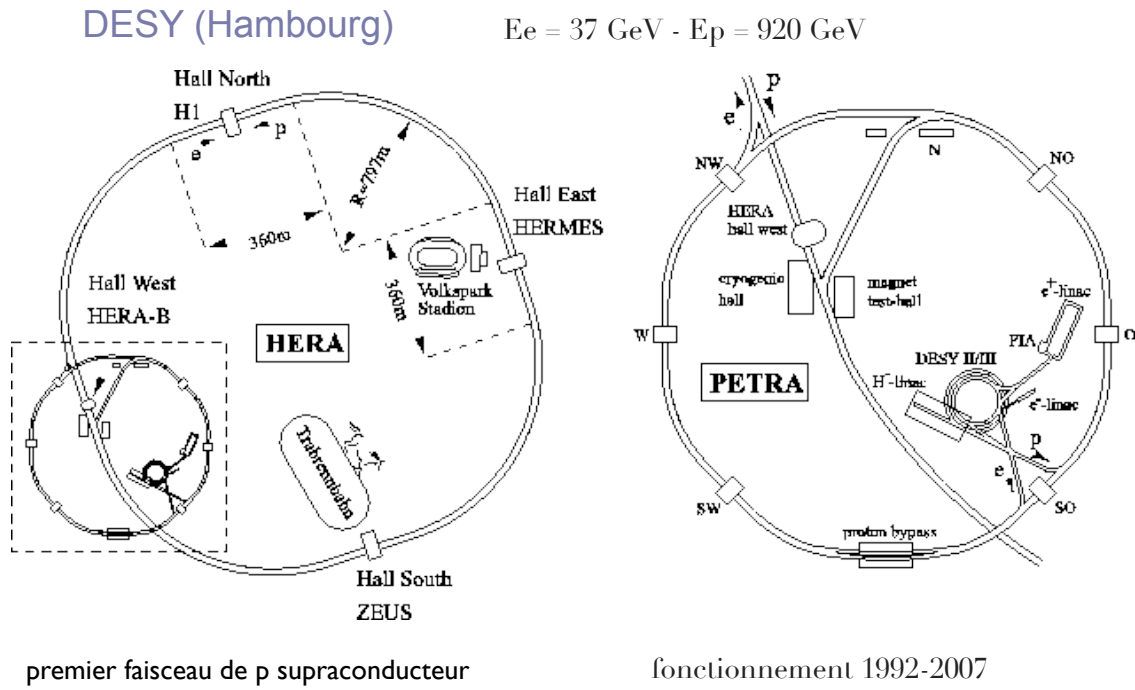
Collisionneurs p- \bar{p} : TeVatron

FermiLab (Chicago)

$$\sqrt{s_{p\bar{p}}} = 1.96 \text{ TeV}$$

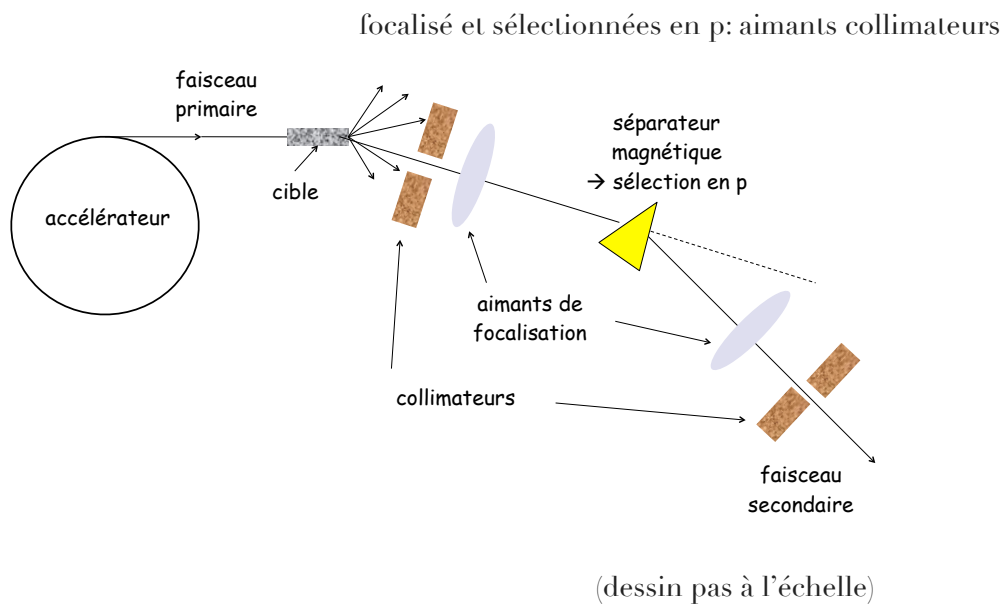


Collisionneurs e-p HERA

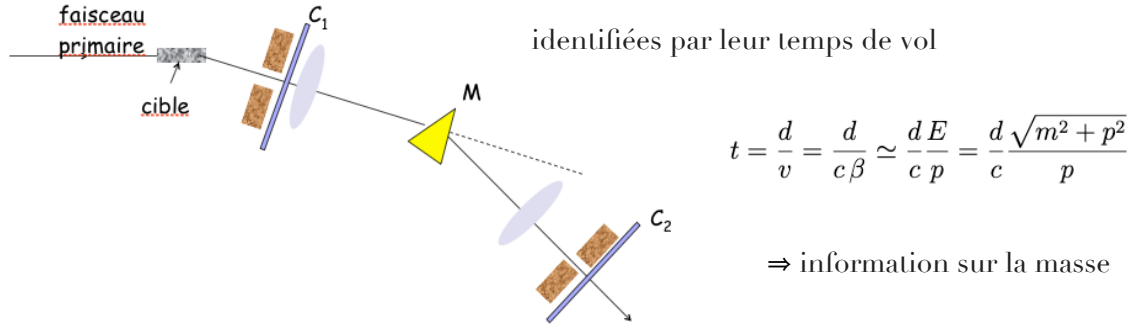


Faisceaux secondaires

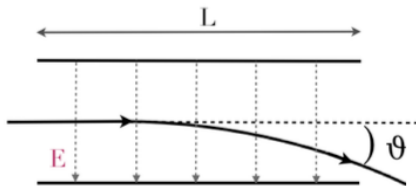
Particules chargées



Faisceaux secondaires



sélection en impulsion :



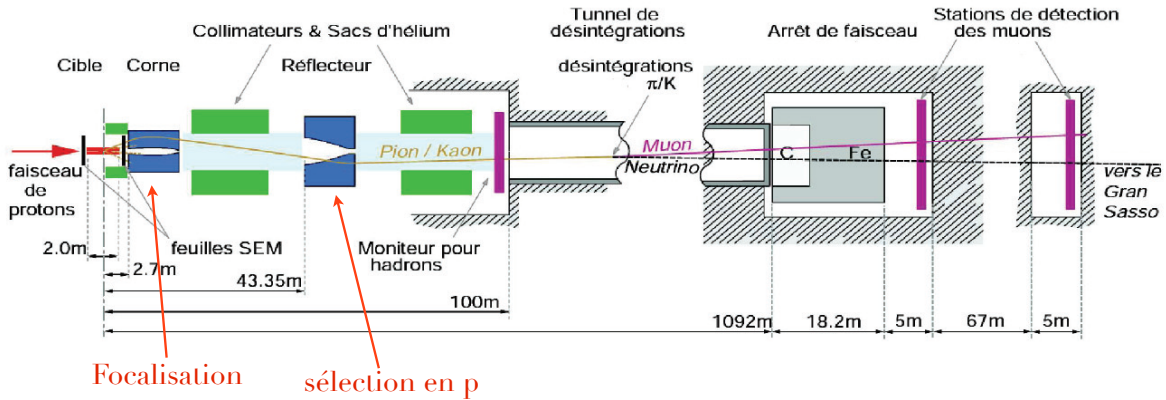
$$\theta \simeq \frac{p_T}{p} = \frac{\int qEdt}{p} = \frac{1}{v} \frac{\int_0^L qEdl}{p} = \frac{qEL}{c\beta p}$$

$p = 3 \text{ GeV}/c, L = 5 \text{ m et } E = 5 \cdot 10^6 \text{ V/m}$

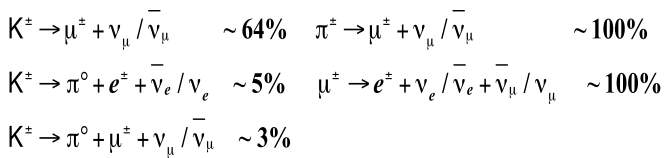
$\Delta\theta = \theta_K - \theta_{\pi^\pm} = 0.1 \text{ mrad (soit environ } 0.005^\circ)$

Faisceaux secondaires : neutrinos

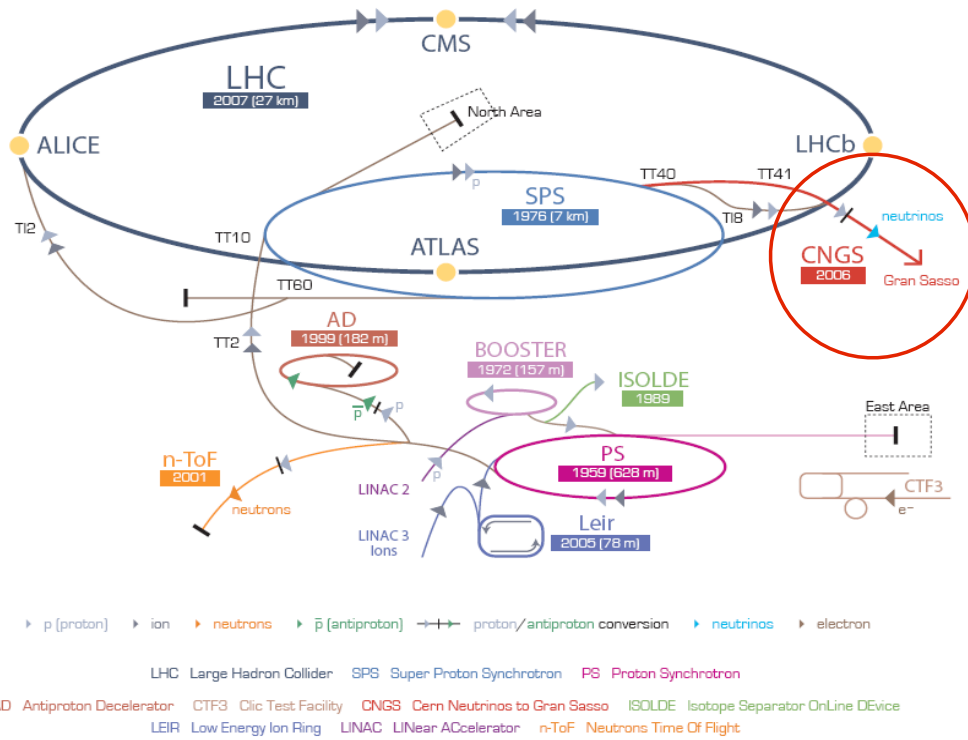
CERN → Gran Sasso



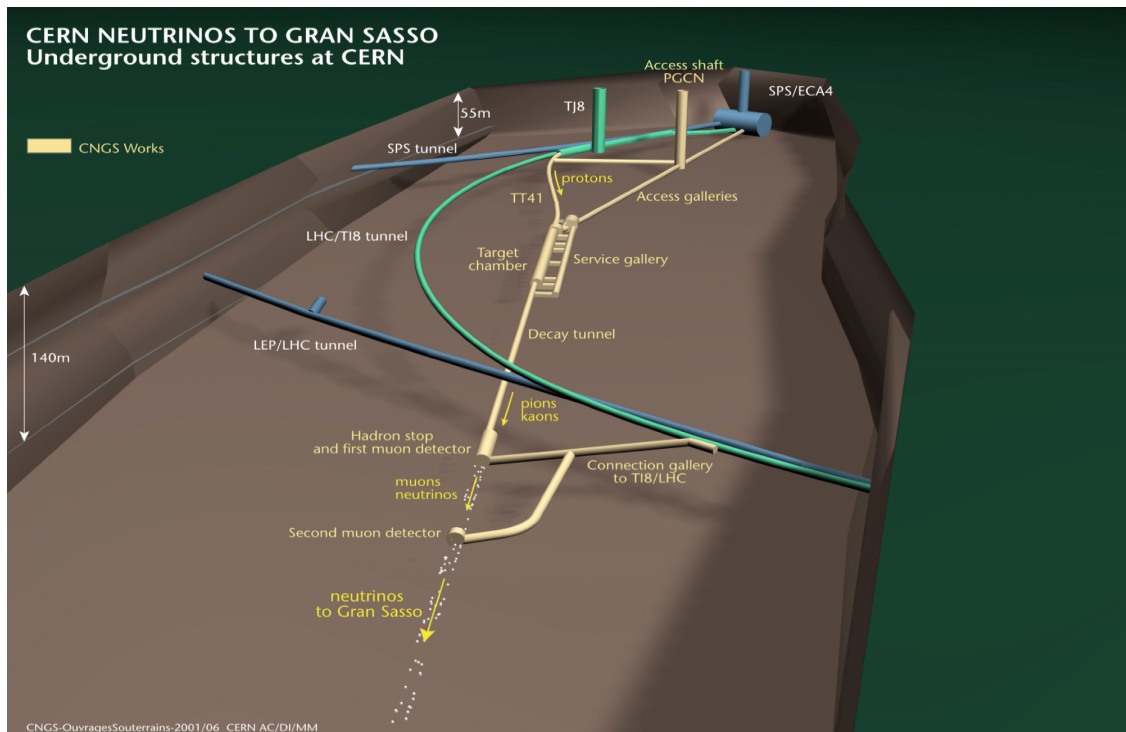
Production :



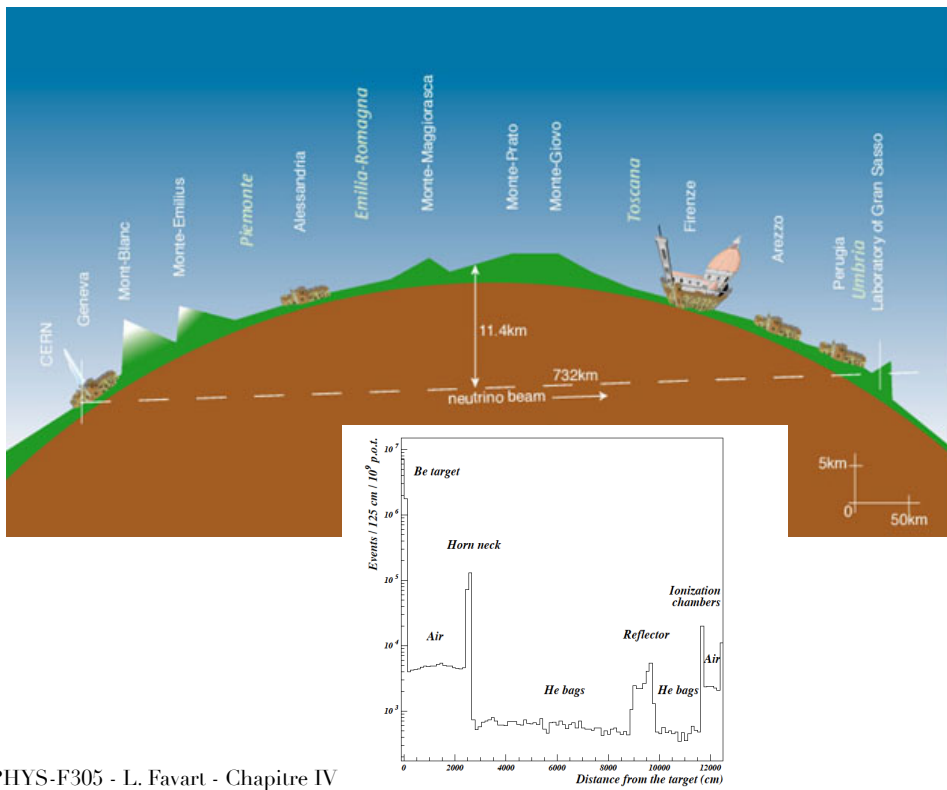
CERN: CNGS



CERN: CNGS



CERN: CNGS → LNGS



Chapitre 5

Interactions particules-matière

La longueur d'onde de la lumière visible, entre 400 et 700 nm , étant plus grande que la taille des particules ou même des atomes ($1\text{\AA}=0.1nm$), pour voir le passage de particules dans le vide, il faudrait pouvoir faire appel à des longueurs d'onde inférieures. Voir des particules élémentaires, dont les tailles ne sont pas connues mais inférieures typiquement à $10^{-20}m$, n'est donc pas réaliste. La reconstruction des trajectoires des particules se fait donc d'une autre façon. Elle se base sur l'énergie déposée par une particule lors de son interaction avec la matière qu'elle traverse. Seules les interactions électromagnétique et forte sont d'assez grande intensité pour fournir un signal mesurable¹. Nous étudierons dans ce chapitre les interactions électromagnétiques des particules avec la matière en abordant successivement les cas :

- des particules chargées et massives
 - des électrons et positons
 - des photons
- et enfin, les interactions fortes des hadrons avec la matière.

5.1 Interactions électromagnétiques des particules chargées avec la matière

La processus dominant dans la perte d'énergie d'une particule chargée qui traverse la matière (gaz, liquide ou solide) est l'ionisation, c'est-à-dire le transfert d'énergie de la particule chargée incidente à un électron d'une couche atomique. Si cet électron a acquis suffisamment d'énergie pour être libéré on parle d'ionisation. S'il reste lié à l'atome mais sur une autre couche orbitale, on parle d'excitation - voir figure 6.2. Dans le cas des particules incidentes légères comme les électrons ou les positons, la production de photons par rayonnement de freinage, ou Bremsstrahlung, est également très importante - voir figure 5.9 de gauche - et dans le cas des positons, il faut de plus considérer le cas des annihilations électron-positon - voir figure 5.9 de droite.

5.1.1 Perte d'énergie par ionisation pour une particule massive

L'ionisation est l'effet dominant pour toute particule chargée qui traverse la matière, sauf pour les électrons/positons et dans le cas extrême des énergies ultrarelativistes.

1. quelques exceptions existent cependant comme la détection des neutrinos

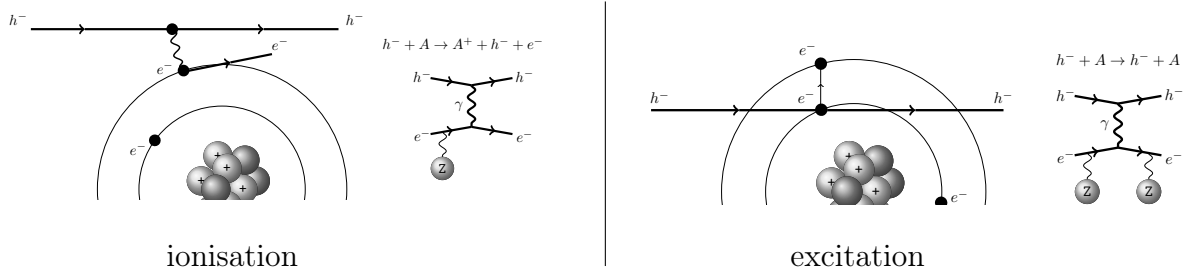


FIGURE 5.1 – Illustration de l'ionisation (gauche) et de l'excitation (droite) d'un atome. Le Z représente la charge globale d'un noyau atomique.

Nous traiterons en même temps le cas des excitations, pour lequel un électron orbital est d'abord excité et ensuite désexcité en émettant un photon, soit la réaction : $h^- + A \rightarrow h^- + A^* \rightarrow h^- + A + \gamma$, où A symbolise un atome et A^* le même atome dans un état excité, et le cas des ionisations, soit la réaction : $h^- + A \rightarrow h^- + A^+ + e^-$.

Considérons une particule chargée, h (nous avons pris h^- comme exemple dans les figures et les réactions), de masse m , de charge ze et de vitesse v . Etudions l'interaction coulombienne entre la particule h^- en mouvement et un électron d'un atome. Il y aura ionisation si l'énergie perdue par la particule incidente ($-\Delta E$) est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron ($E_{liaison}$). L'énergie cinétique finale de l'électron, E_{cin} , dans ce cas sera telle que $-\Delta E = E_{liaison} + E_{cin}$. Dans le cas d'une excitation : $-\Delta E = E_{liaison1} - E_{liaison2}$, où $E_{liaison1}$ et $E_{liaison2}$ représentent les énergies de liaison de l'état initial et final.

Dans une première étape, utilisons l'approche classique de Bohr de 1913, reposant sur les approximations suivantes :

- la masse de l'électron est négligeable devant celle de la particule incidente : $mc^2 \gg m_e c^2$
- l'électron est libre ($E_{liaison} \simeq 0$) et au repos
- la modification du champ électrique due au déplacement de l'électron est négligée

Dans cette approche classique, le lien entre l'énergie cinétique de l'électron et son impulsion est donné par :

$$\Delta E = \frac{p_e^2}{2m_e} . \quad (5.1)$$

Le paramètre d'impact, soit la distance minimum entre la particule incidente et l'électron, est notée b et la particule incidente se déplace suivant l'axe x , voir figure 5.2

L'effet du champ électrostatique de l'électron n'induit pas de variation d'impulsion à la particule incidente, par symétrie, dans la direction x :

$$\Delta p_x = \int_{-\infty}^{+\infty} F_x(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} ze E_x(t) dt = 0 \quad (5.2)$$

en revanche, il y a un effet suivant la direction y (dans le plan) :

$$\Delta p_y = \int_{-\infty}^{+\infty} ze E_y(t) dt = \frac{ze}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y(x) dx . \quad (5.3)$$

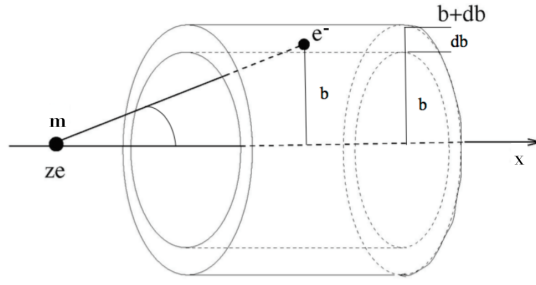


FIGURE 5.2 – Schéma illustratif pour l'étude de l'effet coulombien d'une particule incidente sur un électron d'une orbital atomique.

En appliquant le théorème de Gauss : le flux traversant l'élément de surface du cylindre de rayon b , en la position de l'électron, vaut la somme des charges intérieures, soit :

$$\oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int_{-\infty}^{+\infty} 2\pi b E_y(x) dx = \frac{e}{\epsilon_0} = 4\pi e \quad (\epsilon_0 = 1/4\pi) \quad (5.4)$$

$$\Rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} E_y(x) dx = \frac{2e}{b} . \quad (5.5)$$

L'énergie acquise par l'électron vaut donc :

$$\Delta E = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (5.6)$$

qui ne dépend donc pas de la masse de la particule incidente, mais de sa charge au carré (notez l'indépendance par rapport au signe de la charge) et sa vitesse au carré.

Remarque : Si au lieu de considérer l'interaction avec un électron on envisage celle avec le noyau, de charge Z et de masse M , on obtient :

$$\Delta E_Z = \frac{2Z^2 z^2 e^4}{M v^2 b^2} \quad (5.7)$$

ce qui montre que l'effet relatif du champ du noyau est négligeable, un atome neutre possédant Z électrons :

$$\frac{Z \Delta E_e}{\Delta E_Z} \simeq \frac{Z/m_e}{Z^2/M} \simeq \frac{1/m_e}{Z/2Zm_p} = \frac{2m_p}{m_e} \simeq 4000 \quad (5.8)$$

où l'on a supposé que le nombre atomique $A \simeq 2Z$ et que la $M \simeq Am_p$.

Regardons à présent l'effet du passage de la particule incidente dans la matière contenant une densité d'électrons n_e . Dans un élément de volume d^3V , la perte d'énergie vaut :

$$-d^3E = \Delta E(b) n_e d^3V . \quad (5.9)$$

En décomposant l'élément de volume, $d^3V = b db dx d\phi$ et après intégration sur l'angle ϕ (qui donne un facteur 2π), on obtient :

$$-d^2E = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} n_e \frac{db}{b} dx . \quad (5.10)$$

En réécrivant la densité d'électrons $n_e = N_A \rho / A$, où N_A est le nombre d'Avogadro, A le poids atomique et ρ la densité du milieu, la perte d'énergie par unité de longueur dE/dx revient à intégrer sur b , ce qui donne un $\ln(b_{max}/b_{min})$:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} . \quad (5.11)$$

La résolution du problème revient donc à trouver b_{min} et b_{max} .

Estimation de b_{min}

La valeur minimale du paramètre d'impact est fixée par l'énergie cinétique maximale que peut acquérir l'électron au cours d'une telle interaction. D'un point de vue classique, en conservant l'impulsion et l'énergie cinétique (choc élastique) et en prenant comme énergie cinétique maximale la limite de diffusion à l'avant (c'est-à-dire l'angle de diffusion $\theta_e \rightarrow 0$), on obtient facilement la vitesse finale de l'électron :

$$v_e = \frac{2m}{m_e + m} v \simeq 2v \quad \text{et donc} \quad E_{cin}^{max} = \frac{1}{2} m_e (2v)^2 = 2m_e v^2 . \quad (5.12)$$

En tenant compte des effets relativistes, cette relation devient :

$$E_{cin}^{max} = 2m_e \gamma^2 v^2 . \quad (5.13)$$

En utilisant la relation (5.6), on trouve donc :

$$b_{min} = \frac{ze^2}{\gamma m_e v^2} . \quad (5.14)$$

Estimation de b_{max}

Jusqu'ici on a supposé que l'électron était libre. Or dans un atome cette approximation ne peut être valable que si le temps de l'interaction, τ , est court par rapport à la période ($1/\nu$) de rotation de l'électron sur son orbite :

$$\tau \ll 1/\nu . \quad (5.15)$$

On peut estimer le temps moyen de l'interaction :

$$\Delta p_y = e \int_{-\infty}^{+\infty} E_y(t) dt \simeq e \int_{-\tau}^{+\tau} E_y(t) dt \simeq 2e\tau \langle E_y \rangle \quad (5.16)$$

où $\langle E_y \rangle$ est la valeur moyenne du champ. L'expression générale du champ électrique ($E(r) = ze/r^2$) donne pour sa projection suivant y la relation $e\langle E_y \rangle = ze^2/b^2$. Ce qui donne $\Delta p_y = 2\tau ze^2/b^2$. En utilisant l'expression (5.6) et en y appliquant la relation relativiste pour l'électron $p = m_e v \gamma$, on obtient² :

$$\tau = \frac{b}{v \gamma} \quad \Rightarrow \quad b_{max} = \frac{v}{\langle \nu \rangle} \gamma \quad (5.17)$$

2. pour ceux qui se demandent si l'on aurait pas du appliquer une approche relativiste dès le début, remarquons simplement que dans une approche relativiste notre relation de départ (5.3) est maintenue, car $E \rightarrow \gamma E$ et $t \rightarrow t/\gamma$.

où $\langle \nu \rangle$ est la fréquence moyenne de révolution de l'électron. Cette fréquence est liée à l'énergie de liaison et donc au potentiel d'ionisation, I :

$$I = \hbar \langle \nu \rangle . \quad (5.18)$$

Celui-ci doit être mesuré (voir plus loin dans ce chapitre).

On obtient ainsi la **formule de Bohr** :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_A \rho}{m_e v^2 A} \left[\ln \frac{m_e \gamma^2 v^3}{ze^2} \frac{1}{I^2} \right] . \quad (5.19)$$

C'est une bonne approximation pour autant que $m \gg m_e$, ce qui est valable pour des masses à partir des noyaux d'hélium, mais ne l'est pas pour un pion ou un proton. Une meilleure approximation est fournie par le **formule de Bethe-Bloch**.

Bohr lui-même et ensuite Bethe et Bloch en mécanique quantique relativiste améliorent la précision du calcul en incluant différentes corrections. L'équation encore généralement utilisée aujourd'hui est établie en 1953 :

$$\boxed{-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \rho \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right]} \quad (5.20)$$

$$\begin{aligned} K &= 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 && = 0.307 \text{ MeV } g^{-1} \text{ cm}^2 \\ r_e &= \frac{e^2}{m_e c^2} && \text{le rayon classique de l'électron (= } 2.8 \text{ fm)} \\ T_{max} &= 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 && \text{l'énergie cinétique maximale transférée à l'électron,} \\ &&& \text{pour } m \gg m_e \\ I &= (10 \pm 1) \cdot Z \text{ eV} && \text{pour les éléments de } Z \text{ au delà de l'oxygène} \end{aligned}$$

Les différentes corrections sont :

- **La correction relativiste** en β^2 est due aux déformations du champ électrique ($E_y \rightarrow \gamma E_y$).
- **La correction C/Z** (shell correction) tient compte des effets de liaison des électrons (non négligeable quand la vitesse incidente n'est plus très grande devant la vitesse orbitale). Elle contribue au niveau de 1% quand $\beta\gamma = 0.3$ (par exemple pour un pion de 6 MeV) et décroît fortement avec l'énergie.
- **La correction de densité $\delta/2$** est due au fait que le champ électrique de la particule incidente polarise les atomes près de sa trajectoire. Cette polarisation réduit l'effet du champ électrique sur les électrons plus éloignés (effet d'écrantage). Cela réduit la perte d'énergie $-dE/dx$ (parce que $\delta > 0$). Cet effet augmente avec l'énergie (le champ électrique est plus étendu), ou si la densité du matériau est plus élevée (liquides et solides).

La formule de Bethe-Bloch décrit la perte d'énergie moyenne par unité de longueur d'une particule chargée et massive avec une précision de quelques pourcents dans le domaine $0.05 < \beta\gamma < 500$. Elle est illustrée en fonction du produit $\beta\gamma$ pour un pion chargé traversant du cuivre, à la figure 5.3.

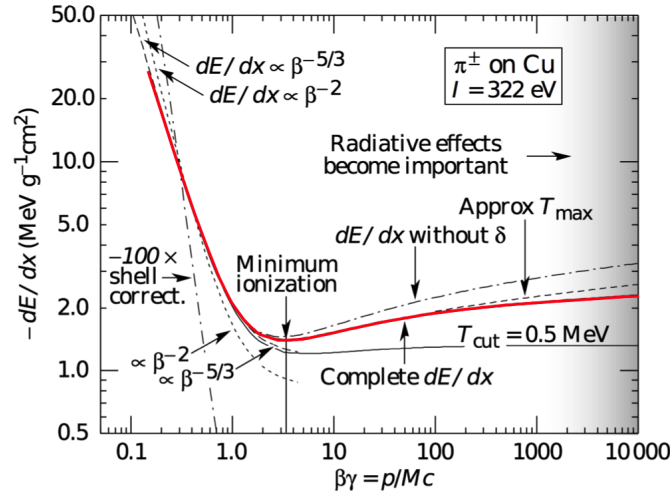


FIGURE 5.3 – Perte d'énergie moyenne par unité de longueur en fonction du produit $\beta\gamma$ pour un pion chargé dans du cuivre. La courbe rouge correspond à l'équation (5.20). Comme l'indiquent les unités de l'axe vertical, la perte d'énergie par unité de longueur a été divisée par la densité.

Une particule incidente de haute énergie ($\beta\gamma = p/m > 3$) commence par perdre une quantité d'énergie relativement faible et presque constante (la courbe tend vers un plateau aux hautes impulsions). Peu à peu la particule perd de l'énergie jusqu'à atteindre le minimum de perte vers $\beta\gamma = 3 - 4$ que l'on appelle le minimum d'ionisation (ou MIP pour Minimum Ionizing Particle), qui pour les protons vaut 1.9 GeV. Ensuite la perte augmente et devient dominée par le terme non relativiste que l'on peut approximer par $-dE/dx \sim \beta^{-5/3}$ (provient du β^{-2} modifié par le facteur logarithme). A très basse énergie, $\beta\gamma < 0.05$, la perte d'énergie se fait sous forme d'agitation thermique (recul des noyaux) et les phénomènes de capture deviennent important (shell correction). Il n'y a pas de théorie satisfaisante pour la décrire.

La valeur de dE/dx au minimum est presque identique pour les différentes particules de même charge dans un même milieu. De plus, elle correspond à une valeur de $\beta\gamma$ presque constante, de 1 à 2 MeV $g^{-1} cm^2$, pour la plupart des matériaux (voir figure 5.4a) :

$$\beta\gamma \simeq \left. \begin{array}{l} 3.5 (Z = 7) \\ 3.0 (Z = 100) \end{array} \right\} 1 - 2 \text{ MeV } cm^2/g$$

Le potentiel d'ionisation dépend de la charge totale du noyau mais aussi des propriétés du cortège électronique, c'est une valeur difficile à calculer. Elle a été mesurée pour différents matériaux et paramétrée en fonction de Z (voir figure 5.4b) comme :

$$\begin{aligned} \frac{I}{Z} &= 9.76 + 58.8 Z^{-1.2} \text{ eV} && \text{pour } Z \geq 13 \\ \frac{I}{Z} &= 12 + \frac{7}{Z} \text{ eV} && \text{pour } Z < 13 \end{aligned}$$

Cependant I a des irrégularités locales dues aux fermetures des couches atomiques. Pour les gaz et les corps légers celles-ci sont importantes et les formules empiriques données ci-dessus ne sont plus valables.

Pour un milieu composé de différents éléments, le potentiel d'ionisation moyen se calcule comme la moyenne des potentiels d'ionisation de chaque constituant.

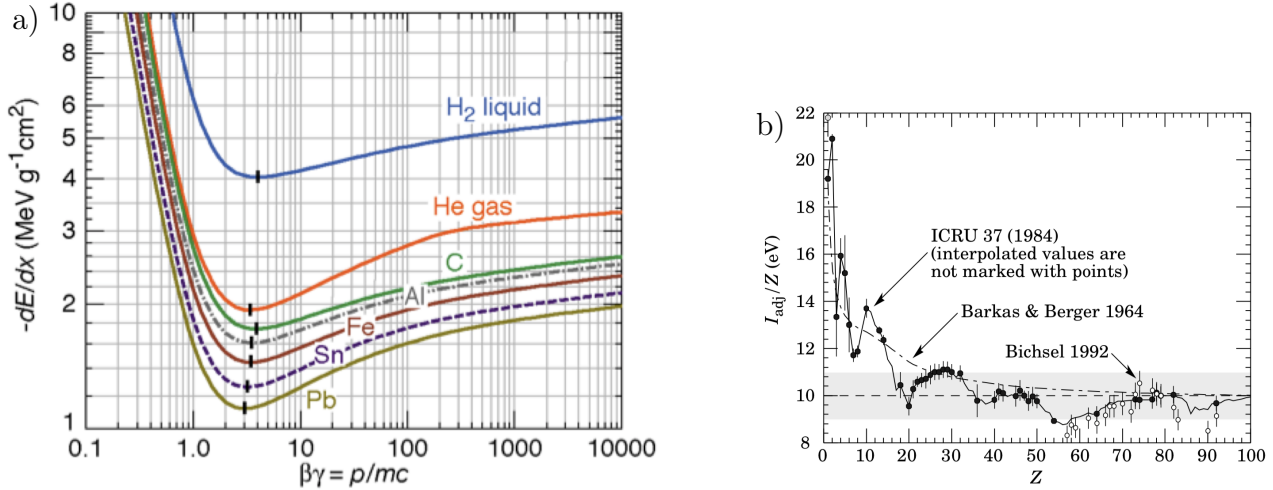


FIGURE 5.4 – a) Perte d'énergie moyenne par unité de longueur en fonction du produit $\beta\gamma$ pour un pion chargé dans différents milieux. Comme l'indiquent les unités de l'axe vertical, la perte d'énergie par unité de longueur a été divisée par la densité. b) Potentiel d'ionisation mesurés pour différents matériaux.

5.1.2 Effet Cherenkov

Dans la limite de haute énergie la correction de densité (effet de polarisation du milieu) s'écrit :

$$\frac{\delta}{2} \rightarrow \ln \frac{\hbar\omega_p}{I} + \ln \beta\gamma - \frac{1}{2} \quad (5.21)$$

où $\omega_p = \sqrt{\rho e^2 / \pi m_e}$ est la fréquence (ou énergie pour $\hbar\omega_p$) de plasma des électrons et ρ la densité d'électrons. L'énergie du plasma dépendant de la densité d'électrons, cet effet sera bien plus important dans les liquides et les solides que dans les gaz.

Cet effet de polarisation est temporaire. Après le passage de la particule, la dépolarisation entraîne l'émission d'énergie sous forme de rayonnement en chaque point de la trajectoire. Si la vitesse de la particule incidente est supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu en question ($v > c/n$ où n est l'indice de réfraction du milieu), l'ensemble de ces émissions sera en phase et conduira à une onde conique dont le sommet est sur la particule (voir figure 5.5).

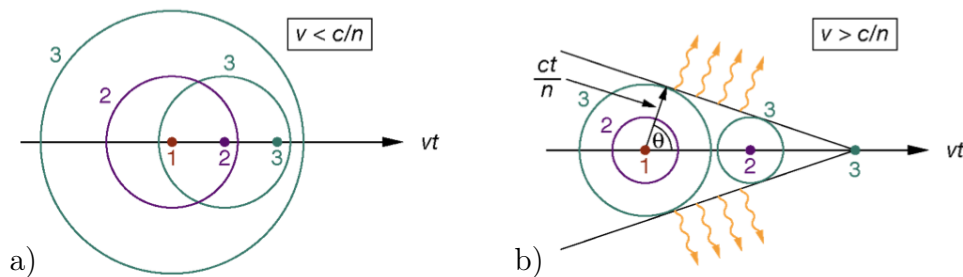


FIGURE 5.5 – a) Rayonnement issu d'une particule dont la vitesse est faible par rapport à celle de la lumière dans le milieu. b) condition inverse. Les fronts d'ondes aux instants 1, 2 et 3 sont montrés.

L'angle d'ouverture de cône (θ) fournit une mesure de la vitesse de la particule :

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} . \quad (5.22)$$

Un exemple de détection des cônes de rayonnement Cherenkov est donné à la figure 5.6 où la différence entre la trace laissée par un électron et par un muon provient de la perte d'énergie par unité de longueur plus importante pour les électrons (voir ci-dessous).

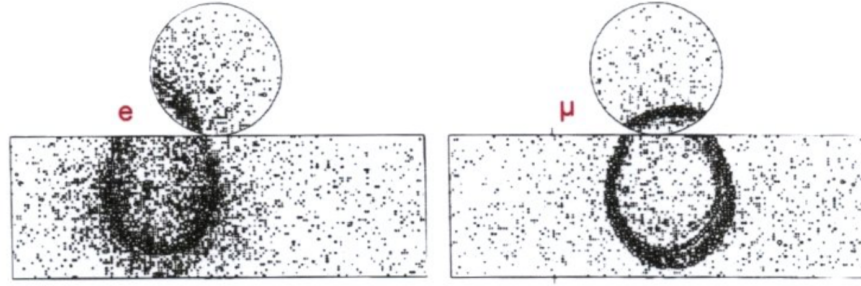


FIGURE 5.6 – Détection de cônes issus de rayonnement Cherenkov, provenant d'un électron (à gauche) et d'un muon (à droite).

5.1.3 Identification des particules grâce à la mesure de dE/dx .

Comme nous l'avons vu lors de la discussion sur les chambres à bulles, l'effet du champ magnétique courbe les traces des particules chargées ce qui permet de reconstruire l'impulsion transverse au champ en ajustant un arc de cercle (voir section 2.3.2). Avec la perte d'énergie dans le milieu, le rayon de courbure diminue petit à petit. En ajustant une spirale à la trace on peut donc déterminer le dE/dx ce qui fournit un élément d'identification des particules chargées. Le même principe est utilisé dans les détecteurs de traces électroniques modernes (voir chapitre suivant). La figure 5.7 issue de l'expérience ALICE auprès du LHC en donne une illustration. On distingue clairement les régions où les particules seront identifiables et celles où il y aura des ambiguïtés. Pour être identifiable, il faut bien entendu que la masse de la particule ne soit pas négligeable face à son impulsion.

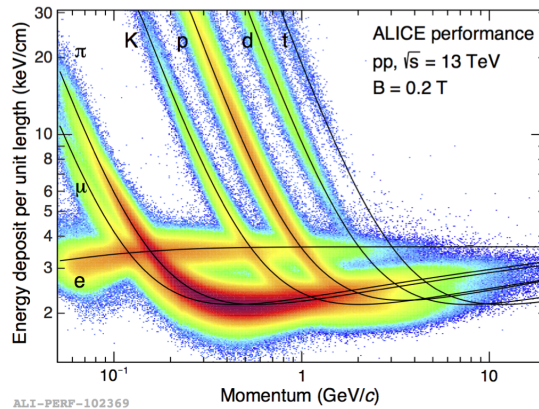


FIGURE 5.7 – Perte d'énergie par unité de longueur mesurée par l'expérience ALICE en fonction de l'impulsion. Chaque courbe noire superposée aux données correspond à l'équation de Bethe-Bloch pour une hypothèse de particule.

5.1.4 Parcours moyen et pic de Bragg

Pour étudier à quelle profondeur une particule peut (en moyenne) pénétrer un milieu avant de s'arrêter, on calcule le parcours moyen :

$$R = \int_E^0 \frac{dE}{dE/dx} . \quad (5.23)$$

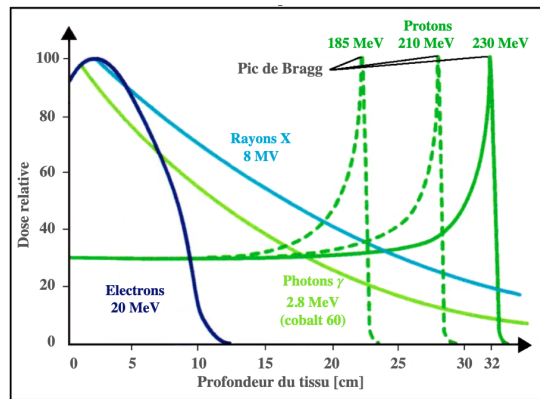


FIGURE 5.8 – Perte d'énergie sous forme de la dose déposée dans un tissu en fonction de la profondeur de pénétration.

On appelle courbe de Bragg (du nom du nom du physicien britannique W. H. Bragg du début du XX^e siècle) la relation entre la distance parcourue et le dE/dx (ou la dose $D[Gy] = dE[J]/dm[kg]$ par rapport à la masse de tissus traversé). Cette courbe exhibe un pic pour les protons à la différence des photons (rayons X) et des électrons (voir figure 5.8). Ce dépôt d'énergie principalement localisé à une certaine profondeur est la motivation première du traitement médical des cancers à l'aide de protons, dite la hadron thérapie, convenant aux tumeurs localisées en profondeur.

5.2 Interactions électromagnétiques des électrons avec la matière

Ce qui caractérise les électrons (et les positons) est la petitesse de leur masse ($m_e = 0.511$ MeV), par rapport au cas que nous avons jusqu'ici discuté. Cela entraîne deux effets importants :

- la modification de l'expression de l'ionisation/excitation
- l'effet dit du rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung)

De plus dans le cas des positons, il faut considérer l'annihilation $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ (voir figure 5.9 de droite).

La perte d'énergie totale est donc la somme des deux (trois dans le cas du positon) contributions :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{tot} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{ion} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{brem} . \quad (5.24)$$

La masse de l'électron n'étant plus négligeable devant celle de la particule incidente, l'énergie cinétique maximale transférée devient $T_e^{max} = m_e c^2 (\gamma - 1) / 2$. L'expression de la perte d'énergie par

ionisation doit donc être modifiée. Elle devient :

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{ion} = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_e^{max}}{2 I^2} + F(\gamma) \right] \quad (5.25)$$

où le terme $F(\gamma)$ diffère pour les électrons et les positons.

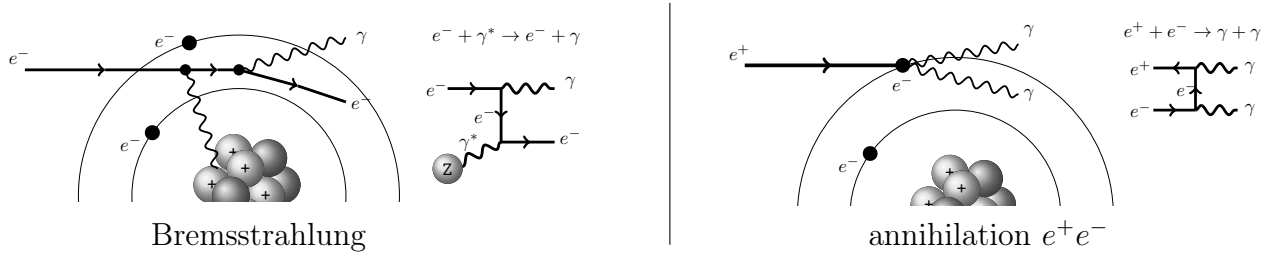


FIGURE 5.9 – Illustrations du rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung (gauche) et de l'annihilation e^+e^- (droite).

5.2.1 Bremsstrahlung

De façon analogue à l'effet d'un aimant de courbure sur un faisceau d'électron (rayonnement synchrotron - voir 4.7) un électron de haute énergie dans le champ d'un noyau émet un rayonnement (voir figure 5.9) dit de freinage, ou Bremsstrahlung en allemand. Il s'exprime comme :

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{brem} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \quad (5.26)$$

où le terme logarithmique est un effet d'écrantage.

Cet effet est largement dominant aux grandes valeurs de $\beta\gamma$ pour un électron comme illustré à la figure 5.10. Cette perte d'énergie importante pour des particules relativistes explique la taille relativement petite des gerbes électromagnétiques comme nous le verrons dans le chapitre suivant. A basse énergie, le processus Moller (Bhabha) correspond à la diffusion élastique de l'électron (positon) incident, sans ionisation.

5.2.2 Longueur de radiation

A grand $\beta\gamma$, dE/dx est linéaire en E , on peut donc écrire :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad (5.27)$$

où le facteur X_0 est appelé la longueur de radiation. On a donc :

$$E(x) = E_0 e^{-x/X_0} . \quad (5.28)$$

X_0 représente donc le parcours moyen d'un électron avant qu'il ne perde une fraction $1 - 1/e$ de son énergie par rayonnement de freinage.

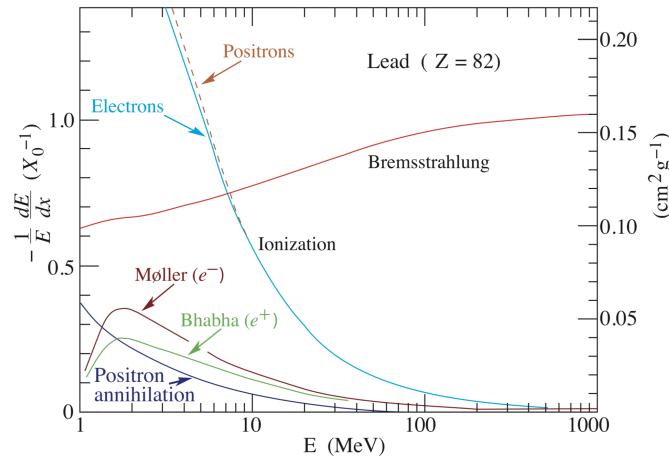


FIGURE 5.10 – Perte d’énergie moyenne par unité de longueur en fonction du produit $\beta\gamma$ pour un électron et un positon dans du plomb.

5.3 Interactions électromagnétiques des muons avec la matière

Le cas des muons est intermédiaire entre les deux cas que nous venons de discuter. Plus massif ($m_\mu = 105.6$ MeV) que l’électron, la perte d’énergie par rayonnement de freinage est réduite d’un facteur $(m_\mu/m_e)^2 \simeq (206)^2 \simeq 43000$ et ne devient dominant qu’au-delà de 100 GeV (voir figure 5.11). Cela permet aux muons (par exemple cosmiques ou produits aux accélérateurs) d’être très pénétrants.

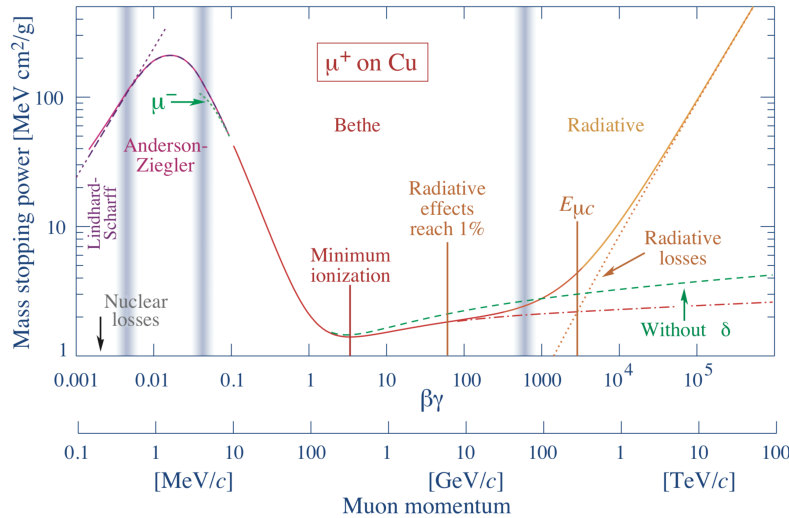


FIGURE 5.11 – Perte d’énergie moyenne par unité de longueur en fonction du produit $\beta\gamma$ pour un muon dans du cuivre.

5.4 Interactions électromagnétiques des photons dans la matière

L’absorption des photons dans la matière suit une loi exponentielle en l’intensité :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad \text{où} \quad \mu = \frac{\rho N_A}{A} \sum_i \sigma_i \quad \text{loi de Beer-Lambert.} \quad (5.29)$$

où les σ_i sont les sections efficaces des processus qui entrent en jeu (voir ci-dessous).

On appelle **libre parcours moyen** $\lambda = 1/\mu$ qui représente la longueur moyenne que parcourt un photon avant d'interagir dans la matière. Le photon se propage alors librement jusqu'à l'interaction suivante. Exemple : $E_\gamma = 100 \text{ keV}$, $Z = 26$, $\lambda = 15 \text{ g/cm}^2$ (en multipliant par la densité du milieu on obtient la distance)

De part sa nature le photon n'est jamais diffusé, il est absorbé et un photon est éventuellement réémis. Trois processus dominants entrent en jeu, auxquels correspondent des sections efficaces (les σ_i de la loi de Beer-Lambert) - voir figure 5.12 :

- l'effet photoélectrique
- l'effet Compton
- la création de paire e^+e^-

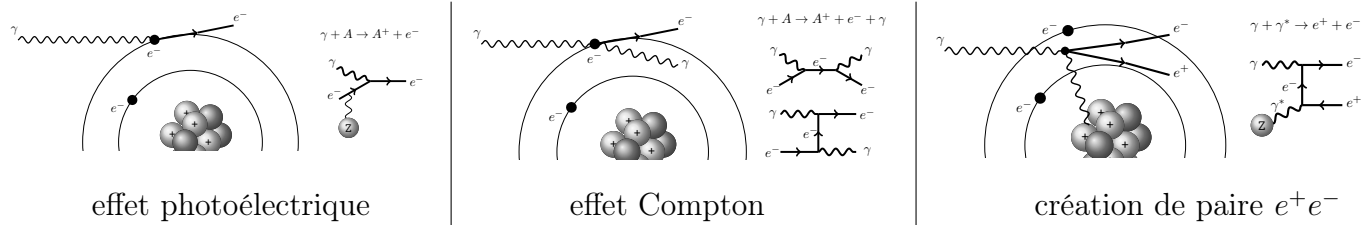


FIGURE 5.12 – Illustration des processus d'interaction d'un photon avec la matière : l'effet photoélectrique (gauche), l'effet Compton (milieu) et la création d'une paire e^+e^- (droite).

5.4.1 L'effet photoélectrique

Identique à l'effet-photoélectrique de basse énergie (voir cours de mécanique quantique), un photon d'énergie $E = h\nu$ est absorbé et un photo-électron est libéré par le matériau (par exemple un métal) si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron ($E_{liaison}$). L'énergie finale de l'électron sera $h\nu - E_{liaison}$. L'interaction pouvant avoir lieu sur les différentes couches orbitales (K,L,M), que le spectre met en évidence - voir figure 5.13, l'effet total correspond à la somme des sections efficaces sur chaque couche.

La section efficace est approchée différemment suivant l'énergie du photon :

$$\sigma_{pe} = \frac{8\pi r_e^2}{3} \alpha^4 Z^5 2^{(5/2)} \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{3.5} \quad \text{pour} \quad E_{liaison} \ll E_\gamma \ll m_e c^2$$

$$\sigma_{pe} = 2\pi \alpha^4 r_e^2 Z^5 \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \quad \text{pour} \quad E_\gamma \gg m_e c^2$$

où le facteur de puissance 3.5 est issu d'un ajustement aux mesures. On remarque la forte dépendance en Z .

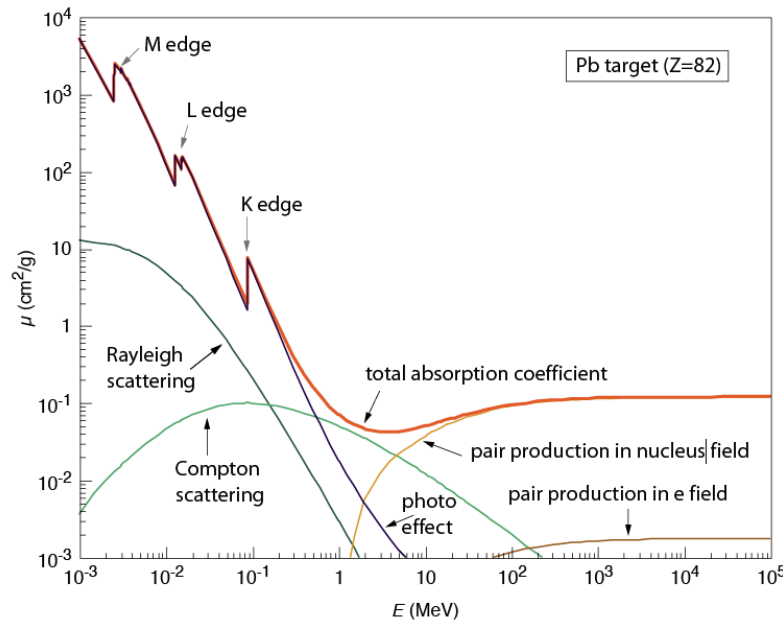


FIGURE 5.13 – Inverse du libre parcours moyen ($\mu = 1/\lambda$) en fonction de l'énergie du photon.

Consécutivement à l'effet photoélectrique, l'atome ayant perdu un électron peut se réarranger. Deux processus suivent donc l'effet photoélectrique :



Les rayons X peuvent provoquer un nouvel effet photoélectrique. Cet effet de fluorescence est particulièrement important aux grandes valeurs de Z . Les électrons Auger ont une faible énergie qui est déposée localement.

La figure 5.13 montre également la petite contribution due à la diffusion Rayleigh. Quand $E_\gamma \rightarrow 0$ on ne peut plus considérer que les électrons sont libres et au repos. Le photon interagit alors avec le système électronique global de l'atome, sans perte d'énergie, le photon est alors seulement dévié. On parle alors (un peu abusivement) de diffusion. Si l'énergie du photon initial est plus grande, la réaction reste incohérente et un photon est directement produit, c'est ce qu'on appelle l'effet Compton - voir la figure 5.12 du milieu.

5.4.2 L'effet Compton

Arthur Compton mesura en 1922 les longueurs d'onde des rayonnements incident et "diffusé". Il montra que les rayonnements diffusés ne présentent pas un spectre de longueur d'onde continu mais suivent la relation :

$$\lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h}{E_{\gamma'}} - \frac{h}{E_\gamma} = \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \leq \frac{2h}{m_e c^2} . \quad (5.30)$$

On appelle $h/m_e c^2 = \lambda_C$ la longueur d'onde de Compton. Cette expression montre que le déplacement en longueur d'onde ne dépend pas du nombre atomique du diffuseur, ni de la longueur d'onde de l'onde incidente et que l'énergie et la quantité de mouvement perdue par le photon se retrouvent dans un seul électron. C'est ce que l'on obtient en considérant la conservation de l'énergie et de l'impulsion lors de la "diffusion" d'un photon sur un électron libre au repos. Comme il n'y a qu'un seul degré de

liberté (non trivial, car il y a aussi un angle azimutal), l'énergie du photon final s'écrit en fonction seulement de l'angle polaire du photon final :

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma} \frac{1}{1 + \frac{E_{\gamma}(1-\cos\theta)}{m_e c^2}}. \quad (5.31)$$

La section efficace est approchée de deux façons suivant l'énergie du photon :

$$\begin{aligned} \sigma_c &= \frac{8\pi}{3r_e^2} \left(1 - \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2}\right) && \text{pour} && E_{\gamma} \ll m_e c^2 \\ \sigma_c &= \pi r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_{\gamma}} \left(\ln \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2} + \frac{1}{2}\right) && \text{pour} && E_{\gamma} \gg m_e c^2 \end{aligned}$$

La montée suivie de la descente de la section efficace Compton est reflétée sur la figure 5.13.

5.4.3 La création de paire e^+e^-

La création de paire (voir la figure 5.12 de droite) n'est pas possible dans le vide (il faut deux photons dans l'état initial pour conserver à la fois l'énergie et l'impulsion). De plus, il faut que l'énergie du photon incident soit supérieure au seuil de production de $2m_e$.

Près du seuil, la réaction ne se réalise que pour des petites valeurs du paramètre d'impact autour du noyau où le champ est le plus fort. Lorsque l'énergie du photon incident est plus grande, des valeurs plus grandes du paramètre d'impact commencent à contribuer jusqu'à ce qu'il couvre l'ensemble de l'atome, valeur pour laquelle la section efficace devient constante et est évaluée à :

$$\begin{aligned} \sigma_{paire} &= \frac{7}{9} \left(4\alpha r_e^2 Z^2 \ln \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2} - \frac{218}{21}\right) && \text{pour} && 2m_e c^2 < E_{\gamma} < \frac{m_e c^2}{2\alpha} Z^{1/3} \\ \sigma_{paire} &= \frac{7}{9} \left(\underbrace{4\alpha r_e^2 Z^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{21}}_{A/N_A X_0}\right) && \text{pour} && E_{\gamma} > \frac{m_e c^2}{2\alpha} Z^{1/3} \end{aligned}$$

On remarque la relation :

$$\mu_{paire} = \frac{N_A}{A} \sigma_{paire} \simeq \frac{7}{9} \frac{1}{X_0}$$

Il y a donc un lien entre la longueur de conversion (C_O et $\mu_{paire} = 1/C_0 = X_0 9/7$) et la longueur de radiation que nous avons vue un peu plus haut dans ce chapitre. Voici quelques exemples numériques :

	$\rho(g/cm^3)$	$X_0(cm)$
H_2	0.071	865
C	2.27	18.8
Fe	7.87	1.76
Pb	11.35	0.56
air	0.0013	30 420

5.4.4 Effet global

L'effet total est la somme des différents processus, donc :

$$\begin{aligned}\sigma_{tot} &= \sigma_{pe} + \sigma_c + \sigma_{paire} \\ \mu &= \mu_{pe} + \mu_c + \mu_{paire} \\ \text{où } \mu_i &= n\sigma_i = \frac{N_A\rho}{A}\sigma_i\end{aligned}$$

Ces trois processus dominant chacun à leur tour en fonction de l'énergie (voir figure 5.13). Leurs importances relatives dépendent cependant fortement de la valeur Z du milieu. Plus Z est grand, plus l'effet photoélectrique et la création de paire sont importants par rapport à l'effet Compton.

5.5 Les gerbes électromagnétiques

A haute énergie ces processus se déroulent en série alternativement pour les électrons, positons et photons jusqu'à ce que toute l'énergie soit consommée. C'est ce qu'on appelle une **gerbe électromagnétique** dont un cliché de chambre à bulle est montré figure 5.14. Un schéma des particules produites est donné à la figure 5.15.

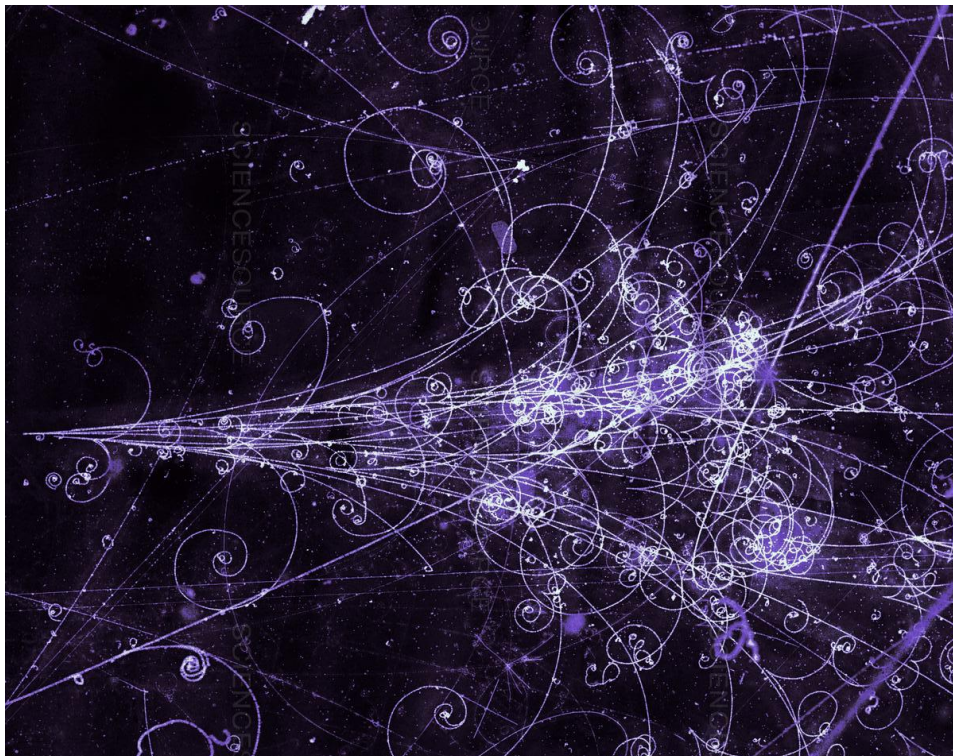


FIGURE 5.14 – Gerbe électromagnétique dans une chambre à bulles.

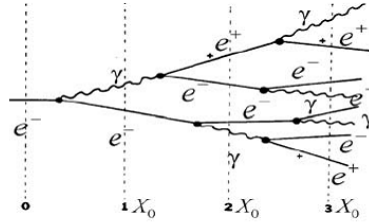


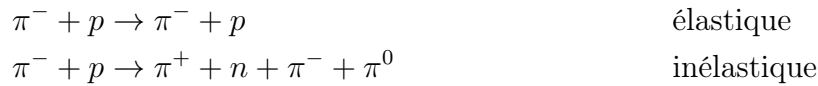
FIGURE 5.15 – Schéma d’une gerbe électromagnétique.

5.6 Les interactions nucléaires fortes

La détection des hadrons à haute énergie repose (surtout s’ils sont neutres) sur l’interaction forte. A haute énergie, la section efficace totale de diffusion proton-proton est typiquement entre 10 et 50 mb qui correspond, en première approximation, à la section efficace géométrique $\sigma_{geom} = \pi r^2 \simeq 3 fm^2$ pour un rayon r de 1 fm. La section efficace totale est donnée par :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{élastique} + \sigma_{inélastique} . \tag{5.32}$$

Exemples :



5.6.1 Longueur de collision

Tout comme on a défini une longueur de radiation, X_0 , pour un électron, on définit une grandeur similaire dans le cadre des interactions fortes. La probabilité d’interaction étant linéaire en la densité de noyaux du milieu, n , la variation du nombre de hadrons en fonction de la distance parcourue s’écrit :

$$dN(x) = -N(x) n \sigma_{tot} dx \quad \Rightarrow \quad N(x) = N_0 e^{-xn\sigma_{tot}} . \tag{5.33}$$

On définit la longueur de collision nucléaire λ_T (aussi appelée longueur d’interaction nucléaire) par :

$$\lambda_T = \frac{1}{n \sigma_{tot}} \quad [cm] \tag{5.34}$$

et la longueur d’absorption nucléaire λ_a par :

$$\lambda_a = \frac{1}{n \sigma_{inélastique}} \quad [cm] . \tag{5.35}$$

Souvent ces grandeurs sont multipliées par la densité du milieu, ρ (voir le tableau de la figure 5.18), et on continue (abusivement) les appeler longueurs, bien qu’elles s’expriment en $[g/cm^2]$.

Pour $Z > 6$, λ_T et λ_a sont très nettement supérieures à la longueur de radiation. Pour une même énergie incidente, il faudra beaucoup plus de matière pour stopper un hadron qu’un électron (vrai à haute énergie).

5.6.2 Les gerbes hadroniques

Un hadron de haute énergie développera une gerbe dans le matériau provenant d’une série d’interactions en cascade, initialement due à une interaction forte. Mais à la cascade d’interactions fortes se

superpose rapidement une cascade électromagnétique issue des photons de la désintégration de pions neutres (produits en grand nombre). Les nombreux pions chargés subissent une compétition entre une possible désintégration et une (ré)interaction forte dans le milieu, dont le bilan moyen dépend de l'énergie des particules et de la densité du milieu. Un exemple de gerbe hadronique vue en chambre à bulle est montré figure 5.16 et un schéma de particules produites à la figure 5.17.

A des énergies équivalentes, la gerbe hadronique est donc plus allongée (plus pénétrante) que la gerbe électromagnétique. En fin de course, la gerbe hadronique contient une partie électromagnétique mesurable, des muons de diverses énergies et une partie qui échappe à la détection sous forme de neutrinos et de neutrons.



FIGURE 5.16 – Gerbe hadronique dans une chambre à bulles.

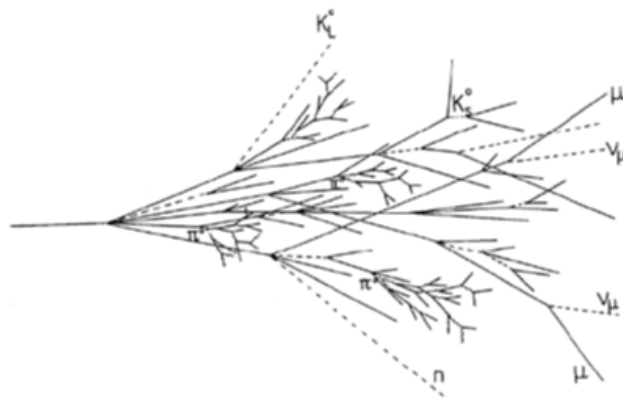


FIGURE 5.17 – Schéma d'une gerbe hadronique.

5.7 Comparatif

Les figures 5.18 et 5.19 donnent quelques exemples de valeurs des longueurs d'interaction et de radiations pour différents matériaux. Elles sont exprimées en g/cm^2 , pour obtenir une longueur il faut donc diviser par la densité en $(g\ cm^{-3})$ donnée dans la dernière colonne.

Material	Z	A	$\langle Z/A \rangle$	Nucl.coll. length λ_T {g cm ⁻² }	Nucl.inter. length λ_I {g cm ⁻² }	Rad.len. X_0 {g cm ⁻² }	$dE/dx _{\min}$ { MeV g ⁻¹ cm ² }	Density {g cm ⁻³ ({gℓ ⁻¹)}
H ₂	1	1.00794(7)	0.99212	42.8	52.0	63.04	(4.103)	0.071(0.084)
D ₂	1	2.01410177803(8)	0.49650	51.3	71.8	125.97	(2.053)	0.169(0.168)
He	2	4.002602(2)	0.49967	51.8	71.0	94.32	(1.937)	0.125(0.166)
Li	3	6.941(2)	0.43221	52.2	71.3	82.78	1.639	0.534
Be	4	9.012182(3)	0.44384	55.3	77.8	65.19	1.595	1.848
C diamond	6	12.0107(8)	0.49955	59.2	85.8	42.70	1.725	3.520
C graphite	6	12.0107(8)	0.49955	59.2	85.8	42.70	1.742	2.210
N ₂	7	14.0067(2)	0.49976	61.1	89.7	37.99	(1.825)	0.807(1.165)
O ₂	8	15.9994(3)	0.50002	61.3	90.2	34.24	(1.801)	1.141(1.332)
Air (dry, 1 atm)			0.49919	61.3	90.1	36.62	(1.815)	(1.205)
Shielding concrete			0.50274	65.1	97.5	26.57	1.711	2.300
Borosilicate glass (Pyrex)			0.49707	64.6	96.5	28.17	1.696	2.230
Lead glass			0.42101	95.9	158.0	7.87	1.255	6.220
Standard rock			0.50000	66.8	101.3	26.54	1.688	2.650

FIGURE 5.18 – Exemples de valeurs des longueurs d'interaction et de radiation pour différents matériaux. [PDG 2009]

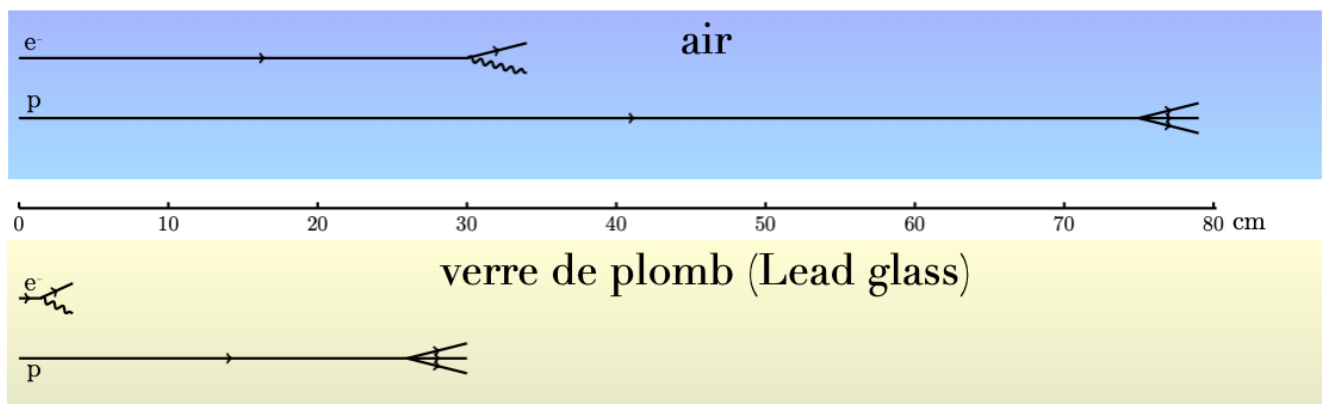


FIGURE 5.19 – Illustration des longueurs de radiation (X_0) et longueur d'interaction (λ_I) dans l'air et le verre de plomb.

Chapitre 6

Détection et identification des particules

6.1 Introduction

La détection des particules consiste à les identifier et à mesurer leur impulsion (dans les trois directions). L'impulsion des particules chargées (de temps de vie suffisamment long) est estimée par la mesure de leur rayon de courbure induit par un champ magnétique et la mesure des angles θ et ϕ de leur direction initiale (au point d'interaction). Pour les identifier, il faut au moins une mesure supplémentaire :

- soit leur vitesse
- soit leur perte d'énergie par unité de longueur (Bethe-Block)
- soit leur énergie.

Les seules particules qui soient mesurées directement sont :

- e^\pm, γ, μ^\pm
- π^\pm, K^\pm
- p, \bar{p}, n, \bar{n} , ions

Les photons (neutrons) sont mesurés par leur dépôt d'énergie dans une gerbe électromagnétique (hadronique).

Peut-on estimer la masse directement à partir des mesures indépendantes de l'énergie et de l'impulsion ? Supposons (comme nous le verrons plus tard) que notre détecteur fournisse une mesure de l'impulsion d'une particule (grâce à un détecteur de traces) et une mesure indépendante de l'énergie (grâce à un calorimètre). On aurait alors une possible mesure de la masse et son incertitude :

$$m^2 = E^2 - p^2 \quad \Rightarrow \quad (\Delta m)^2 = \left(\frac{E\Delta E}{m}\right)^2 + \left(\frac{p\Delta p}{m}\right)^2 \quad (6.1)$$

Prenons des valeurs réalistes de $|\vec{p}| = 3 \text{ GeV}$, $\Delta p/p = 1\%$ et $\Delta E/E = 5\%$. Cela donnerait $\Delta m = 0.5 \text{ GeV}$, qui ne permet pas de distinguer un p (0.938 GeV) d'un K (0.494 GeV) ou d'un π (0.140 GeV). Il faudra donc recourir à d'autres méthodes (temps de vol, effet Cherenkov, mesure du $dE/dx, \dots$).

6.1.1 Identification des particules par vertex secondaire

Beaucoup de particules de temps de vie court (telles que $c\tau < \text{quelques dizaines de cm}$) peuvent être reconstruites de façon indirecte, par la mesure des toutes les particules issues de leur désintégration. Par exemple : $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $H \rightarrow \gamma\gamma, \dots$

	$c\tau$	quarks		$c\tau$	quarks
μ	659m		D^\pm	315 μ m	$\bar{c}d/c\bar{d}$
τ	87 μ m		D^0	123 μ m	$\bar{c}u/c\bar{u}$
π^\pm	7.8m	$\bar{u}d/\bar{d}u$	D_s^\pm	147 μ m	$\bar{c}s/c\bar{s}$
π^0	25nm	$\bar{u}u/\bar{d}d$	B^\pm	502 μ m	$\bar{b}u/b\bar{u}$
K^\pm	3.7m	$\bar{s}u/s\bar{u}$	B^0	462 μ m	$\bar{b}d/b\bar{d}$
K_S^0	2.7cm	$\bar{s}d/s\bar{d}$	B_s^0	438 μ m	$\bar{b}s/b\bar{s}$
K_L^0	15.5m	$\bar{s}d/s\bar{d}$	Λ_c^+	60 μ m	udc
Λ^0	7.9cm	uds	Λ_b^0	368 μ m	udb
Σ^\pm	2.4cm	uus/dds			

	traverse sans désintégration		vtx sec. rec. si très bonne résolution
	vtx secondaire éloigné		non discernable du vtx primaire

TABLE 6.1 – Distance typique dans le détecteur avant désintégration (sans tenir compte ici du boost relativiste) pour différentes particules instables et leur composition en quarks. On distingue 4 catégories comme indiqué dans la légende.

Si le temps de vie et l'impulsion sont tels que la distance parcourue dans le détecteur ($L = L_0 \gamma = v\tau\gamma = \beta\gamma c\tau = \frac{p}{m}c\tau$) est supérieure à environ 0.5 cm, un vertex secondaire peut être reconstruit (voir slides VI-3 et 9 et table 6.1).

La détection des particules neutres se fait donc la plupart du temps de façon indirecte.

6.2 Schéma général des détecteurs auprès des collisionneurs

Les détecteurs aux collisionneurs sont constitués de différentes couches de détection cylindriques concentriques que les particules émises (dans le tube à vide, au centre) sont susceptibles de traverser. On trouve, en général, successivement, en partant du point d'interaction (voir figure 6.1) :

- les détecteurs de traces et de vertex
qui permettent de reconstruire les impulsions des particules chargées et les vertex primaire et secondaire ;
- l'aimant (solénoïde)
qui assure la courbure des traces dans la direction transverse à l'axe des faisceaux ;
- le calorimètre électromagnétique
qui permet de reconstruire les énergies des particules dites "électromagnétiques", c'est-à-dire, les e^\pm et les γ ;
- le calorimètre hadronique
qui permet de reconstruire les énergies des hadrons ;
- le détecteur de muons
qui permet d'identifier les muons, seules particules chargées à arriver à ce niveau du détecteur (leur impulsion est mesurée par le détecteur de traces).

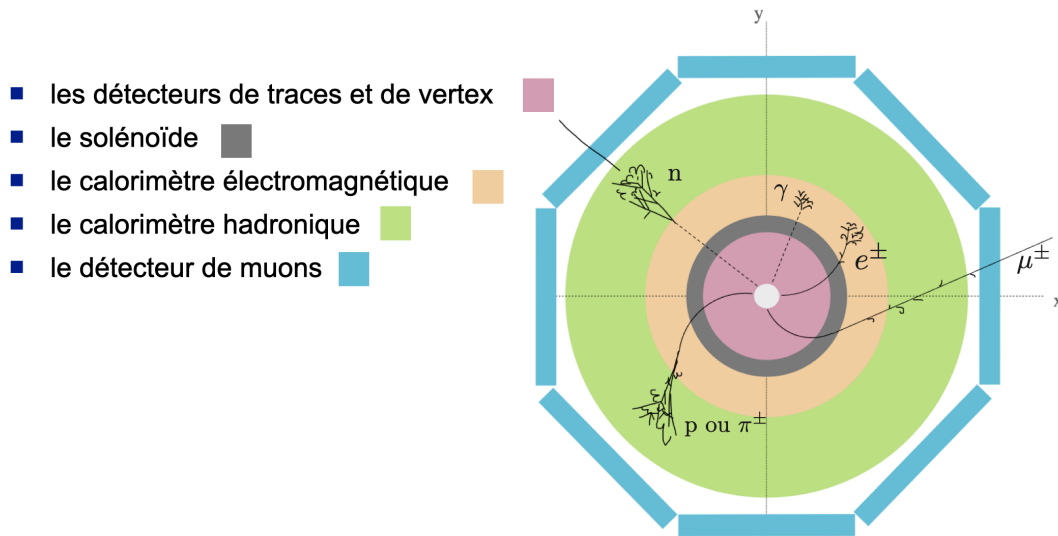


FIGURE 6.1 – Structure générale d'un détecteur de collisionneur et impacts typiques de différentes particules.

Nous avons donc une première partie non-destructrice suivie d'une partie destructrice. Seuls les muons et les neutrinos s'échappent du détecteur. Les signaux typiques laissés par les différents types de particules sont illustrées à la figure 6.1, soit :

- électron : mesure de l'impulsion (détecteur de traces) et de son énergie dans le calorimètre électromagnétique
- photon : absence de trace mais mesure de son énergie dans le calorimètre électromagnétique
- proton ou pion chargé : mesure de l'impulsion et de son énergie dans le calorimètre hadronique
- neutron : absence de trace mais mesure de son énergie dans le calorimètre hadronique
- muon : mesure de l'impulsion (détecteur de traces) et identification dans les détecteurs de muons
- neutrinos : aucun signal

La partie cylindrique centrale (tonneau) est complétée par des bouchons, placés de part et d'autre du cylindre central (voir slide VI-8), de façon à avoir une couverture spatiale de détection proche de 4π . Si (presque) toutes les particules détectables sont reconstruites, la conservation de l'impulsion permet de déduire la présence d'un éventuel neutrino (s'il porte une large impulsion) et de reconstruire de façon approchée son impulsion dans les directions transverses au faisceau (dans la direction longitudinale, la présence du tube à vide empêche un bilan d'impulsion correct).

Un exemple de reconstruction de particule neutre grâce à un vertex secondaire, et même un vertex tertiaire est donné à la slide VI-9.

Dans la plupart des expériences modernes, le taux d'événements dans le détecteur est trop rapide et la quantité de données totale trop grande pour enregistrer tous les événements (sur disque ou sur bande magnétique). On procède alors à une sélection en temps réel des événements qui repose sur les éléments du détecteur qui sont suffisamment rapides. On parle de système de déclenchement (ou trigger, en anglais).

6.3 Techniques de détection

6.3.1 Détecteurs à volume sensible gazeux

Ce type de détecteurs, déjà introduit au chapitre 2.3.4, exploite l'ionisation d'un gaz produit par le passage d'une particule chargée. On applique un champ électrique à un volume gazeux. Si le champ est suffisamment fort, les charges issues de l'ionisation (électrons et ions) migrent vers les électrodes ce qui provoque un signal électrique, lequel est amplifié - voir slide VI-10. Ce type de détecteurs permet de couvrir un volume de détection important, représentant peu de matière (il y aura donc peu d'interactions avec les particules qui le traversent), offrant une réponse rapide, le tout pour un coût modéré. Cette nouvelle approche de détection de particules développée à partir de la fin des années 1960, entre autres, par Georges Charpak, lui valut le prix Nobel de physique en 1992.

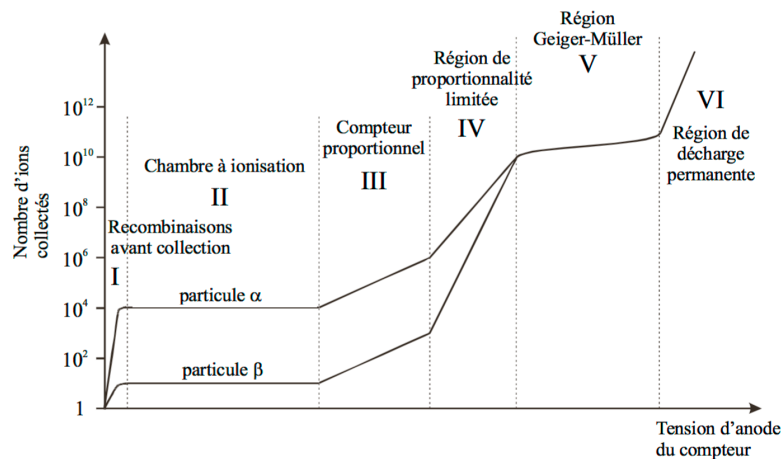


FIGURE 6.2 – Différents régimes de fonctionnement des détecteurs a volume gazeux.

Différents régimes se présentent en fonction de l'intensité du champ électrique (c'est-à-dire de la différence de potentiel appliquée) - voir schéma de la figure 6.2 :

- I : recombinaison. Si le champ électrique n'est pas suffisant les électrons et ions se recombinent en atomes neutres.

- II : chambre à ionisation ou chambre à dérive. Le champ est suffisant pour faire dériver les électrons et les ions vers les électrodes. Le nombre de charges collectées correspond aux charges de l'ionisation de la particule incidente uniquement. Il n'y a donc pas de gain en terme de charges sauf à l'approche de l'électrode (voir plus loin).

- III : compteur proportionnel ou chambre proportionnelle. Le champ est tel que les électrons et ions migrent vers les électrodes et ionisent la gaz en chemin (création d'avalanches). Dans ce régime, le nombre de charges collectées (en fait son logarithme) croit linéairement (donc est proportionnel) à la différence de potentiel appliquée.

- IV : région de proportionnalité limitée. Dans ce régime la proportionnalité observée en III est rompue et le régime devient non linéaire.

- V : région Geiger-Müller. Dans ce régime le champ est tellement fort qu'une décharge apparaît jusqu'à l'anode.

- VI : région de décharge permanente. Comme son nom l'indique, dans ce régime on observe un décharge permanente entre la cathode et l'anode.

Passons en revue les régimes exploités pour des mesures de précision dans les détecteurs de particules.

La chambre à dérivation

Parmi les détecteurs à volume gazeux, la chambre à dérivation (ou chambre à ionisation) permet d'obtenir la meilleure résolution spatiale. Le principe de fonctionnement est illustré à la figure 6.3. Pour rendre le champ électrique le plus uniforme possible dans l'ensemble du volume de dérivation, on ajoute des électrodes supplémentaires entre les bornes de différence de potentiel maximale (+HT et -HT). A cette fin, des résistances électriques sont placées entre les électrodes supplémentaires. Le gaz est choisi de façon à ce que les électrons dérivent à vitesse constante dans la chambre (il s'agit d'une vitesse moyenne, bilan de la succession des accélérations, absorptions et émissions). La distance entre l'anode (+HT) et le passage de la particule est alors donné par la connaissance de cette vitesse et la mesure de l'intervalle de temps entre l'arrivée de la particule dans le volume de la chambre (t_0) et la mesure du signal sur la fil d'anode (t_a) :

$$d = |\vec{v}| (t_a - t_0). \quad (6.2)$$

Le temps t_0 doit donc être donné par un système extérieur comme par exemple un scintillateur connecté à un photomultiplicateur (PM). Un module électronique TDC (time to digital converter), grâce à une horloge interne, mesure l'intervalle de temps entre les deux impulsions électriques (typiquement, quelques microsecondes). La résolution spatiale dans la direction de la dérivation est typiquement de $50\mu m$, la résolution dans le plan transverse dépend de l'espacement entre les anodes et de leur configuration générale. De façon classique on dispose des plans alternés de fils orientés dans des directions perpendiculaires. Pour gagner en résolution spatiale et/ou en charge collectée, on peut varier la géométrie des électrodes (plaques, pistes, trous, tranchées, ...) - voir slide VI-12. Une illustration est donnée à la slide VI-14 et les caractéristiques de ce type de chambre sont données à la slide VI-15.

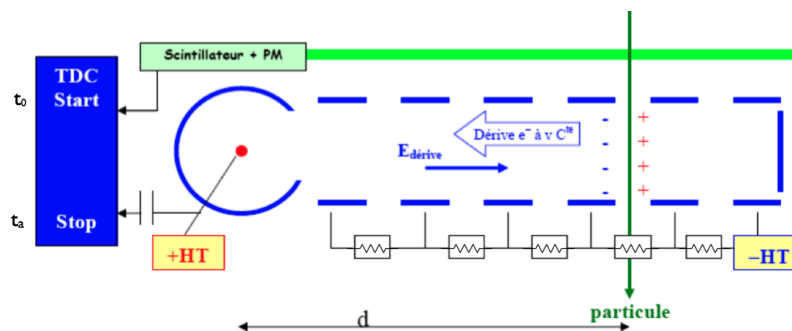


FIGURE 6.3 – Schéma illustrant le principe de fonctionnement d'une chambre à dérivation.

La dépendance du champ électrique en fonction de la distance étant en $E(r) \sim 1/r$, à l'approche de l'anode, le champ devient si important qu'une avalanche se crée. La plus grande mobilité des électrons par rapport aux ions donne à cette avalanche une forme de goutte liquide au front de laquelle sont les électrons (voir figure 6.4 - partie droite). Cela a en fait un avantage car la charge électrique collectée est alors nettement plus grande. La figure 6.4 montre les lignes du champ électrique et les équipotentielles près des anodes.

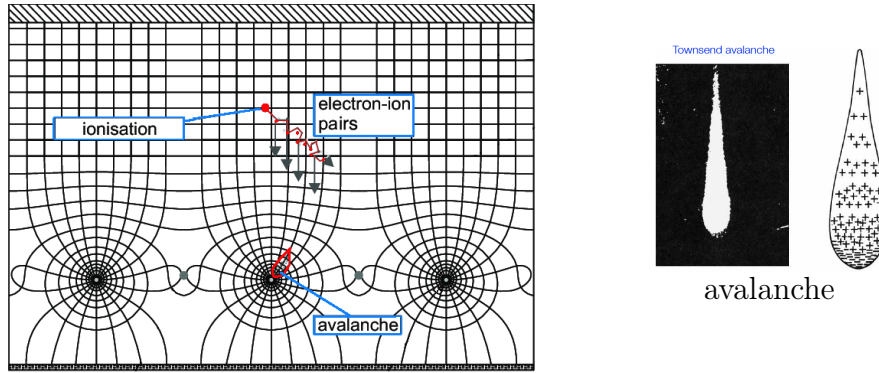


FIGURE 6.4 – A gauche : lignes du champ électrique et équipotentielles près des 3 fils d’anode d’une section de chambre à dérive. A droite : représentation d’une avalanche : cliché dans une chambre à brouillard et vue schématique.

La chambre proportionnelle multifils

Dans les chambres proportionnelles multifils (MultiWire Proportional Chamber, MWPC) les électrons issus de l’ionisation provoquent des avalanches tout le long de leur chemin de façon contrôlée. La résolution spatiale sera donc moins bonne que dans une chambre à dérive mais en revanche, la propagation est plus rapide, ce qui donne une bonne résolution en temps à ce type de détecteurs, jusqu’à 10 *ns*. On peut donc les utiliser dans des systèmes de déclenchement (trigger).

Ce type de détecteur est peu cher et robuste, il peut donc couvrir des grandes surfaces (par exemple pour des détecteurs de muons). Une illustration est donnée à la slide VI-16.

La chambre à projection temporelle

Dans une chambre à projection temporelle (Time Projection Chamber, TPC), les électrons dérivent (en z) vers une extrémité de la chambre qui elle seule est sensible et où les coordonnées en x et y de la trace projetée sur ce plan sont mesurées (par exemple avec une MWPC). Un schéma illustratif du principe est donné à la figure 6.5. L’exemple de la grande TPC de l’expérience ALICE au LHC est illustrée aux slides VI-18 et 19.

6.3.2 Détecteurs à semi-conducteurs

Ce qui caractérise les matériaux semi-conducteurs, c’est l’intervalle très étroit en énergie entre leur bande de valence et leur bande de conduction. Le passage d’une particule chargée, en ionisant le milieu, fait passer localement le cristal semi-conducteur d’un état d’isolant à celui de conducteur. Si le semi-conducteur est placé dans un champ électrique suffisamment fort, les électrons libérés vont à leur tour ioniser le milieu, laissant des trous positifs et des porteurs libres négatifs. Le tableau ci-dessous donne les valeurs des potentiels d’ionisation de différents matériaux, dont le silicium et le germanium, comparé à l’argon (gaz noble) utilisé dans des calorimètres (sous forme liquide) et au plastique d’un scintillateur :

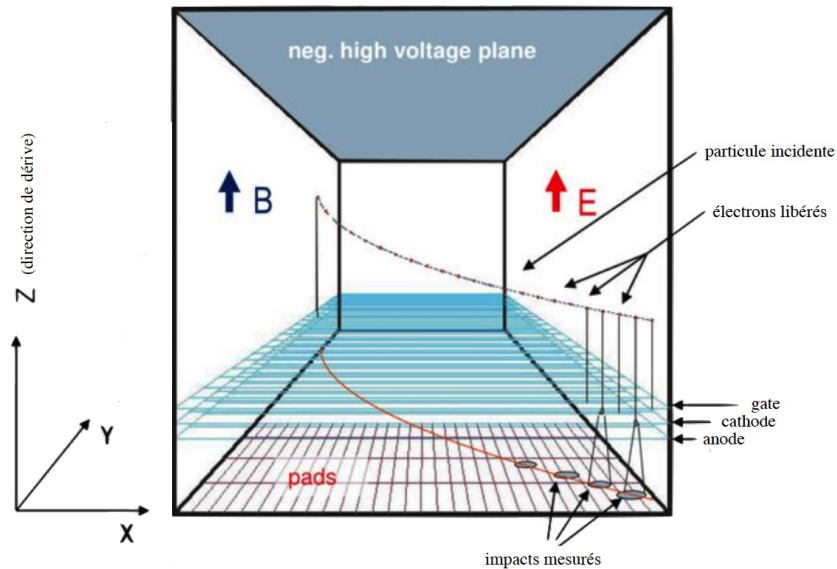


FIGURE 6.5 – Schéma illustrant le principe de fonctionnement d’une chambre à projection temporelle. Un champ électrique fait dériver les électrons vers un MWPC (les "gates" servent à capter les ions produits dans les avalanches pour éviter qu’ils viennent modifier le champ électrique dans la chambre principale).

semi-conducteurs	E_{gap}	isolants	E_{gap}
Si	1.11 eV	gaz noble	30 eV
Ge	0.67 eV	scintillateur	100 eV

L’utilisation de tels matériaux permet donc une plus grande efficacité de détection que lors de l’utilisation d’un gaz. Cette efficacité peut encore être augmentée en dopant le semi-conducteur, c’est-à-dire en y ajoutant un faible pourcentage d’impuretés, comme par exemple de l’arsenic (Ar), pour fournir un excès de porteurs libres négatifs ou du bore (B) fournissant un excès de trous. Au passage d’une particule chargée au minimum d’ionisation, environ 80 paires électrons-trous sont créées par μm . Des couches fines (en général quelques centaines de μm d’épaisseur) de détection suffiront donc à obtenir un signal mesurable.

Comme dans une diode, on met bout à bout deux semi-conducteurs de types différents, un de type n (dopé en électrons) et un de type p (dopé en trous). C’est ce qu’on appelle une jonction $p-n$. Dans la zone de contact, par diffusion thermique, les électrons et trous se recombinent créant une zone sans porteurs, appelée zone de déplétion, formant une barrière de potentiel limitant la conduction. Le volume de cette zone est augmenté en appliquant une différence de potentiel inversée (voir figure 6.6a). Au passage d’une particule chargée l’ionisation provoque une paire électron-trou, dont chacun migre vers une électrode et dont le (ou les) signal électrique est amplifié par de l’électronique externe. Le principe de construction d’un détecteur à semi-conducteurs à pistes (strips) est illustré à la figure 6.6b. La résolution spatiale (dans la direction transverse aux pistes) est inférieure à la distance entre les pistes (pitch, p) car on tient compte des signaux collectés sur les bandes voisines, la résolution est alors donnée par $\sigma = p/\sqrt{12}$.

La technologie des microprocesseurs permet de fabriquer des structures extrêmement petites de semi-conducteurs. On peut donc réaliser des détecteurs de haute efficacité de détection et d’excellente résolution spatiale, allant jusqu’à $10 \mu m$. Un inconvénient est que le nombre de porteurs libres dépend

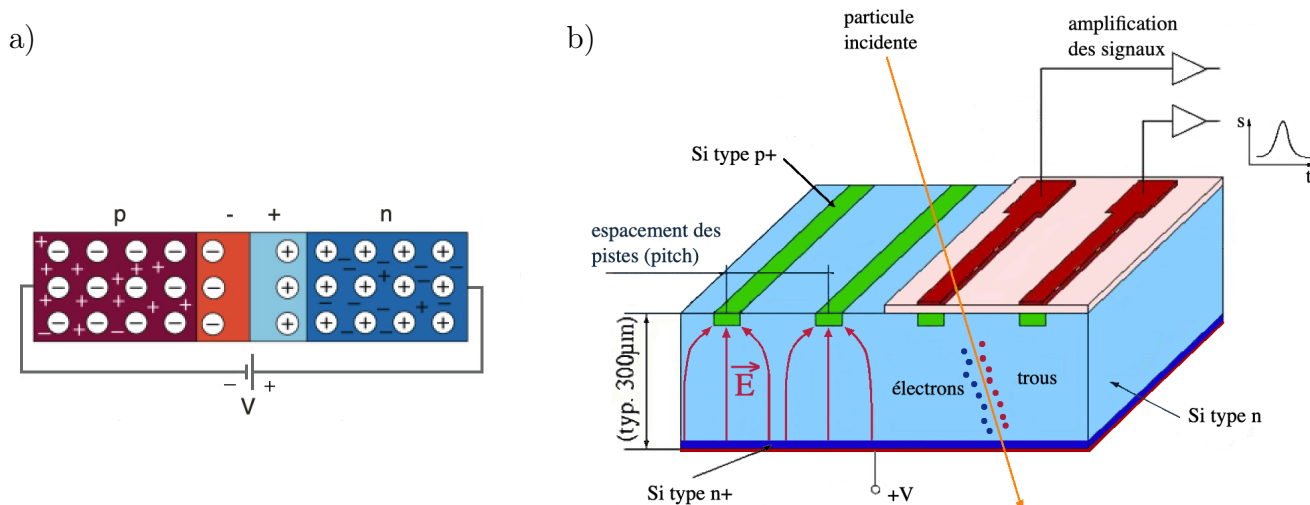


FIGURE 6.6 – À gauche : a) jonction $p-n$ sur laquelle on applique une différence de potentiel inversée. b) schéma illustrant le principe de construction d'un détecteur à semi-conducteurs, ici au silicium (Si) avec des électrodes sous forme de pistes.

fortement de la température. Pour éviter qu'il y ait trop de bruit (faux signal), il faudra opérer les détecteurs à basse température ($-30\text{ }^{\circ}\text{C}$). D'autres désavantages sont que ces détecteurs sont coûteux et qu'ils introduisent une quantité de matière significative (en termes de longueurs de radiation, X_0 , et d'interaction, λ_i) dans les détecteurs de traces, ce qui induit un taux significatif d'interactions des particules incidentes avec le détecteur. Enfin, dans un environnement sujet à un taux de radiation important, ce type de détecteur vieillira vite, la structure cristalline étant petit à petit endommagée par les radiations.

Détecteurs de vertex à pixels

Basés sur le même principe, ces détecteurs sont constitués de cellules carrées (au lieu des pistes comme à la figure 6.6b) de façon à augmenter la résolution spatiale dans la direction z (typiquement $15\text{ }\mu\text{m}$). Mais cela augmente aussi la quantité de matière que les particules doivent traverser.

Le détecteur de traces de CMS

A titre illustratif, le traceur de CMS contient une partie faite de détecteur à bandes (strips) au Si (voir slides VI-24 à 28 qui illustrent la complexité de l'assemblage et du câblage) dans les parties tonneau et bouchon qui correspond à une surface totale de 200 m^2 réparties sur 15000 modules, et un détecteur à pixel au Si d'une surface totale de 1 m^2 et de 80 millions de canaux de lecture (voir slides VI-29 et 30).

6.3.3 Calorimètres

Si les détecteurs de traces ont pour but de mesurer les impulsions des particules chargées en les influençant le moins possible, la technologie des calorimètres adopte l'approche opposée : ils vont faire interagir les particules de façon à leur faire déposer toute leur énergie, laquelle sera mesurée.

Ils sont constitués d'une succession de couches passives et actives. Les couches passives favorisent l'interaction des particules incidentes (faites en général de matériaux denses comme du Fe ou du Pb).

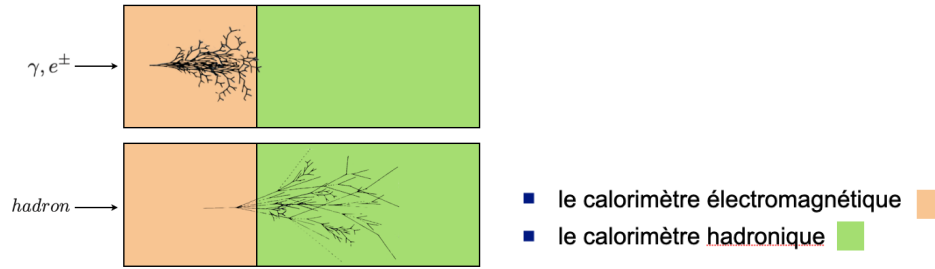


FIGURE 6.7 – Illustration du principe de fonctionnalité des calorimètres électromagnétique et hadronique.

Les couches actives (par exemple matériaux scintillants comme à la figure 6.8) permettent de collecter une partie de l'énergie déposée (E_i où l'indice i correspond à chaque couche). La fraction d'énergie collectée étant proportionnelle à l'énergie totale déposée, on peut reconstruire cette dernière en connaissant le facteur de calibration, C :

$$E^{rec} = C \sum_i E_i \quad (6.3)$$

Les dépôts d'énergie suivant une distribution de Poisson, l'incertitude relative sur l'énergie totale reconstruite est donnée par :

$$\frac{\Delta E^{rec}}{E^{rec}} = \frac{\Delta N}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \simeq \frac{1}{\sqrt{E^{rec}}}, \quad (6.4)$$

où N est le nombre de dépôts d'énergie pris en compte. Cette incertitude diminue donc avec l'énergie, ce qui est un comportement opposé à l'incertitude sur la mesure de l'impulsion issue des traces. Ces deux types de mesures bénéficient donc d'une complémentarité bienvenue.

Le facteur de calibration doit être mesuré, par exemple en exposant le calorimètre à un faisceau test d'énergie connue. Ce facteur diffère si l'interaction est électromagnétique ou forte. On distingue donc deux types de calorimètres : électromagnétique et hadronique. La plupart du temps les détecteurs font usage d'un calorimètre électromagnétique placé devant un calorimètre hadronique, les gerbes hadroniques pouvant être initiées dans la partie électromagnétique - voir figure 6.7.

La calorimètre électromagnétique

Le choix des matériaux des calorimètres dits électromagnétiques est optimisé pour favoriser les interactions électromagnétiques (matériaux à grand Z) des γ et des e^\pm . Le lien entre le dépôt d'énergie calorimétrique et une éventuelle trace permet alors de distinguer les γ des e^\pm .

La calorimètre hadronique

Dans le cas des calorimètres hadroniques, c'est le nombre de masse atomique, A , qui sera le paramètre important dans le choix des matériaux. Il faudra s'assurer que le calorimètre hadronique ait suffisamment de matière (en termes de longueurs d'interactions, λ_i) pour contenir toute la gerbe, même celles issues des particules les plus énergétiques, tout en laissant une partie d'énergie déposée

suffisante dans les parties actives. Enfin il faut prendre également en compte le fait que, comme nous l'avons vu, la fin des gerbes hadroniques contiennent une grande proportion de γ et des e^\pm . Comme $X_0 < \lambda_i$ (voir chapitre 5) les calorimètres hadroniques doivent être plus grands que les calorimètres électromagnétiques.

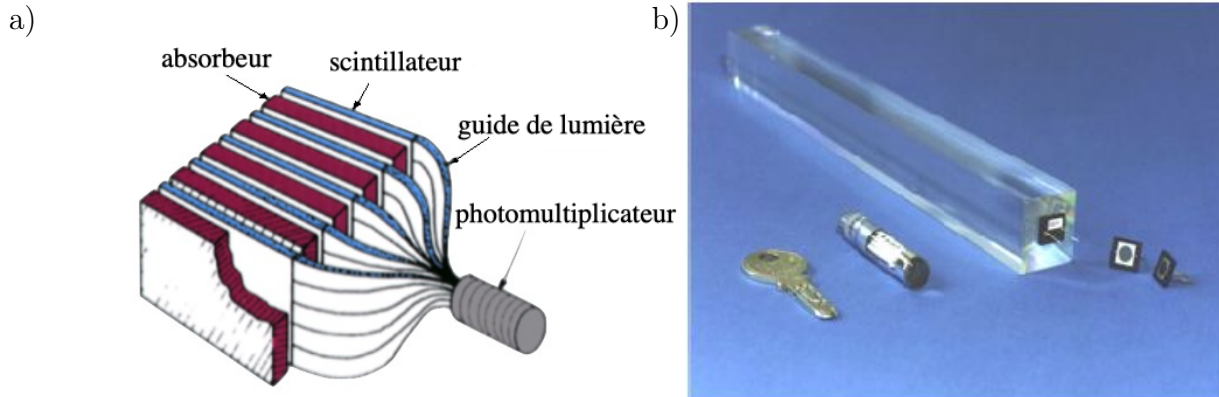


FIGURE 6.8 – A gauche : a) exemple de calorimètre à échantillonnage à scintillateurs. b) photographie d'un cristal tungstène de plomb (et son photomultiplicateur) dont est fait la calorimètre électromagnétique homogène de CMS.

Calorimètres homogènes

Une alternative aux calorimètres à échantillonnage consiste en ce que l'absorbeur soit également le milieu actif, on parle alors de calorimètres homogènes. En pratique cela n'est réalisable que pour des calorimètres électromagnétiques. Ils permettent d'obtenir une meilleure résolution en énergie (la fraction de l'énergie collectée est plus grande).

Un exemple de calorimètre électromagnétique homogène est celui de CMS (ECAL), constitué de 80000 cristaux de tungstène de plomb ($PbWO_4$), chacun connecté à un photomultiplicateur. Il permet une réponse rapide et une très bonne résolution en énergie.

6.3.4 Détecteurs de muons

Les seules particules n'étant pas arrêtées par les calorimètres sont les neutrinos et les muons. Les muons étant chargés, leur détection, dans la dernière couche du détecteur, ne requiert pas de nouvelle technologie. Ce sont souvent des détecteurs à volume gazeux en mode proportionnel (illustration slide VI-16) ou à dérive ou encore des plans de scintillateurs qui sont utilisés. Les impacts mesurés seront reliés à une trace du détecteur de traces pointant au vertex principal. La principale contrainte vient du coût induit par la grande surface de détection à couvrir.

6.3.5 Et les neutrinos ?

La probabilité d'interaction d'un neutrino de haute énergie dans le détecteur étant négligeable, ils s'échappent sans être détectés. Mais si le détecteur a une acceptante angulaire proche de 4π , on peut reconstruire l'impulsion de la somme des neutrinos de l'événement, dans le plan transverse, par conservation de l'impulsion : on leur attribue l'impulsion transverse manquant au bilan.

6.3.6 Reconstruction et identification des particules

La figure 6.9 illustre la différence entre le passage des particules dans le détecteur (figure de gauche) et les informations obtenues (droite), pour différents type de particules.

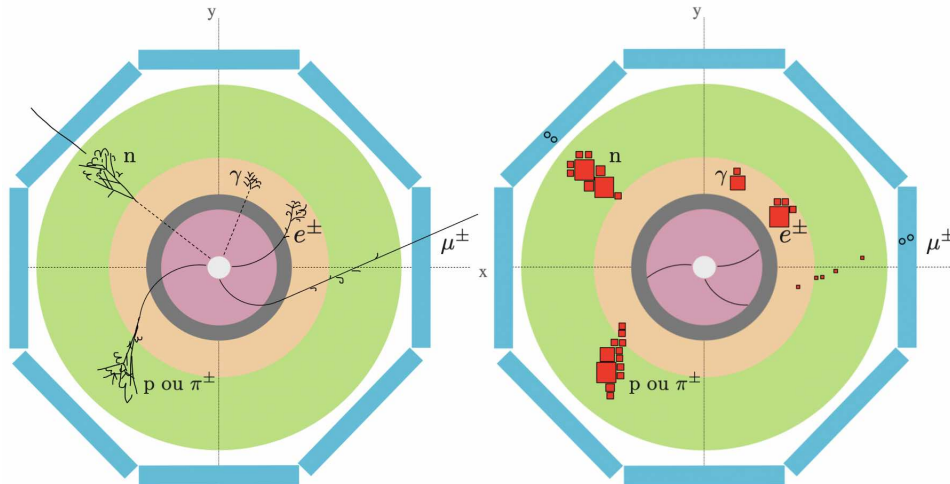


FIGURE 6.9 – a) Passage de différentes particules dans le détecteur. b) Signaux laissés par les mêmes particules : traces, dépôts d'énergie calorimétriques et impacts dans les chambres à muons. La taille des carrés est proportionnelle à l'énergie déposée localement dans les calorimètres, les cercles représentent les points d'impact dans les chambres à muons.

La combinaison des signaux des sous-détecteurs permet d'identifier un certain nombre de particules et d'en mesurer la cinématique. Le tableau ci-dessous montre les identifications principales :

	traceur	calo EM	calo HAD	dét. muons
électron	trace	énergie	-	-
photon		énergie	-	-
hadron chargé	trace	-	énergie	-
hadron neutre		-	énergie	-
muon	trace	-	-	impacts

Les traces du détecteur de traces fournissent une mesure de l'impulsion dans chaque direction, le signe de la charge électrique et une mesure de dE/dx qui est un élément d'identification supplémentaire. Les calorimètres fournissent une mesure de l'énergie déposée et les détecteurs de muons, au minimum un simple signe de passage. La reconstruction des événements consiste à combiner ces différentes informations pour obtenir une identification des particules de l'événement et y associer à chacune un quadri-vecteur énergie-impulsion. En pratique, sauf dans des cas d'états finals très simples, un certain nombre de traces ou de dépôts d'énergie ne seront pas véritablement identifiés, on leur assignera l'identité la plus probable.

Comme nous l'avons vu, à haute énergie, l'état final contient très souvent des jets hadroniques. Dans ce cas, on ne cherche pas à identifier chacune des particule du jet, mais l'on reconstruit un jet (quadri-vecteur énergie-impulsion) correspondant à l'ensemble des particules contenu dans un cône - voir figure 6.10.

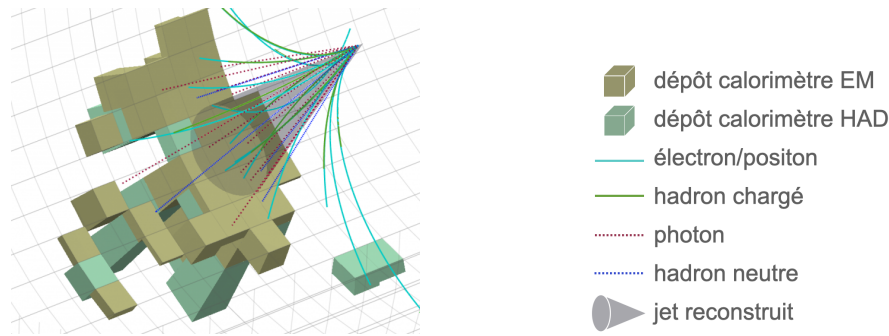


FIGURE 6.10 – Reconstruction d'un jet hadronique

6.3.7 Le détecteur de CMS

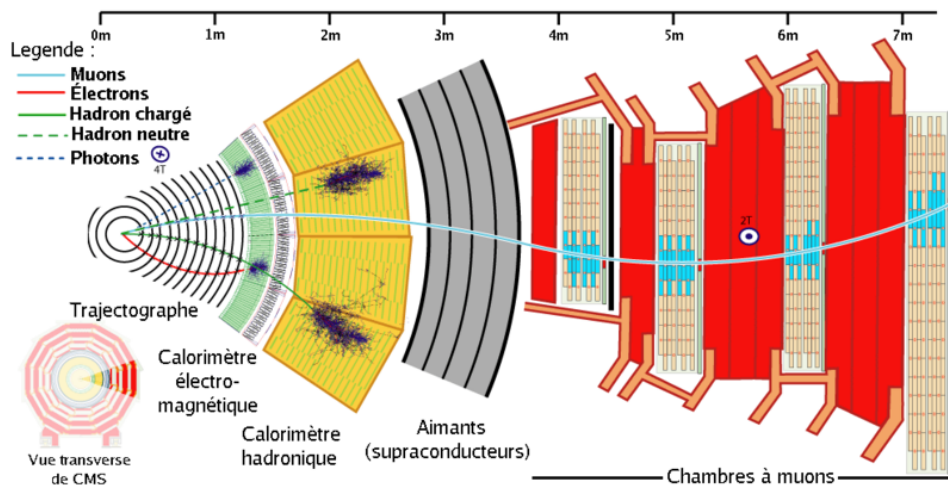


FIGURE 6.11 – Schéma général transverse du détecteur CMS. Seul 1/4 du détecteur est représenté.

Le détecteur de CMS (voir figure 6.11) a été construit suivant le schéma général développé dans ce chapitre. Cependant l'aimant a été placé après les calorimètres ce qui permet une meilleure résolution en énergie, en particulier, par le calorimètre électromagnétique, mais cela a nécessité la construction du plus grand aimant solénoïdale jamais construit, qui de plus fonctionne en mode supraconducteur pour générer un champ magnétique dans le détecteur de traces de 4 T en faisant circuler un courant de 10000 A. Les lignes du champ magnétique sont refermées par le culasse en fer dans laquelle se trouvent les détecteurs de muons. Cela permet de bénéficier d'un champ magnétique de 2 T (d'orientation opposée) pour les chambres à muons et permet donc une mesure de l'impulsion transverse des muons de façon indépendante du détecteur de traces (voir la courbure du muon tout au long de sa trajectoire sur la figure 6.11).

6.4 Expériences à cible fixe

La structure des détecteurs pour cible fixe est très similaire dans son approche à celle des détecteurs auprès des collisionneurs, un exemple générique est donné à la figure 6.12. La majorité des particules étant produites à petit angle par rapport à la direction du faisceau, l'ouverture angulaire

couverte par le détecteur n'est pas un facteur d'acceptance trop limitatif. Ce type de détecteurs offre l'avantage d'être facilement modulable.

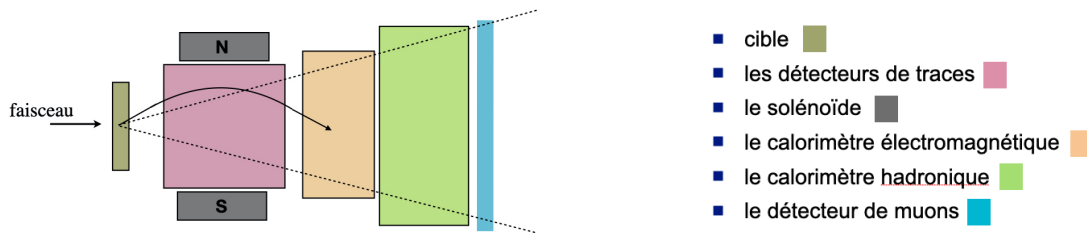


FIGURE 6.12 – Illustration de la structure classique d'un détecteur à cible fixe.

6.5 Imagerie Cherenkov

Dans certains détecteurs, principalement à cible fixe, l'effet Cherenkov est exploité en mesurant l'angle du cône Cherenkov qui fournit une mesure de la vitesse de propagation d'une particule chargée (voir chapitre 5.1.2). Comme nous l'avons vu, une lumière Cherenkov est émise quand une particule chargée se déplace à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, mais également lors d'une transition entre deux milieux d'indices de réfraction différents. Ce matériau radiateur peut être de faible épaisseur s'il s'agit d'un solide ou d'un liquide. Un anneau de lumière Cherenkov sera créée d'une épaisseur proportionnelle à celle du radiateur, on parle alors de *Ring Imaging Cherenkov (RICH)*. Dans le cas d'un radiateur gazeux il faudra une plus grande épaisseur pour que suffisamment de photons soient créés. L'expérience LHCb (voir slide VI-39) possède un RICH qui utilise deux radiateurs de matériaux différents. Le premier est solide, un aéro-gel de silice, d'indice de réfraction élevé ($n = 1.03$) adapté pour détecter les particules ayant une impulsion de quelques GeV. Le second est gazeux, du fluorocarbure C_4F_{10} , d'indice plus faible ($n = 1.0014$), convient aux particules d'impulsion entre 10 et 60 GeV. Par un jeu de miroirs sphériques dans le plan focal, l'image Cherenkov produite dans l'aéro-gel (représentée en jaune) et dans le gaz de perfluorobutane (représentée en vert) contenus dans la chambre est agrandie jusqu'aux détecteurs de photons. Des exemples d'anneaux Cherenkov obtenus sont montrés à la slide VI-40. La combinaison de la mesure de l'angle Cherenkov et de la mesure indépendante de l'impulsion par le détecteur de traces fournit des critères d'identifications des particules chargées pour des impulsions pas trop élevées comme le montre la figure de la slide VI-40.

Un autre type d'expériences qui met à profit l'effet Cherenkov est la détection d'interactions de neutrinos. L'expérience IceCube instrumente 1 km^3 de glace du Pôle Sud avec des photomultiplicateurs qui détecte la lumière Cherenkov des particules chargées par exemple les muons issus des interactions $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$. IceCube détecte ainsi indirectement les neutrinos de très haute énergie venant du cosmos.

Au Japon, l'expérience Super Kamiokande de mesures d'oscillations de neutrinos a instrumenté un volume de 50 000 tonnes d'eau ultra purifiée contenue dans un réservoir cylindrique en acier équipé de plus de 11000 tubes photomultiplicateurs (voir slide VI-40). L'ouverture du cône Cherenkov permet de mesurer la vitesse des électrons ou muons qui l'ont émise (voir slide VI-41). Cette technique de détection valu Prix Nobel de physique de 2002 à Masatoshi Koshiba.

Introduction

Détection: directe/indirecte

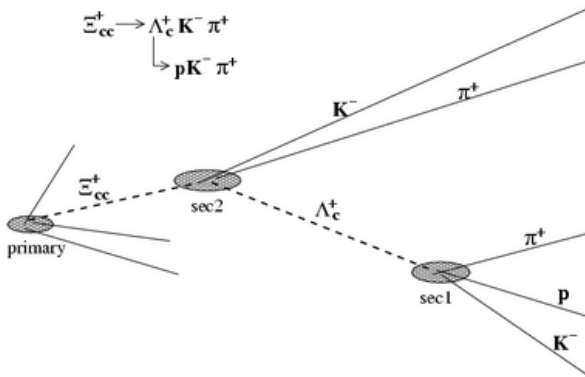
- directe : reconstruction et identification dans le détecteur ($e^{+/-}$, μ , γ , $\pi^{+/-}$, $K^{+/-}$, p, ions)
- indirecte : reconstruction grâce aux particules issues de la désintégration



si temps de vie tel que la distance parcourue dans le détecteur est $> 0.5 \text{ cm}$

→ reconstruction d'un **vertex secondaire**

$$L = \beta \gamma c \tau = \frac{p}{m} c \tau$$

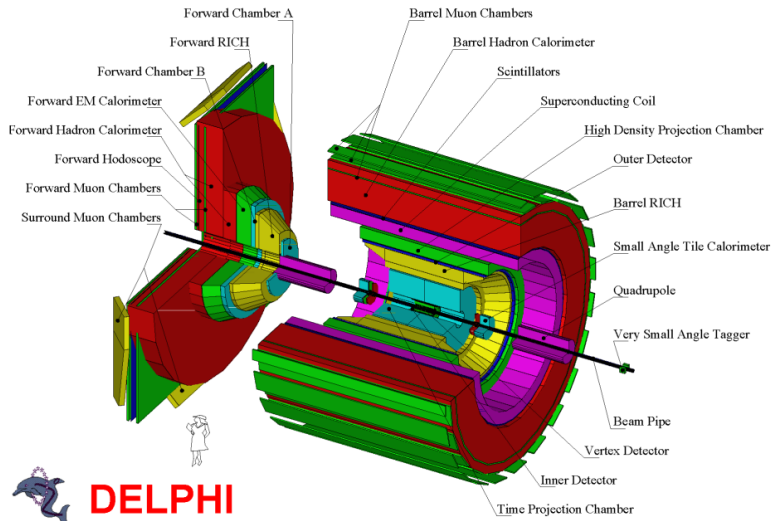


Distinguer vertex primaire et secondaire exige de faire appel à un détecteur de vertex offrant une résolution spatiale de $\sim 10 \mu\text{m}$, situé tout près de la région d'interaction.

Pour détecter aussi les particules émises vers l'avant et vers l'arrière, on complète la partie cylindrique par deux bouchons (un seul dessiné):

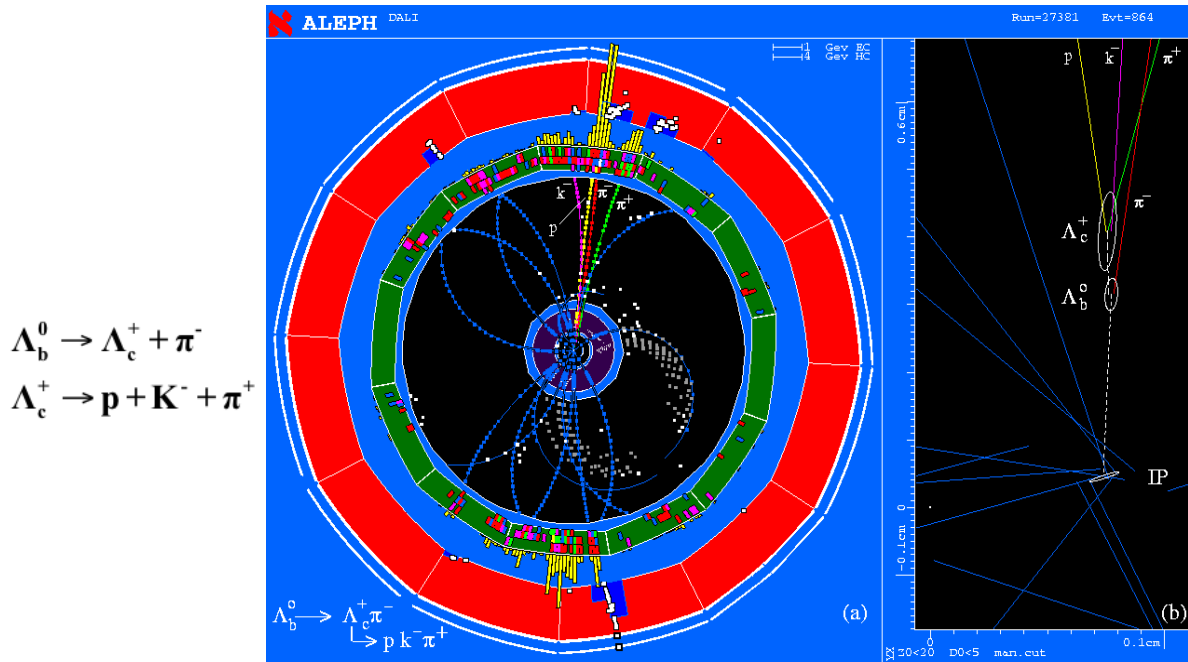
bouchons
ou
« endcaps »
ou
« forward detectors »

reconstruction approchée d'un éventuel neutrino par bilan d'impulsion dans les directions transverses

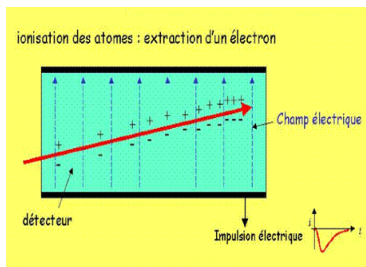


Identification par vertex secondaire

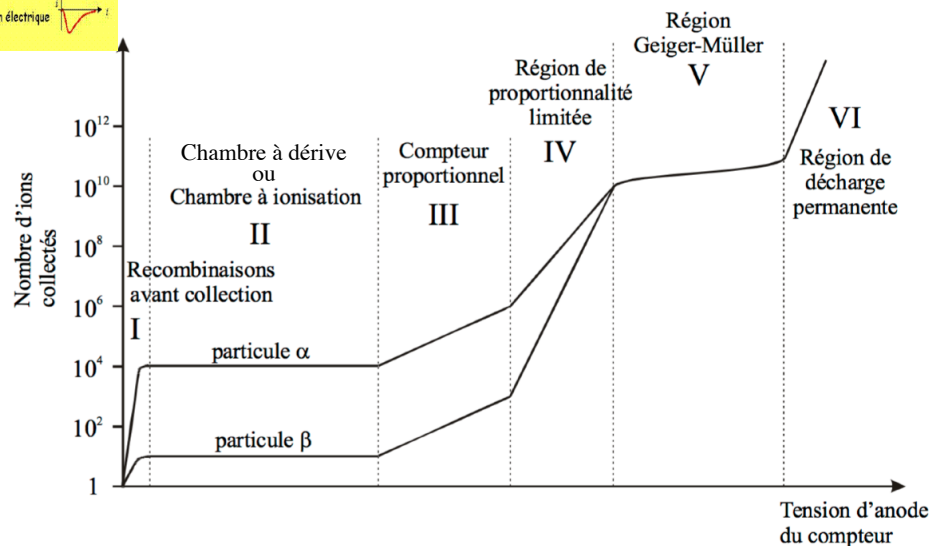
- Observation de particules charmées et porteuses de beauté dans le détecteur ALEPH, au LEP. Ces particules sont identifiées en reconstruisant leur masse invariante.



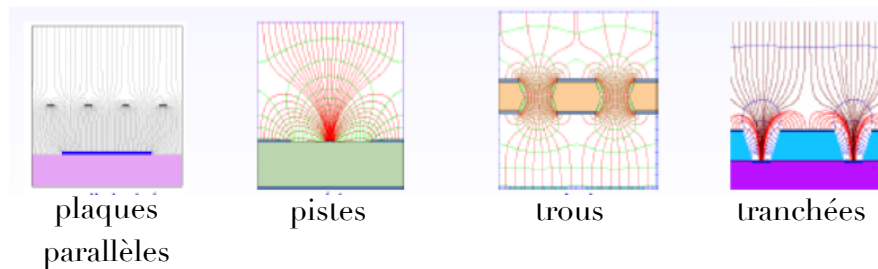
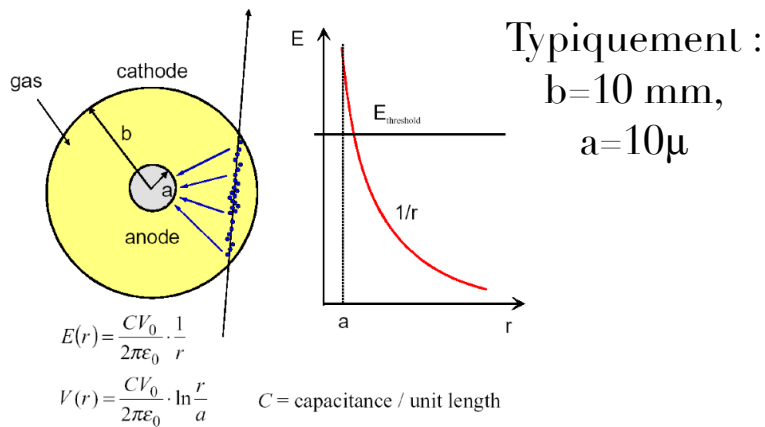
3.a Détecteur à volume sensible gazeux



différents régimes en fonction de la différence de potentiel appliquée

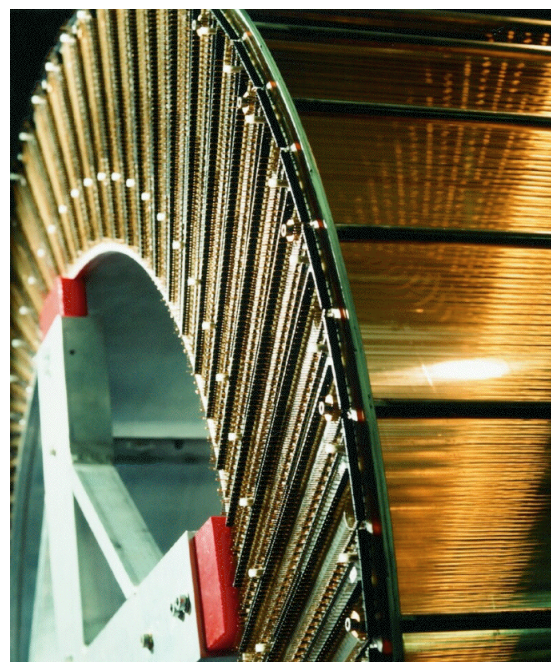
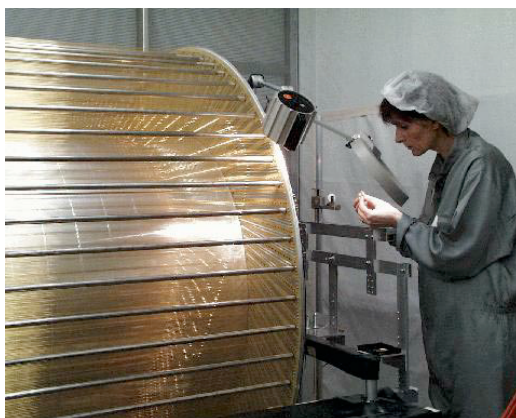


Géométries des électrodes

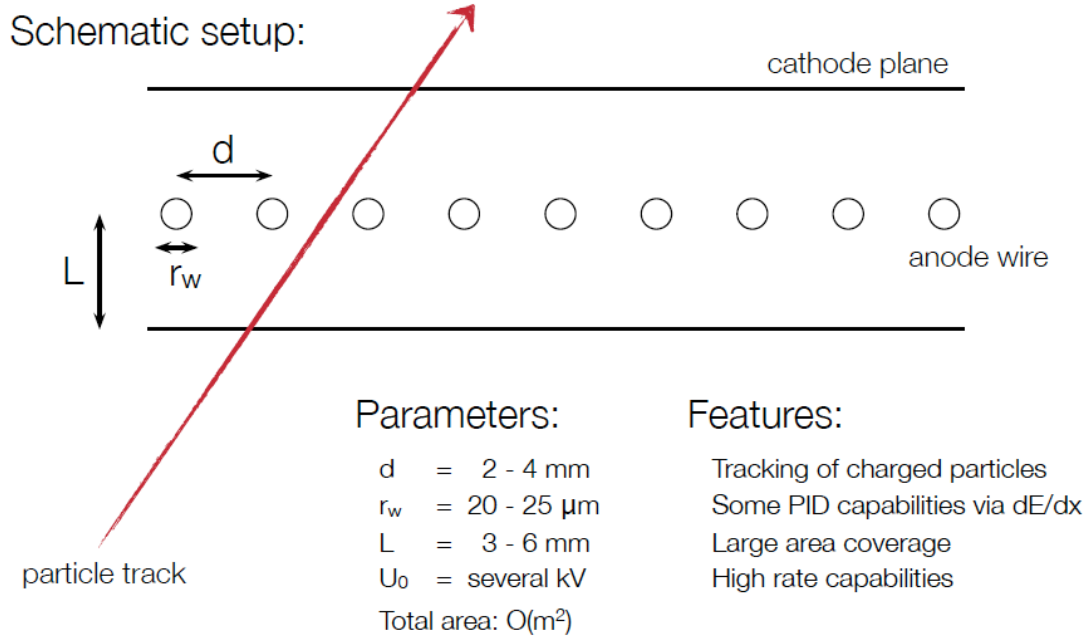


Chambre à dérivation

- Chambre centrale cylindrique de l'expérience H1 (HERA)
- 15000 fils
- tension mécanique des fils ~ 6 tonnes

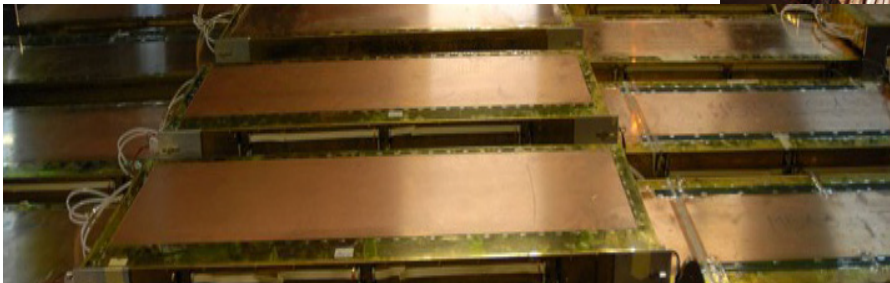
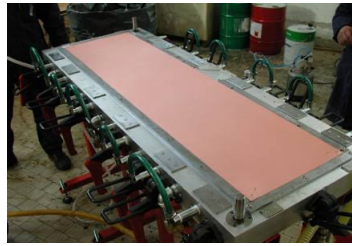


Chambre à dérivation



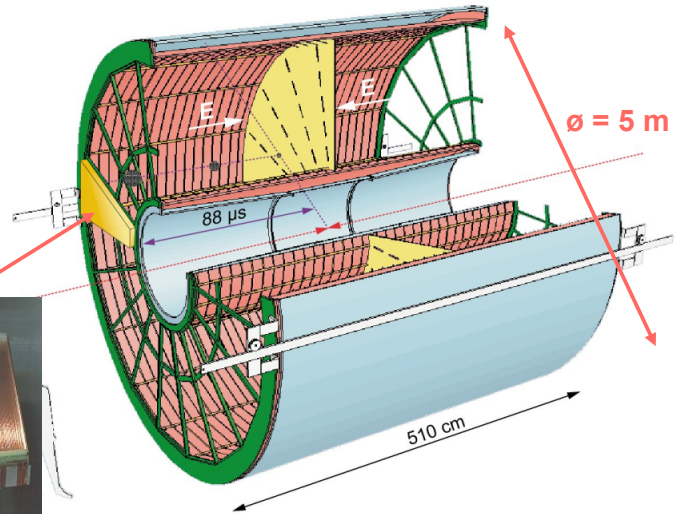
Chambre proportionnelle multifils (MWPC)

- Exemple : les chambres à muons du détecteur LHCb au LHC : couvre une surface de $\sim 435 \text{ m}^2$ avec 1400 chambres et quelque 2.5 millions de fils !

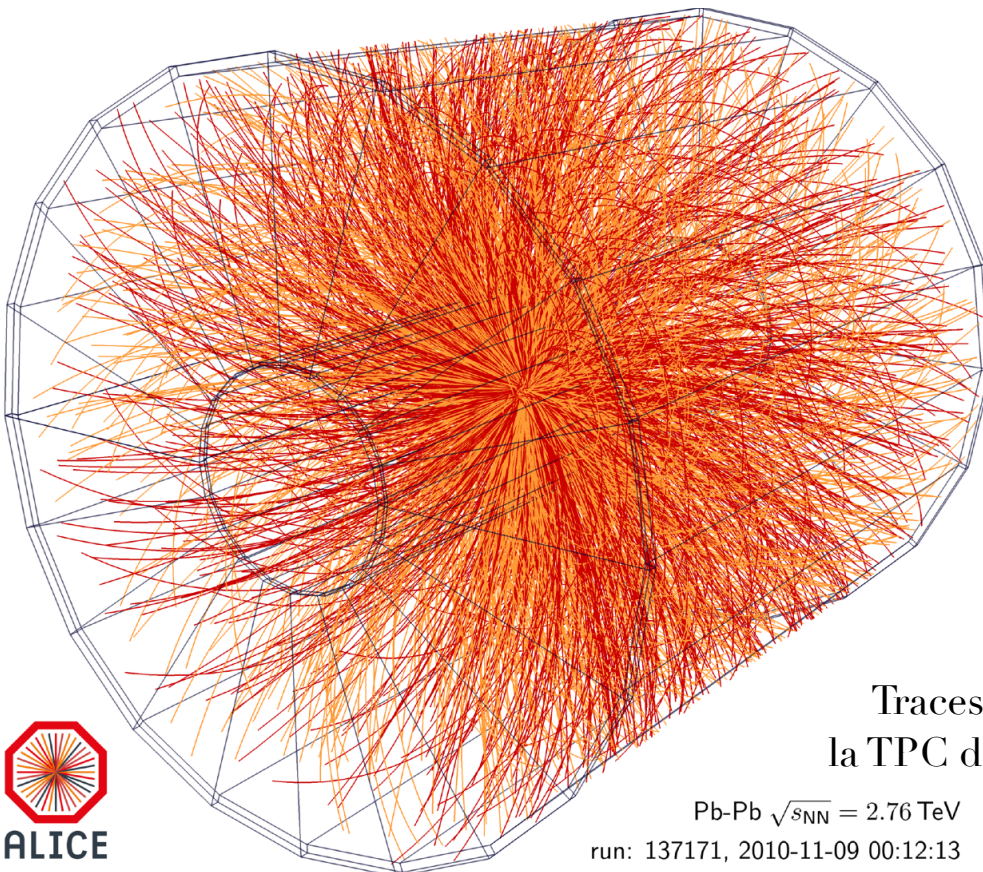


Exemple : la TPC d'ALICE (LHC) pour étudier les collisions d'ions lourds.

- E : 400V/cm
- Gain du gaz >10⁴
- Résolution spatiale
 $\sigma_{x,y} = 0.25\text{mm}$
 $\sigma_z = 1\text{ mm}$
- B: 0.5T



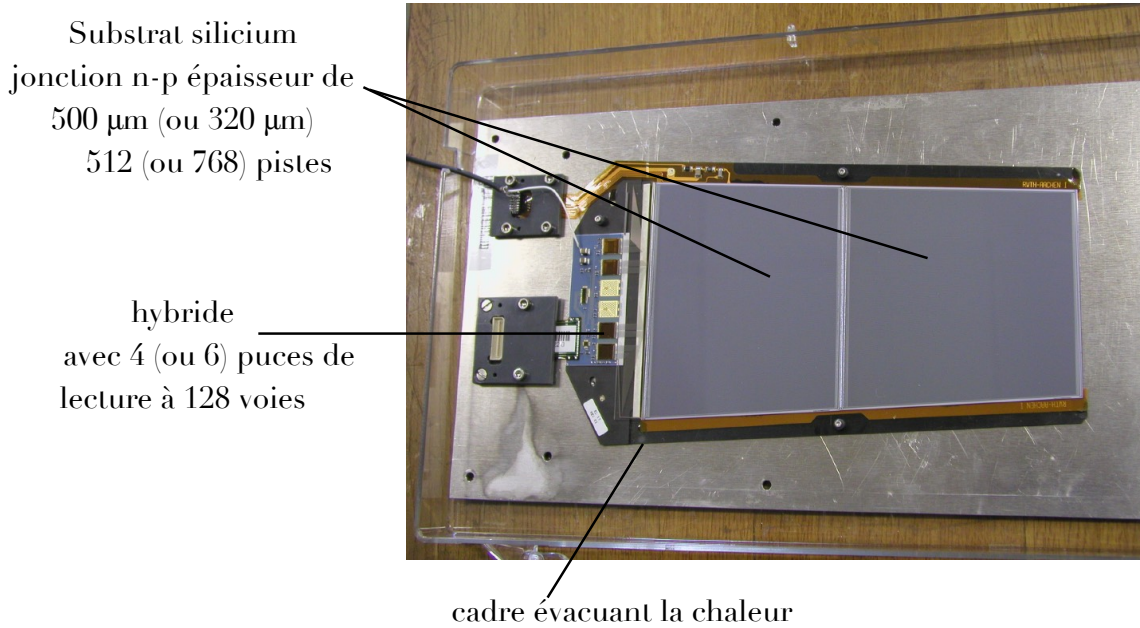
La plus grande TPC à gaz jamais construite :
88 m³ de gaz !



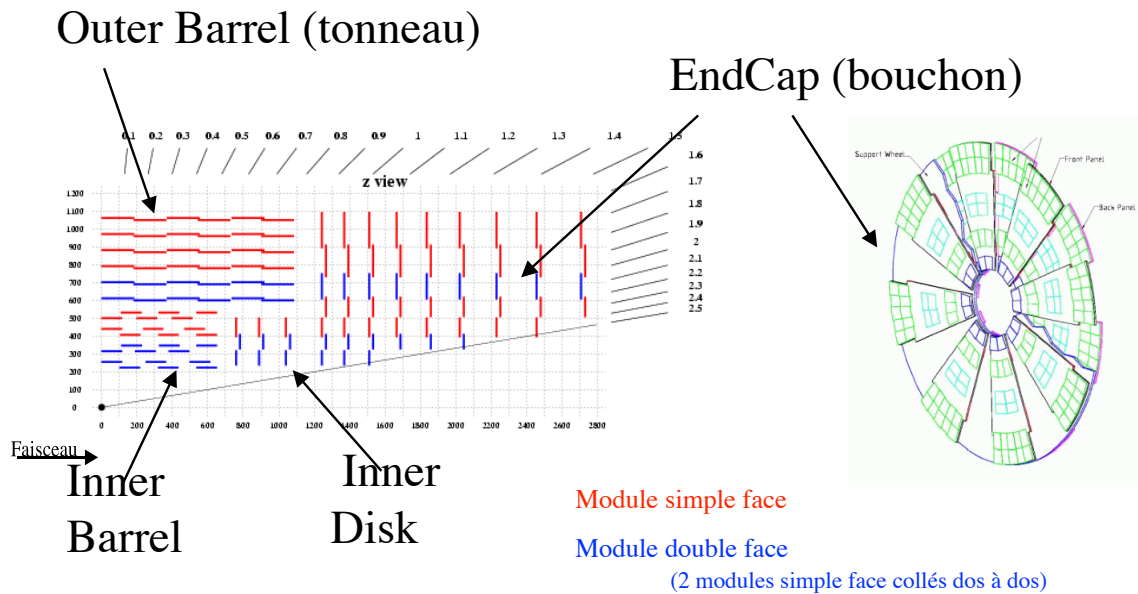
Traces dans
la TPC d'ALICE

Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$
run: 137171, 2010-11-09 00:12:13

Le trajectographe (tracker) de CMS



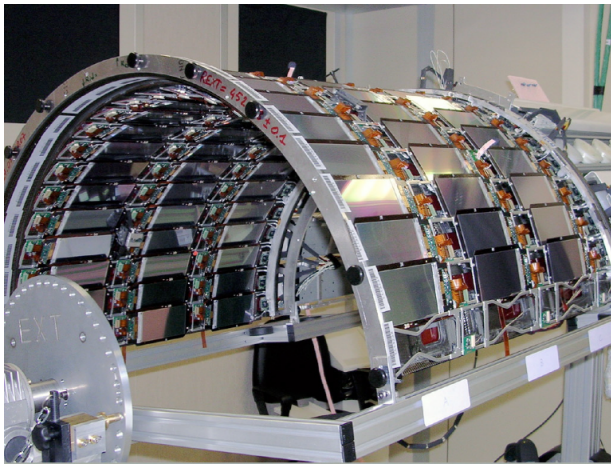
Le trajectographe (tracker) de CMS



Les détecteurs sont assemblés en sous-structures

exemples celles du trajectographe de CMS :

Des rangées (rods), pour la partie tonneau

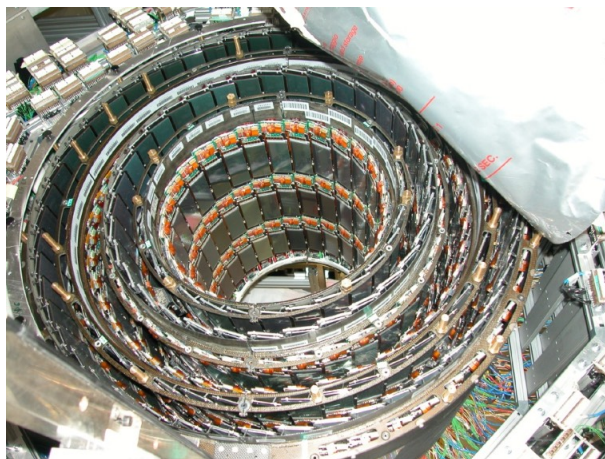


Des secteurs (pétales) pour les roues des bouchons



Les sous-structures sont ensuite arrangées en :

Couches cylindriques concentriques, pour la partie tonneau



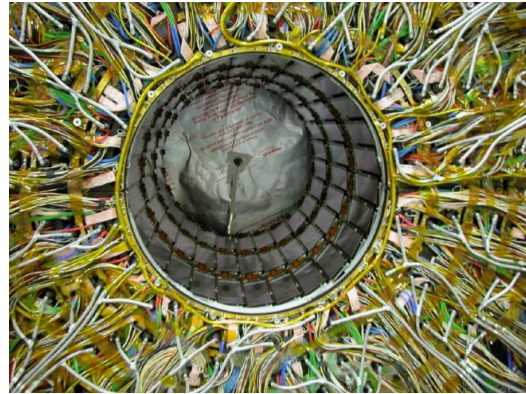
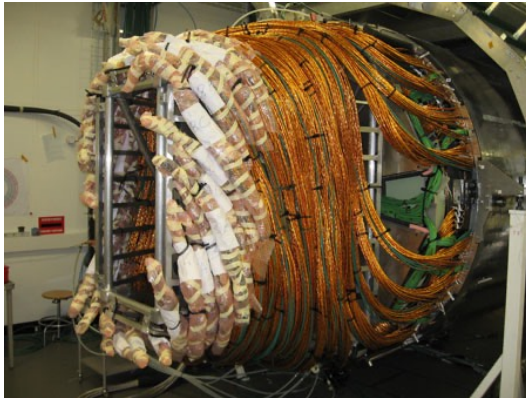
En roues pour les bouchons



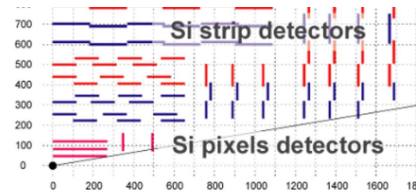
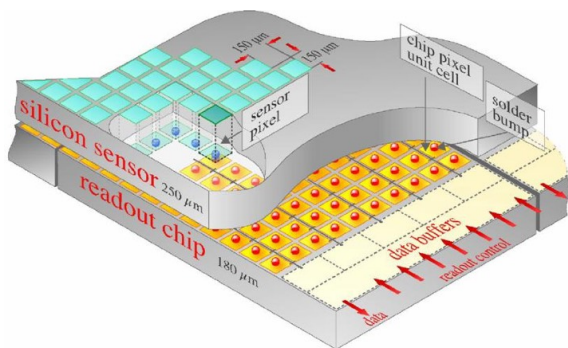
Le traceur à pistes de CMS est le plus grand détecteur au Si jamais construit, plus grand d'un ordre de grandeur. Il comporte :

- ~15.000 détecteurs au Si
- ~214 m² de Si
- ~11 millions de canaux de lecture

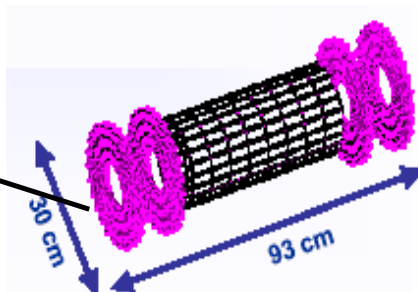
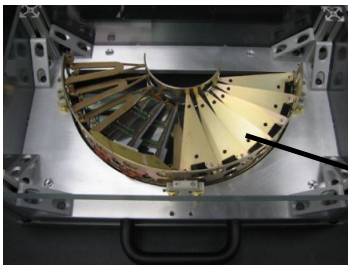
cables du traceur interne (tonneau)



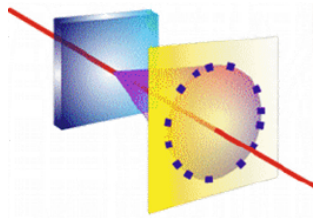
Semi-conducteurs: détecteurs à pixels



Détecteur de vertex à pixels de CMS :
 66 millions de pixels (100 × 150 μm²)
 $\sigma_{r\phi} \sim \sigma_z \sim 15 \mu\text{m}$



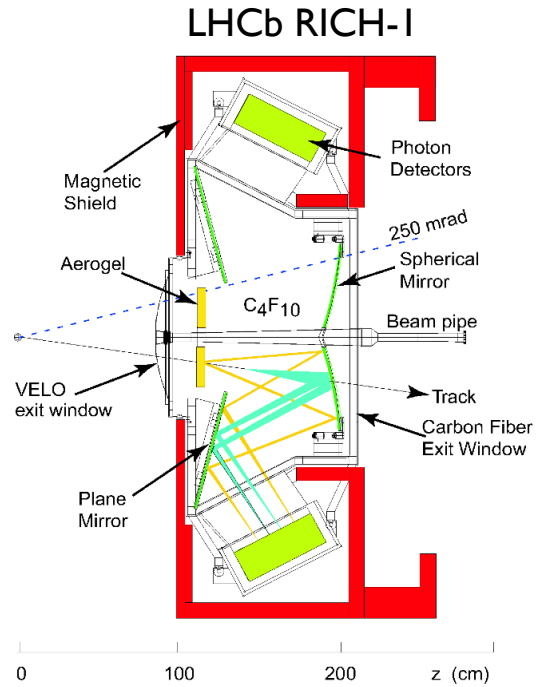
5. Ring Imaging Cherenkov (RICH)



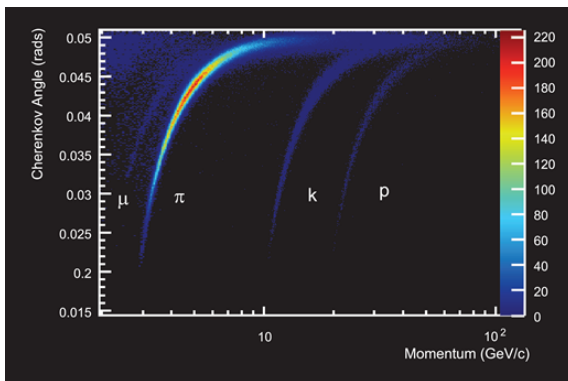
à radiateur solide - changement de l'indice de réfraction

anneaux de lumière produite

- dans l'aérogel
- dans le C₄F₁₀



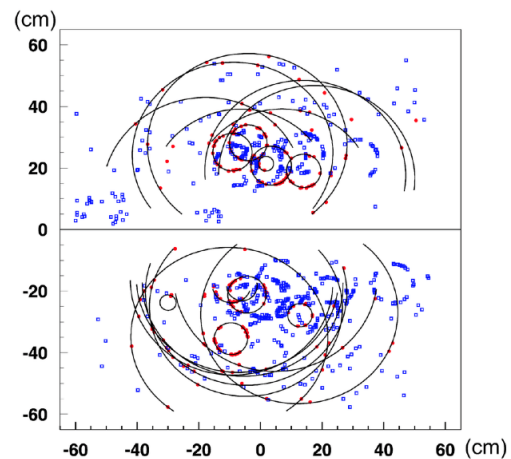
à radiateur solide et gazeux

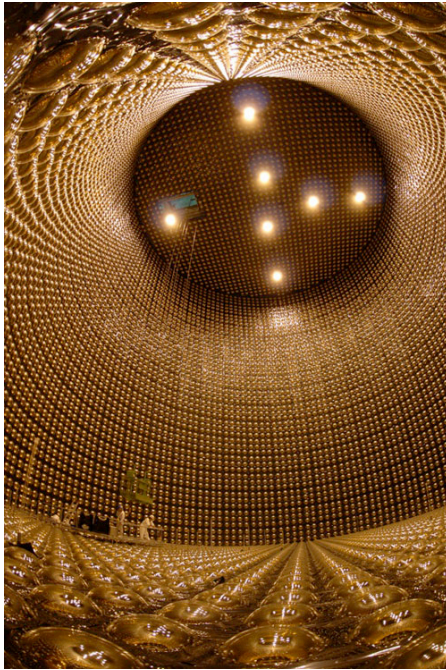


combinaison des mesures du traceur (momentum) et du RICH (Cherenkov angle) → identification

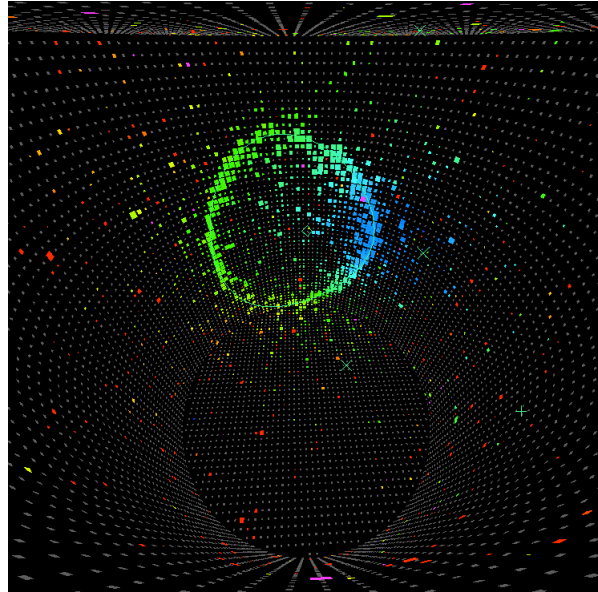
LHCb RICH

Réponse des photo-détecteurs pour un événement typique



Expérience oscillation neutrinos K2K

tank cylindrique rempli d'eau (1k tonne)
(39.3 m diamètre - 41.4 m hauteur)
11000 tubes photomultiplicateurs



Chapitre 7

Quarks et leptons : les constituants de la matière

7.1 Les hadrons et le nombre quantique de couleur

Le modèle des quarks apporte avec lui des nouvelles difficultés à aborder (voir chapitre 3.10). En particulier la structure de certains hadrons, comme le $\Delta^{++}(uuu)$, le $\Delta^{-}(ddd)$ ou le $\Omega^{-}(sss)$, semble en contradiction avec le principe d'exclusion de Pauli. Pour lever cette contradiction, un nouveau nombre quantique, ad hoc, est introduit : la couleur. Chaque quark porterait une charge de couleur, rouge (r), bleu (b) ou vert (v), et chaque antiquark une anticouleur. On peut former des ensembles neutres de couleur, soit "blanc", en combinant les trois couleurs ou en associant une couleur et son anticouleur. Cela permet de rendre compte de la portée limitée des interactions fortes.

Ainsi, par exemple les trois quarks u du Δ^{++} porteraient des nombres quantiques de couleur différents :

$$\Delta^{++} = (u_r u_b u_v) \quad (7.1)$$

Tous les hadrons sont neutres de couleur, les baryons par combinaison des 3 couleurs et les mésons par combinaison couleur anticouleur.

La couleur n'a ici rien à voir avec les couleurs perçues par l'oeil humain pour de la lumière à certaines fréquences. L'analogie est utilisée pour obtenir une combinaison de trois valeurs donnant une valeur neutre, comme le mélange des trois couleurs fondamentales forme du blanc pour le cerveau des humains.

Cette idée a priori très naïve va s'avérer être porteuse et est à la base de la chromodynamique quantique qui constitue un des plus grands succès de la physique.

La communauté scientifique de l'époque est sceptique (y compris les auteurs du modèle des quarks) sur l'existence des quarks. Ils n'y voient qu'un artefact théorique. Il faudra attendre la réalisation de faisceaux d'électrons à des énergies de plusieurs dizaines de GeV pour les mettre en évidence (voir ci-dessous).

7.2 Un 4ème quark : le charme

En 1974, alors que règne un certain scepticisme concernant le modèle des quarks, un nouveau méson lourd (près de 3000 MeV) et neutre est découvert par deux laboratoires de façons indépendantes et simultanées (l'annonce des découvertes est faite le même jour) :

1) à Brookhaven, la particule baptisée J est mise en évidence dans des collisions de proton de 28,5 GeV sur une cible de béryllium. Un pic étroit est reconstruit sur la distribution de la masse invariante des paires e^+e^- (voir slide VII-7) :

$$p + Be \rightarrow J + \text{hadrons} \quad (7.2)$$

$$\hookrightarrow e^+e^-$$

2) au collisionneur circulaire e^+e^- , SPEAR du SLAC (Californie), le Ψ est découvert (voir slides VII-8 et 9) :

$$e^+e^- \rightarrow \Psi \rightarrow \text{hadrons (86\%)} \quad (7.3)$$

$$\hookrightarrow e^+e^- \text{ (7\%)}$$

$$\hookrightarrow \mu^+\mu^- \text{ (7\%)}$$

La particule fut donc rebaptisée J/Ψ . L'étréitesse du pic correspond à un temps de vie de 10^{-20} s, il ne peut donc pas s'agir d'une nouvelle excitation hadronique. L'explication est venue du modèle des quarks : le J/Ψ est composé d'une paire d'un nouveau type de quarks, le charme

$$J/\Psi = \{c, \bar{c}\}.$$

La valeur de sa section efficace indique que le quark charmé est de charge électrique $2/3$. Le prix Nobel de physique fut attribué en 1976 pour cette découverte aux porte-paroles des deux expériences B. Richter (SLAC) et S. Ting (Brookhaven).

Le J/Ψ est le plus léger des états $c\bar{c}$ dans la famille dite du *charmonium*.

Comme pour l'étrangeté, le nombre quantique de charme est conservé dans les interactions fortes, les interactions électromagnétiques, mais ne doit pas être conservé dans les interactions faibles.

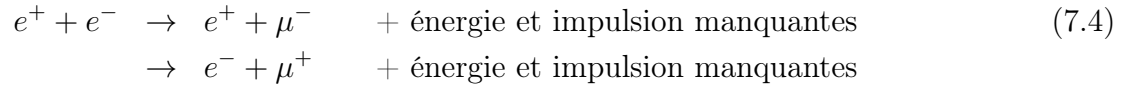
L'existence de ce quatrième quark avait été prédite par S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani par ce qui est appelé le mécanisme de GIM (voir slide VII-11). Il se base sur le fait que la désintégration $K^0(s\bar{d}) \rightarrow \mu^+\mu^-$ est non nulle mais très défavorisée (taux de branchement de $6.87 \cdot 10^{-9}$) par rapport aux autres modes de désintégration du K^0 . Cette désintégration se réalise par un diagramme en boîte dans laquelle deux W sont échangés ainsi qu'un quark u entre les quarks s et \bar{d} du K^0 . L'introduction d'un nouveau quark permet un nouveau diagramme qui annule le précédent sauf en la dépendance en la masse. Il en résulte donc un taux de branchement dépendant de la différence des masses au carré de ces deux quarks.

Par la suite un grand nombre d'autres hadrons charmés furent découverts, en accord avec le modèle des quarks (pour 4 quarks), venant compléter des nouveaux multiplets basés cette fois sur SU(4) (voir slides VII-12, 13 et 14).

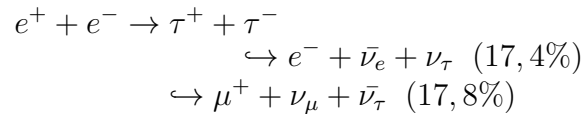
7.3 La 3ème génération

7.3.1 Une troisième famille de leptons : le tau (τ) et son neutrino

En 1975, au SLAC le SPEAR fonctionne à une énergie dans le système du centre de masse $\sqrt{s} \simeq 3,6$ GeV. On y observe des événements du type :



qui ne conservent pas les nombres quantiques leptoniques électronique et muonique ! L'interprétation qui en sera donnée repose sur l'existence d'un troisième lepton chargé, le τ (tau). La réaction devenant alors (exemple) :



Celle-ci suppose l'existence d'un troisième neutrino, le neutrino tau : ν_τ . Le lepton τ peut également se désintégrer dans différents modes hadroniques (64,8 %) car sa masse (1777 MeV) est supérieure à celle de deux pions. La figure de la slide VII-15 présente le premier relevé des données portant le nombre d'événements avec électron ou muon en fonction de la fraction de l'énergie totale (divisée par deux) qu'ils emportent et le compare aux distributions attendues pour deux modèles de désintégration à deux corps et un à trois corps (seule en accord).

Il existe donc une troisième famille, ce qui n'était pas attendu.

En 1992, les données du LEP ont pu confirmer qu'il devait y avoir trois et uniquement trois saveurs de neutrinos (qui se couplent au boson Z) (voir slide VII-16) en mesurant la largeur totale du pic du Z . Cette largeur totale reflète le temps de vie qui dépend de l'ensemble de tous les modes de désintégrations (visibles et invisibles).

La détection (directe) du neutrino τ viendra 25 ans après la découverte du τ , en l'an 2000, à FermiLab dans l'expérience DONUT (voir slide VII-17) utilisant le faisceau de proton du TeVatron. Des protons de 800 GeV sont envoyés sur une cible, produisant notamment des mésons charmés dont certains vont se désintégrer en donnant un ν_τ . Un épais blindage de fer et de ciment permet d'arrêter l'ensemble des particules produites hormis les neutrinos (dont seuls 5% sont des ν_τ) et une bonne partie des muons. Des plaques d'émulsion sont placées à la sortie du blindage, permettant de détecter, dans de très rares cas, l'interaction d'un ν_τ produisant un τ laissant une trace dans l'émulsion avant de se désintégrer.

La découverte fut proclamée sur base de la détection de 4 événements ν_τ sur un total de 203 ν et pour un bruit de fond attendu de 0,34 événements.

Si il y a 3 familles de leptons, y aurait-il aussi 3 familles de quarks ? Il n'y a pas d'argument scientifique allant dans ce sens, si ce n'est un argument esthétique de symétrie.

7.3.2 La quark de beauté

En 1977, au FNAL, un nouveau méson neutre est mis en évidence : l'upsilon, Υ , d'une masse de 9460 MeV (voir slide VII-18). Il est composé d'une paire de quarks de beauté, b (de charge électrique $-1/3$) :

$$\Upsilon = \{b, \bar{b}\}.$$

La découverte reposait sur la mesure de la masse invariante de l'état final hadronique. Peu après l'expérience PLUTO à DESY a étudié de près les différents modes de désintégration (dont les modes leptoniques).

Comme l'étrangeté et le charme, le nombre quantique de beauté est conservé dans les interactions fortes, les interactions électromagnétiques, mais ne doit pas être conservé dans les interactions faibles.

Différents hadrons comportant de la beauté ont été découverts par la suite (voir quelques exemple sur la slide VII-18), en accord avec le modèle des quarks à 5 saveurs.

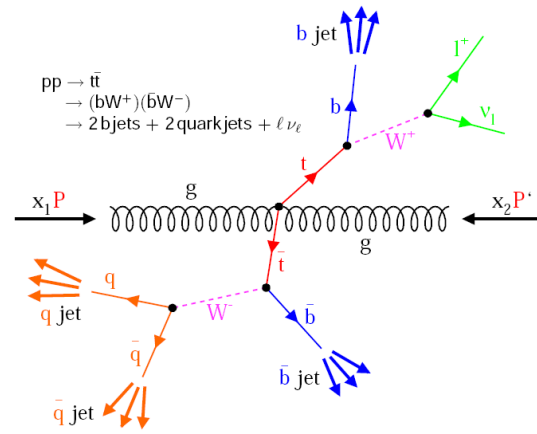
7.3.3 Le quark top

Il fallut attendre près de 20 ans après la découverte de la beauté pour mettre en évidence l'existence du quark top (t , de charge $2/3$). L'insuccès est dû à sa masse élevée : 174 GeV (40 fois celle du quark b). Il a donc fallu que la technologie des accélérateurs progresse suffisamment pour atteindre des énergies suffisantes. De plus la très grande différence de masse entre le t et le b rend le t très instable et tel que son temps de vie est inférieur au temps de formation typique d'un hadron, et en particulier celui d'un méson $t\bar{t}$ (un tel méson n'a jamais été observé). La découverte du top n'a donc pas pu reposer sur la détection d'un nouveau méson, mais sur la détection d'un état final comportant une topologie particulière. Un exemple de diagramme de production de quark top est illustré à la figure 7.3.3. Soit l'annihilation d'un quark et d'un antiquark, soit la fusion de deux gluons (cas choisi dans notre figure), issus des protons des faisceaux, crée une paire top-antitop (t, \bar{t}). Le quark top se désintègre presque à 100% en un quark b , en émettant un boson W . Les quarks b donnent des jets et les bosons W se désintègrent soit en mode leptonique (un lepton chargé et son neutrino) soit en une paire de quarks. Une topologie importante attendue de l'état final correspond donc à exiger la présence dans l'état final de :

- 1 jet issu d'un quark b (identifié soit par son vertex secondaire soit par la présence d'un muon dans le jet)
- 3 autres jets
- 1 muon isolé
- de l'impulsion manquante dans le plan transverse, correspondant à la présence d'un neutrino.

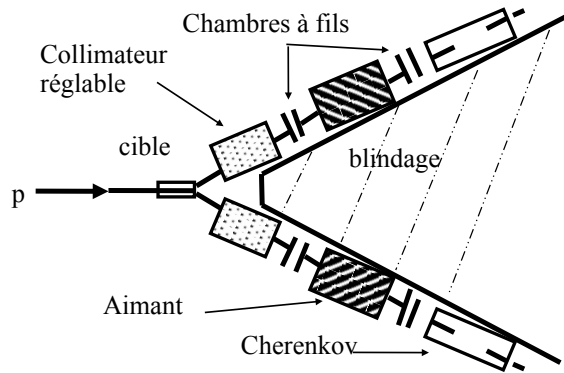
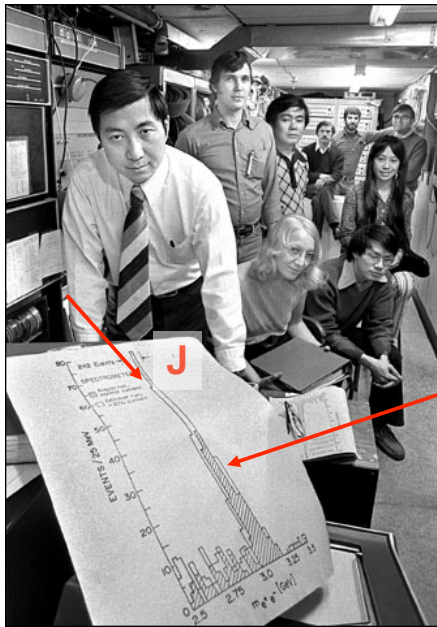
Remarquons que demander deux jets issus de quark b diminuerait la contamination du bruit de fond, mais l'identification de ces jets n'est pas très efficace. Un compromis a donc été fait entre pureté de l'échantillon et abondance statistique.

C'est la comparaison entre le signal mesuré et la simulation (comprenant le quark top dont la masse est ajustée pour décrire au mieux les données expérimentales) qui permet de mettre en évidence la nouvelle contribution des événements ayant cette topologie. Un excès d'événements par rapport au bruit de fond fut observé par les deux expériences du TeVatron, D0 et CDF - voir slide VII-19 - compatible avec les résultats d'une simulation qui supposait l'existence du quark t avec une masse de 174 GeV (histogramme jaune).



2. Un 4ème quark : le quark c: J (1974)

Brookhaven



Observation d'un pic dans la distribution de masse invariante du système e^+e^- , centré à $3,1 \text{ GeV}/c^2$.

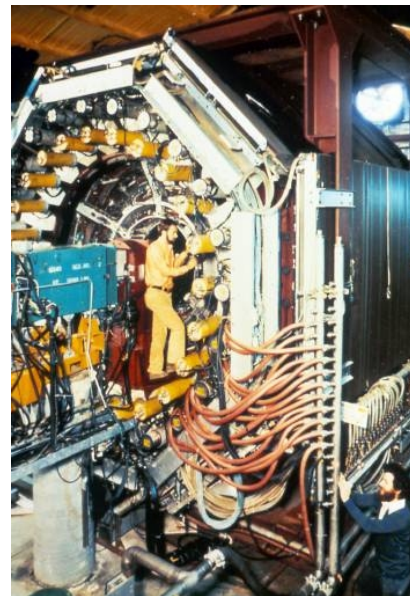
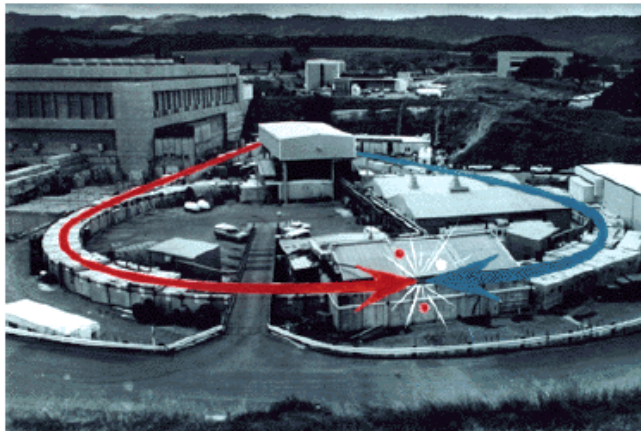
La faible largeur du pic, compatible avec la résolution de l'appareil, signale un temps de vie beaucoup plus long que pour les habituelles résonances (IF).

Un 4ème quark : le quark c: ψ

Expérience auprès du collisionneur e^+e^- de SLAC (était circulaire à l'époque) : mesure de la section efficace du processus

$$e^+ + e^- \rightarrow X$$

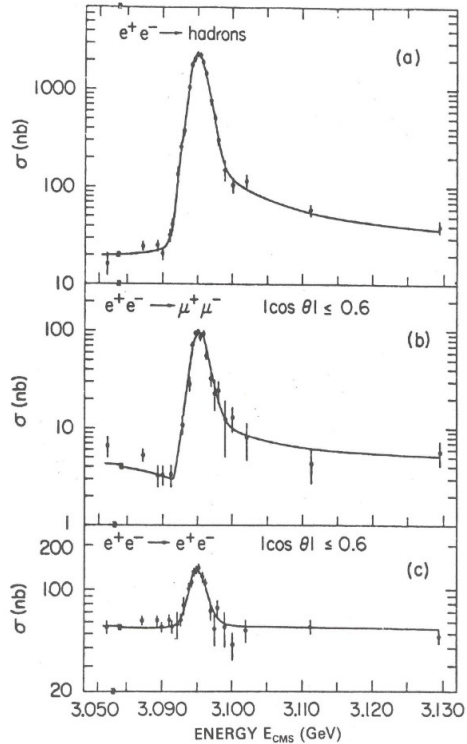
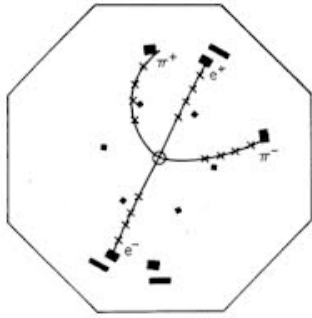
Accélérateur – collisionneur e^+e^- SPEAR circ 240m



Détecteur "MARK I" photo

Un 4ème quark : le quark c

masse du ψ : $(3,105 \pm 0,003)$ GeV



PHYS-F305 - L. Favart - Chapitre VII

9

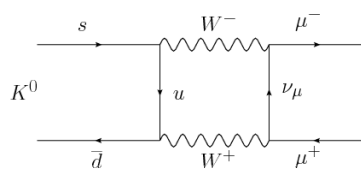
le quark c : prédiction - mécanisme de GIM

Existence prédite par S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani

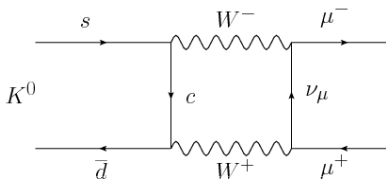
Basé sur l'observation de la désintégration du :

$$K^0(s\bar{d}) \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

dont le branchement est très petit
mais non-nul : $6.87 \cdot 10^{-9}$



L'introduction d'un nouveau quark permet un nouveau diagramme qui annule le précédent sauf en la dépendance en la masse

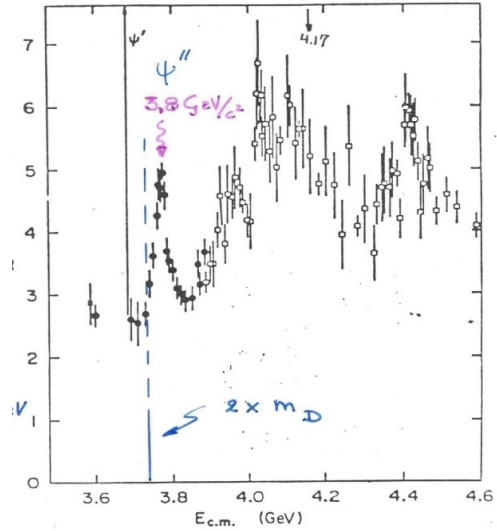
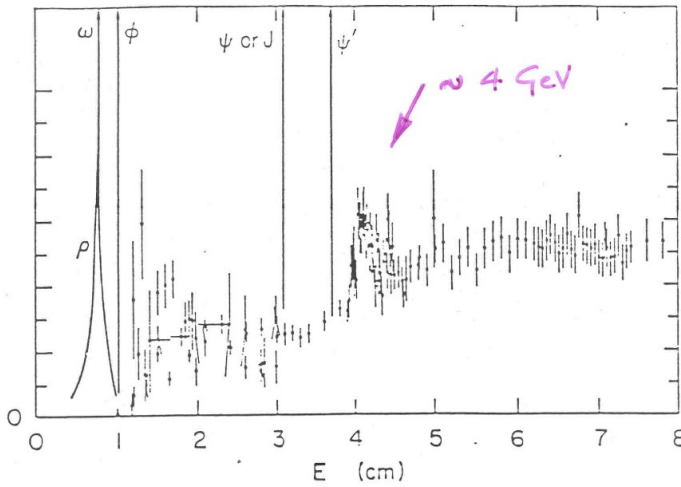


→ somme des deux diagramme $\sim m_c^2 - m_u^2$

PHYS-F305 - L. Favart - Chapitre VII

11

- Les états excités de charmonium
- Des états excités du J/ψ constitués d'une paire $c\bar{c}$, appelés "charmonium", furent aussi observés aux collisionneurs e^+e^- :



PHYS-F305 - L. Favart - Chapitre VII

3. Un autre lepton: troisième famille (1975)

Découverte du lepton τ

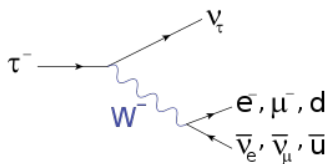
$$e^+ + e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\mp + \text{impulsion manquante}$$

interprétée comme :

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$$

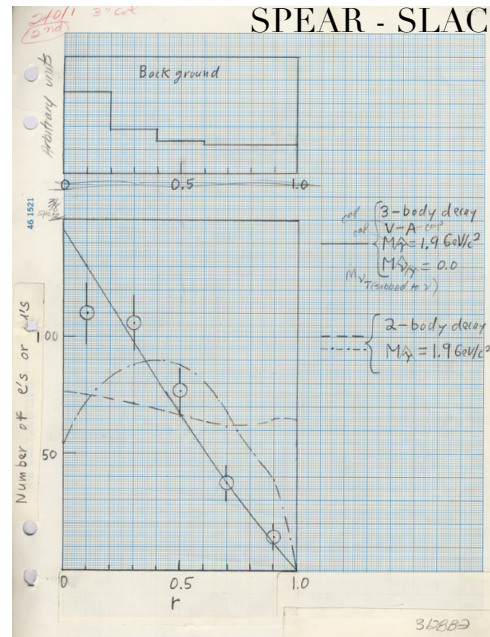
$$\hookrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau \quad (17,4\%)$$

$$\hookrightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau \quad (17,8\%)$$



existe-t-il un ν_τ ?

$$m_\tau = 1777 \text{ MeV}$$

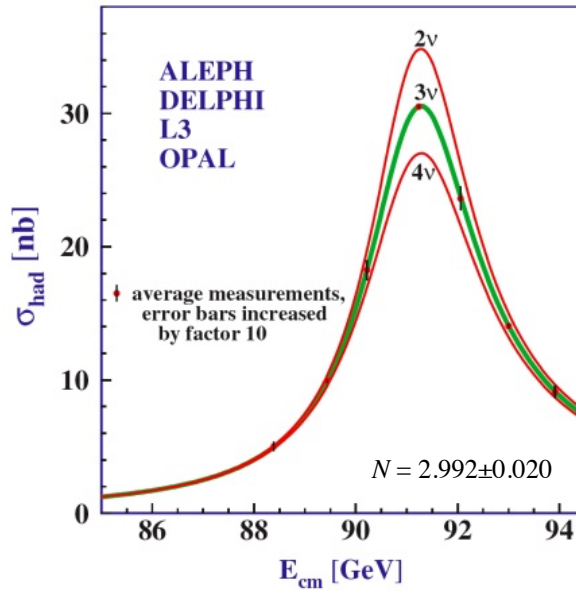


$$\tau_\tau = 2.9 \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

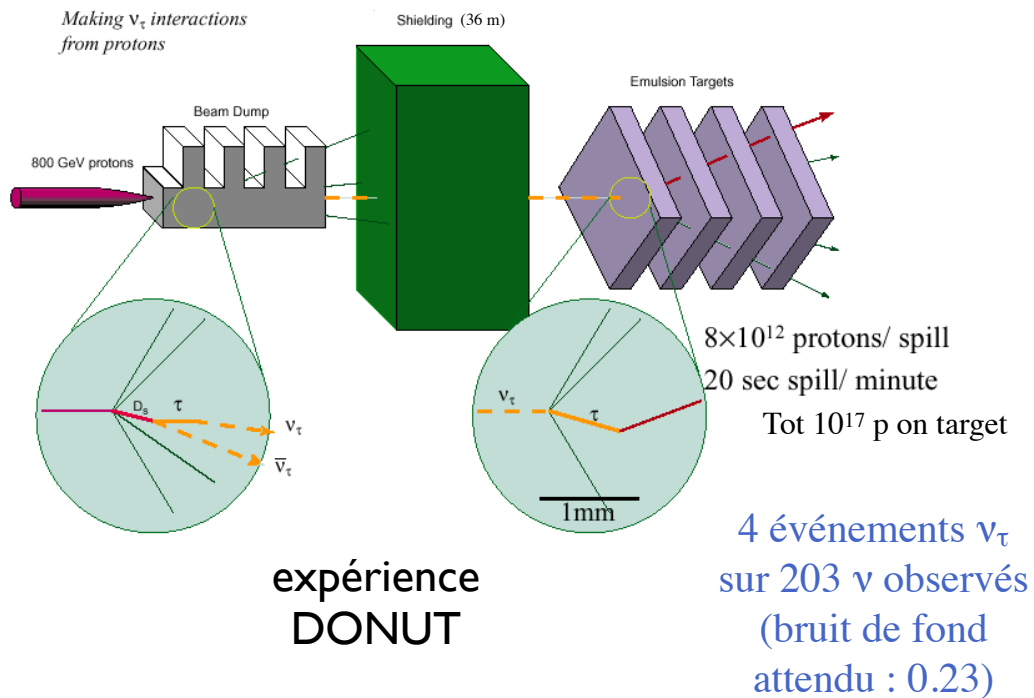
PHYS-F305 - L. Favart - Chapitre VII

Confirmation indirecte du ν_τ (LEP – 1992)

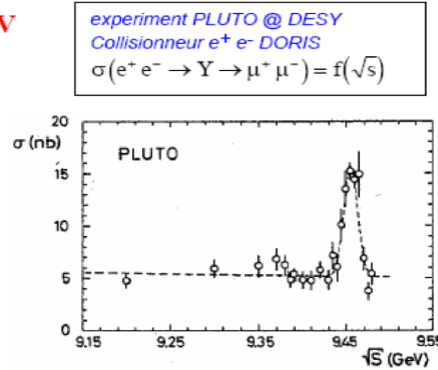
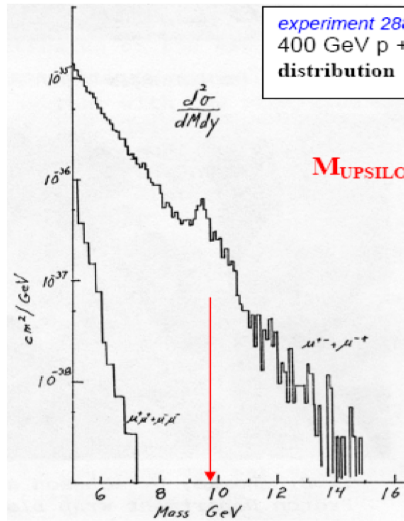
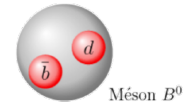
La mesure de la largeur totale (Breit-Wigner) du Z, au LEP, prouve qu'il n'y a que 3 familles de neutrinos



Observation directe du ν_τ (FNAL – 2000)



Découverte du quark b (1977)



1981 : premier baryon "beautiful" : $\Lambda_b(5461) = udb$ ($\tilde{B} = -1$)
 1983 : premiers mésons de beauté $B^0 = d\bar{b}$ et $B^+ = u\bar{b}$ ($\tilde{B} = +1$)
 $\bar{B}^0 = b\bar{d}$ et $B^- = b\bar{u}$ ($\tilde{B} = -1$)

Masses $\approx 5,3$ GeV
 Temps de vie $\approx 10^{-12}$ s

⇒ bottom strange mesons : $B_s^0(5370) = s\bar{b}$ $\bar{B}_s^0(5370) = \bar{s}b$
 ⇒ bottom charmed mesons : $B_c^+(6400) = c\bar{b}$ $B_c^-(6400) = \bar{c}b$

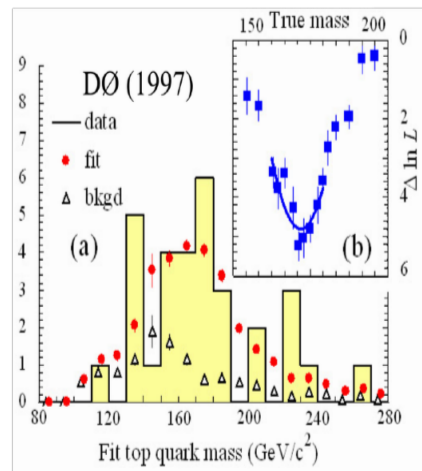
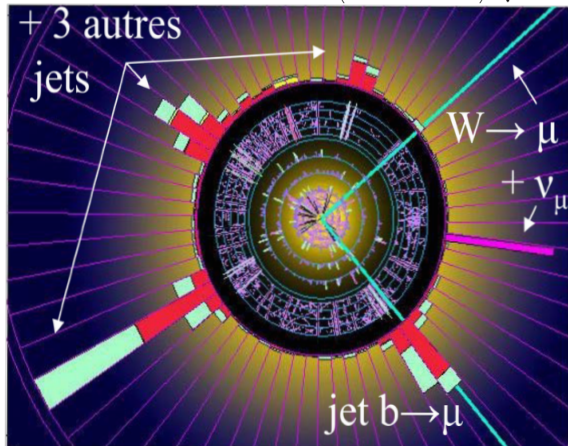
Temps de vie $\approx 10^{-12}$ s

Découverte du quark t (1995)

20 ans plus tard...

- le quark t est extraordinairement massif, $m_t \sim 174 \text{ GeV}/c^2 \sim 40 \times m_b$
- le temps de vie du quark t est extrêmement court ce qui l'empêche de former des états liés; apparemment, il n'y a ni méson top ni baryon top.

CDF et D0 au TeVatron (Fermilab) $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$



Chapitre 8

Modélisation des interactions fondamentales

8.1 Théorie des perturbations

Une interaction entre particules est comprise comme le passage d'un état initial, Ψ_i , vers un état final, Ψ_f , à un temps $t = 0$ et caractérisée par une probabilité de transition. Ci-dessous nous utiliserons une approche quantique non-relativiste.

Soit Ψ_i , un état stationnaire d'énergie E (pour tout $t < 0$). E est un état propre de l'Hamiltonien libre du système \mathcal{H}_0 . Factorisons la dépendance temporelle :

$$\Psi_i = \Phi_m(x) e^{-iE_m t/\hbar} \quad (8.1)$$

où les fonctions $\Phi_m(x)$ représentent un ensemble de fonctions propres de \mathcal{H}_0 et ne dépendent pas du temps :

$$\mathcal{H}_0 \Phi_m = E_m \Phi_m \quad (8.2)$$

Une transition vers un état final est causée par un potentiel, U , effectif pour $t \geq 0$, lui même lié à une énergie potentielle, V , par une constante de couplage, g_0 :

$$V = g_0 U \quad (8.3)$$

Pour $t \geq 0$, on peut écrire de façon générale, la fonction d'onde comme une superposition des états possibles :

$$\Psi(t) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n(t) \Phi_n e^{-iE_n t/\hbar} \quad (8.4)$$

Les coefficients $c_n(t)$ donnent l'amplitude de probabilité de trouver le système dans un état Φ_n .

- à $t = 0$, $c_m(0) = 1$ et $c_n(0) = 0 \forall n \neq m$
- à $t \geq 0$, Ψ satisfait :

$$\mathcal{H}\Psi = (\mathcal{H}_0 + V)\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (8.5)$$

or, en dérivant les deux dépendances temporelles de Ψ , on trouve :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = i\hbar \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{d}{dt} c_n(t) \right) \Phi_n e^{-iE_n t/\hbar} + i\hbar \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-iE_n)}{\hbar} c_n(t) \Phi_n e^{-iE_n t/\hbar} \quad (8.6)$$

et d'autre part :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \sum_{n=0}^{\infty} E_n c_n(t) \Phi_n e^{-iE_n t/\hbar} + \sum_{n=0}^{\infty} V c_n(t) \Phi_n e^{-iE_n t/\hbar} \quad (8.7)$$

en multipliant par le complexe conjugué de Ψ , Ψ^* et sachant que :

$$\int \Phi_k^* \Phi_n d^3x = 0 \quad \forall k \neq n \quad \text{et} \quad \int \Phi_k^* \Phi_k d^3x = 1 \quad (8.8)$$

on obtient :

$$i\hbar \frac{d}{dt} c_k(t) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n(t) \mathcal{M}_{nk} e^{-iE_n t/\hbar} \quad (8.9)$$

où l'élément de matrice \mathcal{M}_{nk} :

$$\mathcal{M}_{nk} = \int \Phi_k^* V \Phi_n d^3x \quad (8.10)$$

correspond à la probabilité de transition de l'état n vers l'état k .

En théorie des perturbations, on suppose que l'interaction est de faible intensité, et que l'on peut négliger la probabilité d'avoir deux transitions. De plus, seules les transitions directes sont considérées. On a donc :

$$c_m(t) \simeq 1 \quad \text{et} \quad c_n(t) \simeq 0 \quad \forall n \neq m \quad (8.11)$$

$$\Rightarrow \sum_{n=0}^{\infty} c_n(t) \mathcal{M}_{nk} \simeq c_m(t) \mathcal{M}_{mk} \quad (8.12)$$

En intégrant sur le temps :

$$c_k(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_0^t \mathcal{M}_{mk} e^{-i(E_m - E_k)t'/\hbar} dt' = \mathcal{M}_{mk} \frac{e^{-i(E_m - E_k)t/\hbar} - 1}{E_m - E_k} \quad (8.13)$$

En général, l'état final correspond à une superposition d'états finals. Rien que les états de spins sont déjà multiples, mais plus encore si l'état final est multiple. Prenons l'exemple de la désintégration d'un kaon neutre en trois pions, $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. L'énergie totale de l'état final est fixée et égale à celle de l'état initial, mais elle peut être répartie entre les trois pions de multiples manières.

La probabilité de transition totale par unité de temps vers un des états possibles, W_{if} , est donnée par la somme du carré des probabilités d'amplitudes des différents états finals possibles. Etant donné la multitude des états d'énergie possibles, faiblement espacés, en pratique on passe d'une somme à une intégrale sur l'énergie :

$$W_{m \rightarrow k} = \frac{1}{t} \sum_k |c_k(t)|^2 \quad \rightarrow \quad \frac{1}{t} \int_{E_{min}}^{E_{max}} |c_k(t)|^2 \frac{dN}{dE} dE \quad (8.14)$$

La somme sur des états discrets est remplacée par une intégrale sur des états continus d'énergie, en multipliant par dN/dE qui est la densité d'états par unité d'énergie. En remplaçant c_k :

$$W_{m \rightarrow k} = \frac{1}{t} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \left| \mathcal{M}_{nk} \frac{1 - e^{-i(E_m - E_k)t/\hbar}}{E_m - E_k} \right|^2 \frac{dN}{dE} dE \quad (8.15)$$

En posant $x = (E_m - E_k)t/2\hbar$ on obtient :

$$W_{m \rightarrow k} = \frac{2}{\hbar} |\mathcal{M}_{km}|^2 \int_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{\sin^2(x)}{x^2} \frac{dN}{dE} dx \quad (8.16)$$

La fonction $\sin^2(x)/x^2$ est sensiblement différente de zéro seulement entre $-\pi$ et $+\pi$ (90% de l'intégrale)¹. Dans ce domaine, on peut supposer dN/dE indépendant du temps. D'autre part, $x_{max} \gg \pi$ et $x_{min} \ll -\pi$. Dès lors, on peut écrire :

$$W_{m \rightarrow k} = \frac{2}{\hbar} |\mathcal{M}_{km}|^2 \frac{dN}{dE} \quad (8.17)$$

C'est la seconde règle d'or de Fermi classique. Elle indique que la probabilité de transition s'exprime comme le produit de l'amplitude de transition au carré, qui dépend du potentiel d'interaction, et d'un terme qui traduit la densité d'états finals possibles, souvent appelé facteur d'espace de phase. Une règle similaire s'obtient dans le cas de la mécanique quantique relativiste

8.1.1 Propagateur et transfert d'impulsion

Considérons une particule libre dans l'état initial, de charge g_0 , possédant une énergie déterminée, diffusée par un potentiel $U(\vec{r})$. L'énergie potentielle est donnée par $V(\vec{r}) = g_0 U(\vec{r})$. Pour une transition d'un état initial i vers un état final f , nous pouvons écrire :

$$\mathcal{M}_{if} = g_0 \int \Phi_i^* U \Phi_f d^3x \quad (8.18)$$

Les parties spatiales des fonctions d'onde des états initial et final s'écrivent :

$$\Phi_i = e^{i\vec{p}_i \cdot \vec{r}/\hbar} \quad \Phi_f = e^{i\vec{p}_f \cdot \vec{r}/\hbar} \quad (8.19)$$

On a donc :

$$\mathcal{M}_{if} = g_0 \int U(\vec{r}) e^{i(\vec{p}_f - \vec{p}_i) \cdot \vec{r}/\hbar} d^3x = g_0 \int U(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}/\hbar} d^3x \quad (8.20)$$

où $\vec{q} = \vec{p}_f - \vec{p}_i$ est l'impulsion échangée entre deux fermions, c'est-à-dire propagée par un boson.

Exemple : dans le cas du potentiel de Yukawa² :

$$U(\vec{r}) = U(r) = \frac{g}{4\pi r} e^{-r/R} \quad \text{avec} \quad R = \frac{\hbar}{mc} \quad (8.21)$$

En coordonnées sphériques :

$$\vec{q} \cdot \vec{r} = q r \cos(\theta) \quad (8.22)$$

$$d^3x = r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi dr \quad (8.23)$$

$$\int_0^\pi \sin(\theta) e^{i q r \cos(\theta)} d\theta = 2 \frac{\sin(qr)}{qr} \quad (8.24)$$

1. identique à la distribution d'un pic de diffraction d'ondes électromagnétique - qui est aussi un phénomène de superposition d'ondes

2. Remarquons que pour $m \rightarrow 0$ et donc $R \rightarrow \infty$, on retrouve le potentiel Coulombien, pour lequel $g = Ze/\epsilon_0$.

Ce qui donne :

$$\mathcal{M}_{if}(\vec{q}) = \mathcal{M}_{if}(q) = 4\pi g_0 \int_0^\infty U(r) \frac{\sin(qr)}{qr} r^2 dr \quad (8.25)$$

$$= g_0 g \int_0^\infty e^{-r/R} \frac{e^{iqr} - e^{-iqr}}{2iq} dr \quad (8.26)$$

$$= \frac{g_0 g}{q^2 + m^2} \quad \text{avec} \quad \hbar = c = 1 \quad (8.27)$$

Cette expression peut être interprétée comme la probabilité qu'un boson soit échangé entre les deux particules interagissant (fermions). Le point où le boson est émis ou absorbé est appelé vertex. Chaque vertex est caractérisé par des facteurs, ici les constantes de couplages $g_0 g$.

Remarque : en mécanique quantique relativiste, cette relation devient³ :

$$\mathcal{M}_{if}(q) = \frac{g_0 g}{q^2 - m^2} \quad (8.28)$$

où q le quadri-vecteur énergie-impulsion.

On remarque aisément que les échanges les plus probables sont ceux pour lesquels la valeur de q^2 est proche de m^2 . Si la masse est nulle, comme dans le cas de l'échange d'un photon, les échanges de petites virtualités seront les plus probables, comme illustré à la figure 8.1

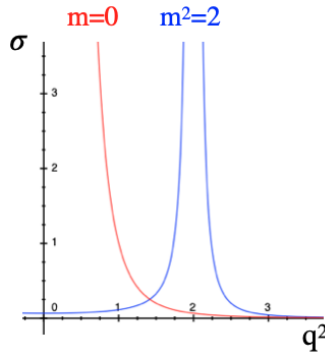


FIGURE 8.1 – Schéma illustrant la dépendance de la section efficace en la virtualité pour des échanges d'une particule dans le cas d'une masse nulle et dans le cas d'une masse m .

8.1.2 Lien avec la section efficace

Une section efficace peut être calculée ou mesurée expérimentalement. Dans certains cas, les deux sont possibles et l'accord entre les prédictions et les mesures peut alors être évalué.

Considérons une réaction du type :

$$a + b \rightarrow c + d \quad (8.29)$$

3. c'est en fait plus complexe car l'expression obtenue dépend du choix de jauge

Si n_a est la densité ($[\text{cm}^{-3}]$) de particules incidentes qui se déplacent à une vitesse v_i vers la cible b (choisie comme référentiel), le flux, Φ ($[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$), de particules incidentes est donné par :

$$\Phi = n_a v_i . \quad (8.30)$$

Remarquons que s'il n'y a qu'une seule particule incidente, dont la fonction d'onde est donnée par Ψ ($[\text{cm}^3]^{-1/2}$), le flux vaut alors $\Phi = v_i |\Psi|^2$.

Le facteur liant la probabilité d'interaction par unité de temps, W , et le flux est la section efficace, σ :

$$W = \sigma \Phi = \sigma n_a v_i \quad [\text{cm}^2][\text{cm}^{-3}][\text{cm s}^{-1}] \quad (8.31)$$

où l'on retrouve bien les dimensions de surface de la section efficace.

Si le potentiel, U , de l'interaction est connu, un calcul de la section efficace peut être mené et comparé aux mesures effectuées (c'est le cas par exemple des interactions électromagnétiques).

Regardons la cinématique et définissons les quadri-vecteurs énergie-impulsion suivant la figure 8.2. On peut accéder à la virtualité du boson échangé par l'un ou pour l'autre vertex. Par exemple :

$$Q^2 = -q^2 = -(p_a - p_c)^2 \simeq 2 E_a E_c (1 - \cos \theta) = 4 E_a E_c \sin^2 \theta / 2 \quad (8.32)$$

où l'on a négligé les masses des particules a et c et où θ représente l'angle polaire entre ces deux particules. On voit ainsi que la mesure de l'angle polaire de diffusion est une mesure de la virtualité du boson échangé. C'est bien la mesure de la dépendance en l'angle polaire de la particule diffusée

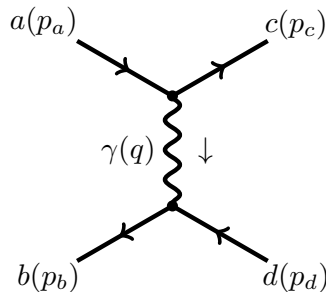


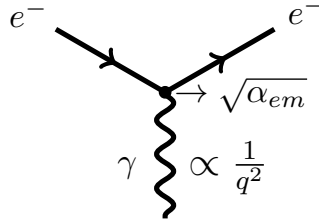
FIGURE 8.2 – Diagramme de la diffusion $a + b \rightarrow c + d$.

qui avait mis en évidence la structure atomique dans l'expérience de Rutherford (voir chapitre 3.1).

8.2 Diagrammes de Feynman

Richard Feynman a développé une méthode pour calculer les taux des processus électro-magnétiques et faibles (étendue depuis aux interactions fortes). Les diagrammes qu'il a introduits pour représenter ces interactions offrent un guide pour le calcul des sections efficaces. A l'aide de la théorie des perturbations que nous venons de voir, nous pouvons maintenant ajouter des précisions à ces diagrammes introduits au début du cours (chapitre 1.6) et utilisés tout au long du cours pour guider notre intuition.

A chaque vertex on associe un couplage et à chaque particule échangée on associe un propagateur. Cela donne par exemple dans le cas de l'électrodynamique quantique :



Les règles de Feynman permettent de calculer une amplitude de transition à partir des diagrammes. A partir de l'amplitude élevée au carré, on obtient la section efficace correspondante. Pour passer d'un diagramme dans la voie t à un diagramme dans la voie s , il suffit d'invertir $p_c \leftrightarrow -p_b$ (notations de la figure 8.2).

Dans l'approche perturbative, qui est appliquée ici, la section efficace est dominée par les diagrammes à l'ordre le plus bas en la (ou les) constantes de couplages. Les diagrammes aux ordres supérieurs correspondent aux corrections radiatives et peuvent interférer avec des diagrammes des ordres inférieurs. Un exemple de correction radiative à la diffusion d'un électron est le processus Bremsstrahlung discuté au chapitre 5.2.1. Un autre exemple est donné ci-dessous à la figure 8.3 : le processus d'annihilation d'un électron et d'un positon donnant une paire de muons : $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. L'ordre le plus bas (LO pour leading order) est en α^2 et est donné par le diagramme a élevé au carré. L'ordre suivant (NLO pour next to leading order) est en α^3 est est donné par la somme des diagrammes b, c, e et f (qui contiennent des radiations d'un photon réel) élevée au carré plus les interférences entre le diagramme a est les diagrammes possédant une correction virtuelle (d, g, h, i, j, k, l et m). Rappelons que pour qu'il y ait interférence les états initiaux et finaux doivent être les mêmes dans les deux diagrammes. Inclure des ordres supérieurs dans un calcul par exemple de section efficace représente un effort calculatoire important vu que le nombre de diagrammes augmente rapidement avec l'ordre considéré.

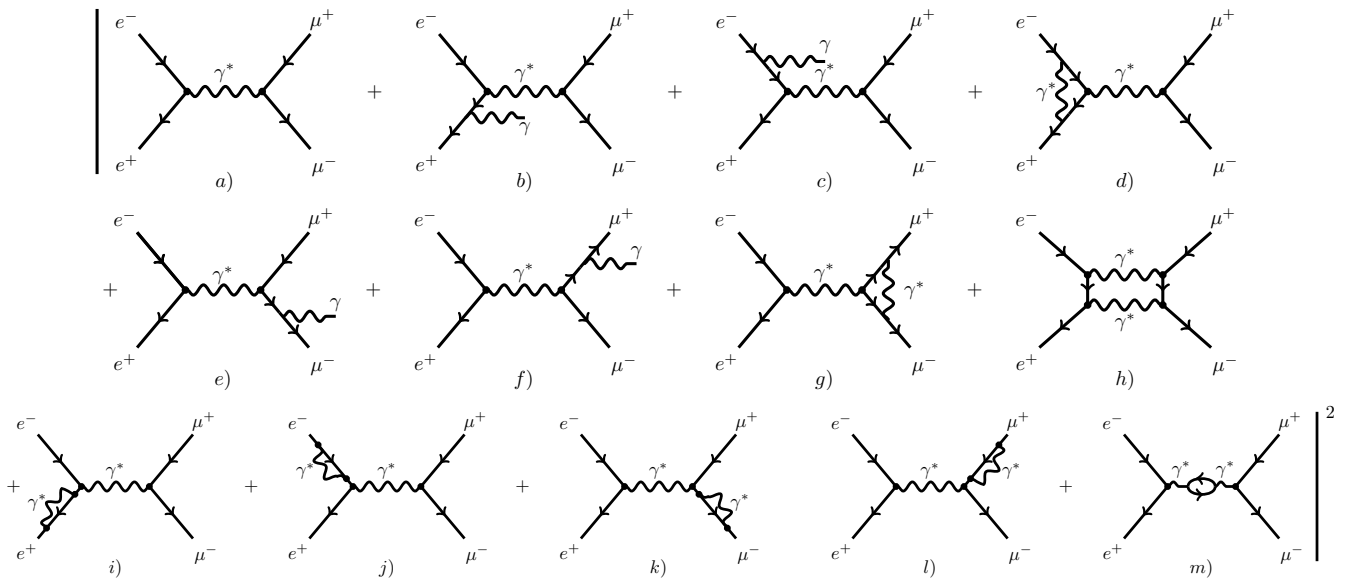


FIGURE 8.3 – Diagrammes de Feynman du processus $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ à l'ordre dominant (LO) et sous dominants (NLO). La boucle du diagramme m comprends toutes paires de fermions chargés.

8.3 La Chromodynamique Quantique

La chromodynamique quantique se propose de rendre compte des interactions fortes par l'échange de gluons. Les gluons portent une charge de couleur et une d'anticouleur. Ils possèdent 8 états de couleurs différents (ici un choix arbitraire) :

$$r\bar{b}, r\bar{v}, b\bar{v}, b\bar{r}, v\bar{r}, v\bar{b}, \frac{r\bar{r} - v\bar{v}}{\sqrt{2}}, \frac{r\bar{r} + v\bar{v} - 2b\bar{b}}{\sqrt{6}} \tag{8.33}$$

L'état neutre de couleur ($r\bar{r} + b\bar{b} + v\bar{v}$) est exclu car il réaliserait des interactions fortes à longue portée. Les gluons se couplent à toute particule possédant une charge de couleur. Le gluon étant coloré, il se couple donc aussi à lui-même, en vertex à 3 mais aussi à 4 gluons :



Comme nous l'avons vu, les hadrons sont composés de quarks (qui possèdent chacun une couleur) et sont globalement neutres de couleur, c'est ce qui rend la portée de l'interaction forte limitée bien que la masse du gluon soit nulle. Les gluons échangent de l'énergie-impulsion et des charges de couleurs entre les quarks :



Le couplage quark-gluon est indépendant de la saveur des quarks.

8.3.1 La constante de couplage forte

En plus des couplages entre gluons, une des difficultés des interactions fortes est que la constante de couplage, α_S , n'est pas très petite par rapport à l'unité. Un développement perturbatif mettra donc du temps à converger. Ou autrement dit, les termes d'ordres supérieurs sont relativement grand par rapport à l'ordre dominant. Mais bien pire encore, α_S peut, à basse énergie, devenir proche voire comparable à l'unité. Dans ce cas une approche perturbative n'a plus aucun sens, car la série perturbative ne converge plus.

Les valeurs de α_S , en fonction de l'échelle d'énergie, sont présentées à la figure 8.4. On choisit comme référence la valeur de α_S à l'énergie correspondant à la masse du boson Z , et $\alpha_S(M_Z) = 0.1185 \pm 0.00006$. La dépendance forte en l'énergie implique deux comportements asymptotiques très différents : aux énergies extrêmement élevées, la constante devient proche de zéro, c'est-à-dire que le couplage devient négligeable, c'est ce qu'on appelle la *liberté asymptotique*. Aux petites énergies, le couplage extrêmement fort implique le confinement des quarks dans les hadrons. L'échelle d'énergie nécessaire pour pouvoir appliquer une approche perturbative est $Q \gg \Lambda_{QCD}$, où Λ_{QCD} vaut quelques centaines de MeV. L'échelle d'énergie qui intervient ici est une énergie invariante de Lorentz, comme l'énergie de centre de masse, et correspond à l'inverse de l'intervalle de temps sur lequel se déroule l'interaction ou encore à la taille typique de l'interaction, $Q \sim 1/t \sim 1/r$. On peut donc voir les interactions à haute énergie comme se produisant sur un temps court et une distance courte.

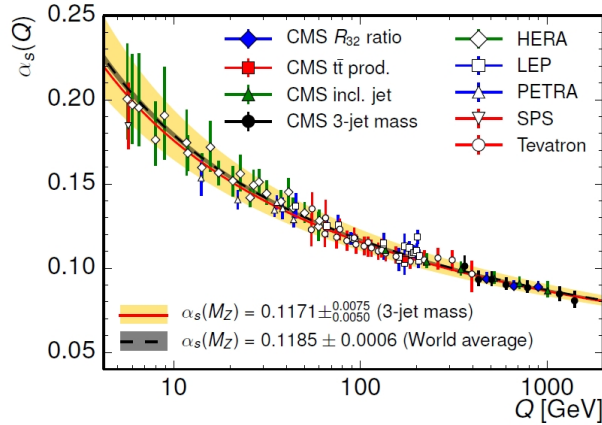


FIGURE 8.4 – Evolution de la constante de couplage des interactions fortes, α_s , avec l'échelle d'énergie.

8.3.2 Le confinement des quarks

Le potentiel de l'interaction forte dans QCD est donné par la fonction représentée à la figure 8.5a, soit une interaction du type Coulombien et répulsive à très petite distance et linéaire et attractive à grande distance. Imaginons que suite à une interaction, on donne une grande impulsion relative à un quark, dans un méson, par rapport l'antiquark - voir figure 8.5b. Quand ils sont encore à petite distance le potentiel entre eux est faible mais au fur et à mesure que la distance grandit, le potentiel augmente linéairement avec la distance (la force reste donc constante). Entre le quark et l'antiquark se forme un tube aux lignes de champ rapprochées. Quand l'énergie potentielle contenue dans ce tube est supérieure à la masse de deux quarks, une nouvelle paire de quark-antiquark est créée. Ainsi nous sommes passé d'un état à un méson à un état à deux mésons. C'est ce qu'on appelle le processus de fragmentation des quarks. Il réalise la production de nouveaux quarks tout en les gardant, sur un temps long ($t > 1/\Lambda_{QCD}$), tous confinés dans des hadrons. Si l'impulsion relative entre deux des quarks d'un des mésons est grande le processus de fragmentation se poursuivra.

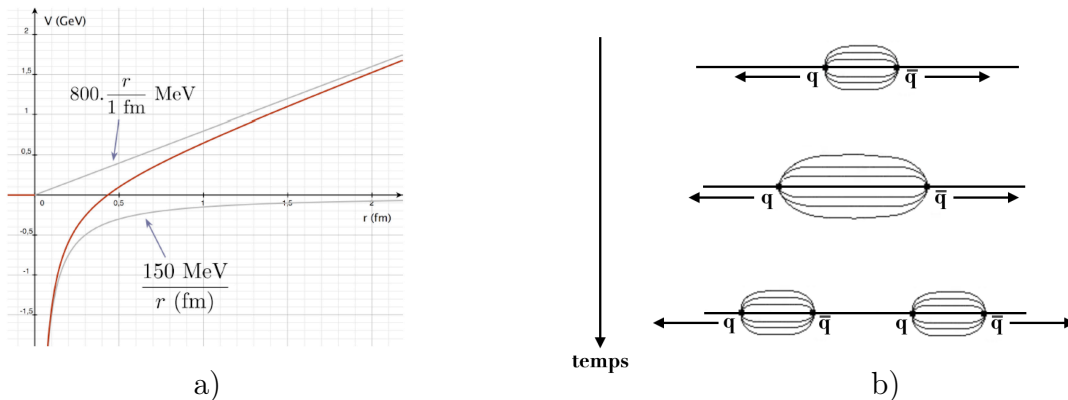


FIGURE 8.5 – a) Potentiel de QCD entre deux quarks en fonction de la distance. b) Schéma illustrant la fragmentation des quarks et leur confinement.

Lors d'interactions à haute énergie, un grand nombre de quarks sont créés. Ils sont produits principalement dans un cône autour du quark (ou gluon) initial par fragmentation et s'assemblent pour former des hadrons. Cet ensemble hadronique est appelé un jet de hadrons. La figure 8.6

montre deux événements de collisions $e^+ + e^-$ donnant 2 et 3 jets de l'expérience TASSO auprès de l'accélérateur PETRA à Hambourg ($\sqrt{s} = 30$ GeV). C'est grâce aux mesures des événements 3 jets, que TASSO a mis en évidence l'existence des gluons en 1984.

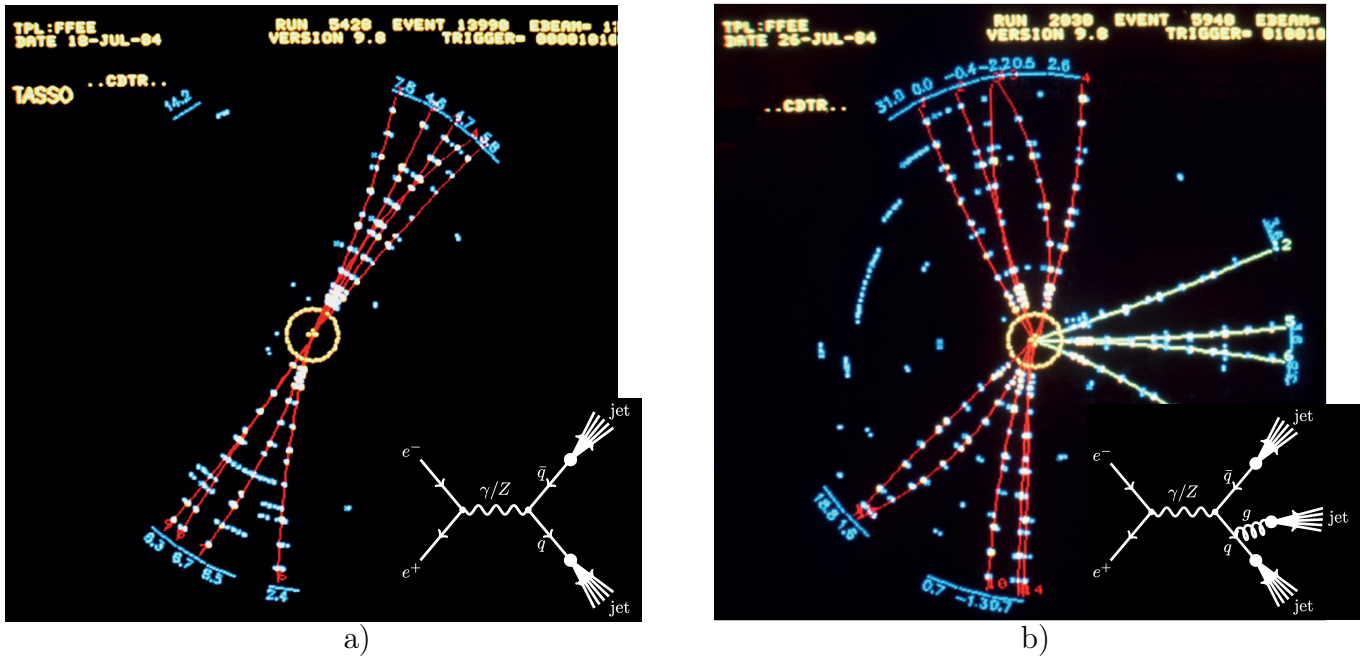


FIGURE 8.6 – Événements de l'expérience TASSO de collisions $e^+ + e^-$. a) Événement à 2 jets dans l'état final. b) Événement à 3 jets. Les diagrammes correspondants sont également montrés.

8.3.3 Les désintégrations fortes

Comme nous l'avons vu au début du cours les désintégrations dues à l'interaction forte ont un temps de vie de l'ordre de 10^{-23} s. Elles ne concernent que les processus qui ne possèdent qu'un hadron dans l'état initial et des hadrons dans l'état final. Il n'y a jamais de changement de saveur. Leur représentation sous forme de diagramme peut aider à visualiser le processus, mais il ne peut pas servir à calculer le temps de vie, car (à moins que le hadrons possède des quarks lourds) l'échelle d'énergie associée, donnée par la masse du hadron, est telle que l'on est dans le domaine non-perturbatif. A titre d'exemples, la figure 8.7 présente deux diagrammes correspondants aux désintégrations du $\rho \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ et $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$. Dans chaque cas un seul des diagrammes possibles est présenté. Pour le méson ρ , nous avons pris ici l'état $u\bar{u}$, il faut en plus considérer l'état $d\bar{d}$ puisque ce méson est un mélange des deux. De plus, pour le ρ comme pour le Δ^{++} , il faut considérer les diagrammes pour lesquels le gluon est attaché aux autres quarks.



FIGURE 8.7 – Désintégration du méson ρ et du Δ^{++} . Seul un des diagrammes possibles est présenté.

8.3.4 Charge électrique des quarks

Un test particulièrement probant de la charge électrique des quarks est la mesure du rapport des sections efficaces hadronique sur muonique dans les collisions $e^+ + e^-$, en fonction de l'énergie dans le système du centre de masse (\sqrt{s}) - voir figure 8.8.

La section efficace hadronique (numérateur) vient obligatoirement de la production de deux quarks car tous les hadrons proviennent de quarks et on ne peut pas produire (par conservation de la charge électrique et de la saveur) moins de deux quarks. Si l'on néglige l'interaction entre ces deux quarks, le rapport R peut être obtenu à partir du rapport des deux diagrammes montrés dans la figure 8.8, élevés au carré. Ces deux diagrammes ne diffèrent que par la charge électrique du vertex de droite. On peut donc s'attendre à avoir pour une saveur de quarks (q) :

$$R_q = \frac{N_c Q_e^2 Q_q^2}{Q_e^2 Q_\mu^2} = N_c Q_q^2 \tag{8.34}$$

où N_c est le nombre de couleurs (les quarks produits peuvent avoir 3 couleurs différentes, $N_c = 3$) et où la charge électrique des muons $Q_\mu = 1$. En fonction de \sqrt{s} , il faut considérer les différentes saveurs de quarks qui peuvent être créées.

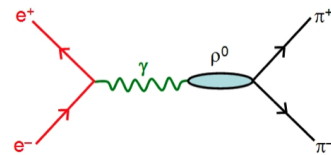
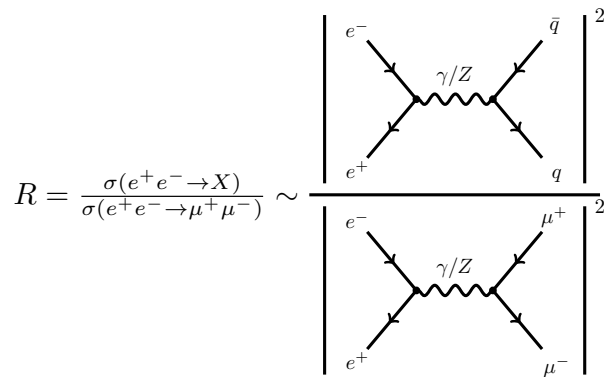
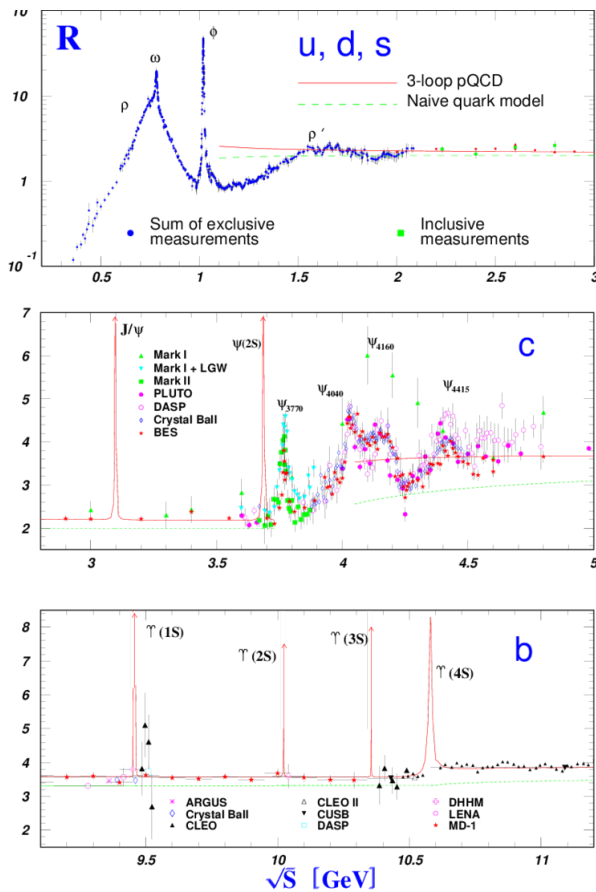


FIGURE 8.8 – A gauche) Rapport des sections efficaces $e^+ + e^- \rightarrow X$ sur $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ en fonction de l'énergie dans le système du centre de masse. X représente n'importe quel hadron ou ensemble de hadrons. A droite) lien entre le rapport et les diagrammes correspondants et en dessous diagramme représentant la production d'une résonance, ici le méson ρ^0 .

En dessous du seuil de production du $J/\Psi = \{c, \bar{c}\}$, seuls les quarks u, d, s contribueront :

$$R(\sqrt{s} < 3\text{GeV}) = \sum_q N_c Q_q^2 = N_c [Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2] = 3 [(2/3)^2 + (-1/3)^2 + (-1/3)^2] = 2 \quad (8.35)$$

Ce qui est bien en accord avec les valeurs mesurées en dehors des pics des résonances, c'est-à-dire là où les interactions entre les deux quarks initiaux peuvent être négligées.

Entre le pic du J/Ψ et celui du $\Upsilon = \{b, \bar{b}\}$ (et loin des pics de résonances), il faut rajouter le quark charmé. Au delà du Υ , il faut rajouter le quark de beauté :

$$R(\sqrt{s} > 10.7\text{GeV}) = 3 [(2/3)^2 + (-1/3)^2 + (-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2] = 33/9 = 11/3 \quad (8.36)$$

Ces différentes valeurs sont montrées sur la figure 8.8 par la ligne verte qui est en très bon accord avec les mesures étant donné les approximations faites et également très proches d'un calcul beaucoup plus sophistiqué de QCD au troisième ordre en α_s représenté par la courbe rouge. Ces résultats sont donc en très bon accord avec les charges électriques des quarks attribuées sur base d'arguments de symétries et de spectroscopie.

Quand \sqrt{s} correspond à la masse d'un méson vecteur (c'est-à-dire de spin 1) neutre, on observe un pic de résonance. Toute l'énergie disponible étant transformé en masse, les deux quarks n'ont pas de vitesse relative et se lient pour former la résonance. Dans ce cas, l'approximation des deux quarks libres n'est bien sûr plus valable. En revanche, loin des résonances, les deux quarks produits ont une grande vitesse relative, ce qui leur permet de s'éloigner l'un de l'autre plus "librement" (par argument de causalité dans la limite d'une vitesse relative approchant c).

8.3.5 La structure du proton : des partons aux quarks

Comme nous l'avons vu avec l'expérience de Rutherford pour l'atome et son noyau, la diffusion d'une particule sur une cible permet de sonder la structure de la cible, en mesurant le taux de particules diffusées en fonction de leur angle de diffusion (chapitre 3.1). D'autre part, nous avons aussi discuté le pouvoir de résolution qui correspond (chapitre 1.4) :

$$\lambda(\text{fm}) = \frac{h}{p} \simeq \frac{hc}{E} = \frac{1}{2\pi} \frac{197 [\text{MeV fm}]}{E [\text{MeV}]} \quad (8.37)$$

(valeur numériques tirées du Booklet du Particle data Group).

Diffusion électron-proton élastique

Dans les années 1960 le laboratoire SLAC réalise une expérience de diffusion d'électrons de 188 MeV (et donc un pouvoir de résolution maximal de 0.16 fm) sur une cible de protons. La seule réaction observée est la diffusion élastique $e^- + p \rightarrow e^- + p$. Le taux de comptage des électrons diffusés en fonction de l'angle polaire se fait par mesures successives à des angles différents en déplaçant le détecteur placé sur des rails. La mesure de la section efficace en fonction de l'angle polaire est inférieure aux valeurs attendues pour des grandes valeurs de l'angle (voir figure 8.9). Ces résultats mettent en évidence la taille non nulle du proton qui est estimée à 0.74 ± 0.24 fm.

Plus l'angle de diffusion est grand plus le pouvoir de résolution est grand. On observe donc qu'à partir d'un certain angle, la photon échangé ne "voit" plus l'entièreté de la charge du proton mais

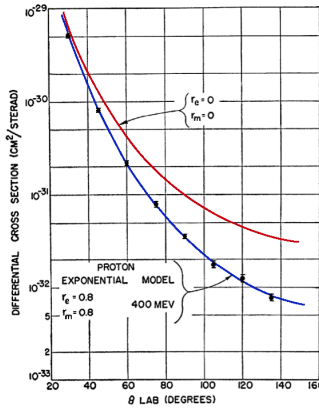


FIGURE 8.9 – Section efficace de la diffusion élastique $e^- + p \rightarrow e^- + p$ en fonction de l’angle polaire de diffusion de l’électron. La courbe rouge donne la distribution attendue pour un proton de taille nulle.

seulement une partie de sa distribution de charge. Des fonctions appelées Facteurs de Forme et correspondant à la transformé de Fourier de la distribution spatiale de charge sont mesurées. Dans les diagrammes de Feynman, le vertex photon-proton devra inclure ce Facteur de Forme.

Diffusion électron-proton inélastique

Il fallut améliorer l’accélérateur d’électrons pour atteindre 20 GeV. Vers la fin de 1967, une collaboration MIT-SLAC produisit des collisions électron-proton. En plus de la réaction élastique, une nouvelle contribution à la section efficace totale apparaît : la diffusion inélastique, notée $e^- + p \rightarrow e^- + X$, dans laquelle le X désigne un ensemble de hadrons. Elle correspond à des événements dans lesquels le proton a soit été excité (et se désintègre en un p ou n et quelques mésons légers) soit détruit (bien que l’ensemble X , doive contenir au moins un baryon, en plus des mésons produits, pour conserver le nombre quantique baryonique). La section efficace en fonction de la masse invariante de l’ensemble X , notée W , est présenté à la figure 8.11a. Le pic de la section efficace élastique est bien présent, à $W = m_p$, on observe un pic résonnant juste au dessus de $W = 1.2$ GeV, ainsi qu’à 1.5 GeV, et aux plus grandes valeurs de W , on observe un continuum, c’est-à-dire un ensemble de hadrons produits mais aucun pic de résonance n’en ressort. On appelle cette dernière région le régime **profondément inélastique**.

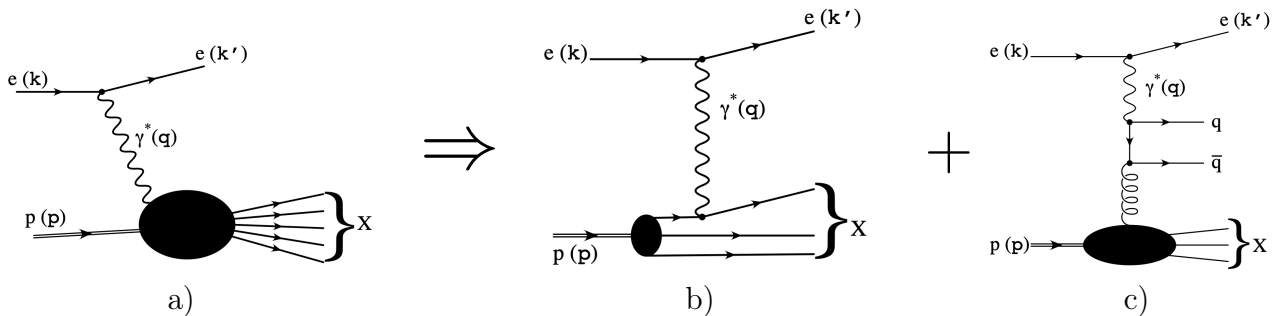


FIGURE 8.10 – Diffusion profondément inélastique du proton et son interprétation en les termes du modèle des partons : la section efficace totale profondément inélastique corespond à la somme des interactions sur chacun des composants du protons.

Si on se focalise sur le régime profondément inélastique, on observe que la section efficace est bien plus grande que les prédictions de l'époque (c'est-à-dire une section efficace élastique) aux grands angles de diffusion de l'électron (voir figure 8.11). Cela rappelle la diffusion observée par Rutherford et montre qu'il y a dans le proton des centres de diffuseurs de charge localisés, incompatibles avec une distribution uniforme de la charge électrique du proton à l'intérieur du volume qu'il occupe.

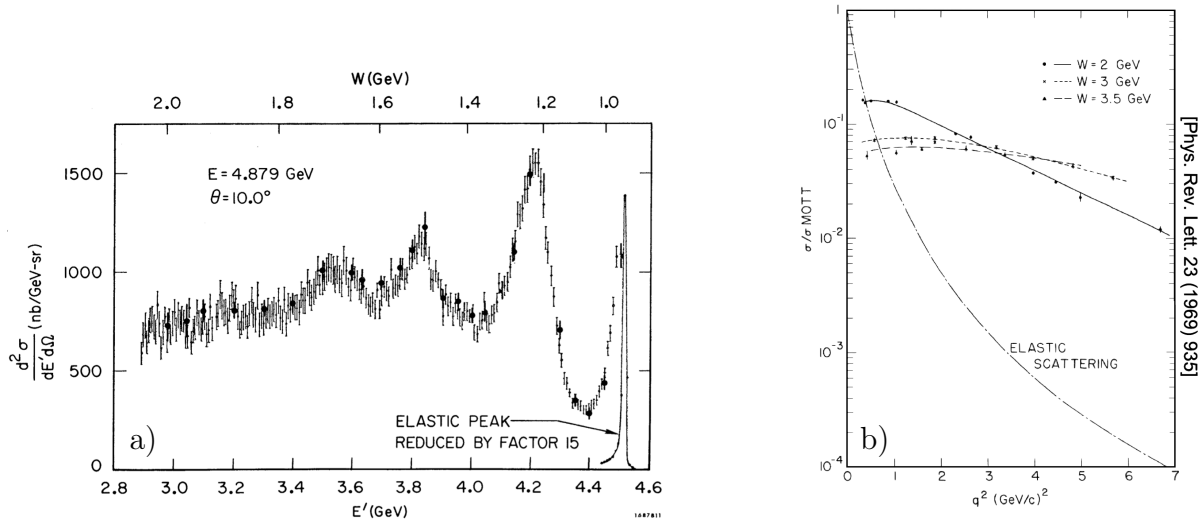


FIGURE 8.11 – a) Section efficace en fonction de la variable W (ou E' - l'énergie de l'électron diffusé), pour un angle de diffusion de 10° . La pic élastique est aussi représenté mais réduit d'un facteur 15 pour la lisibilité de la figure. b) Section efficace en fonction de la variable q^2 qui dépend de l'angle de diffusion de l'électron, pour différentes valeurs de W . Les valeurs mesurées sont comparées à la courbe attendue en l'absence de centres diffuseurs de charge dans le proton (diffusion élastique).

En 1969, une étude plus poussée de ces diffusions amena Richard Feynman à émettre l'hypothèse de centres diffuseurs ponctuels à l'intérieur du proton ; il les appela **partons**. A cette époque le modèle des quarks existe, mais est considéré comme une astuce et non comme une réalité physique. Il faudra encore quelques années et de nouvelles expériences, dont la diffusion de neutrinos sur protons, pour identifier les quarks aux partons. R. Taylor, J. Friedman et H. Kendall reçurent le Prix Nobel de Physique en 1990 pour leur contribution à la première mise en évidence de l'existence des quarks.

En sondant la structure du proton avec une longueur d'onde inférieure à la taille du proton comme illustré à la figure 8.10a, on comprit alors que la section efficace totale n'est autre que la somme des sections efficaces sur chacun des quarks composant le proton (figure 8.10b). La prise en compte des effets de la chromodynamique quantique permet de mesurer les densités des quarks dans le proton mais également la densité de gluons grâce au processus illustré à la figure 8.10c qui contribue aussi à la section efficace totale. Au vu de ce dernier diagramme on comprend que le photon peut interagir avec des quarks de saveur autres que celles des quarks de valence ($p = u, u, d$) que l'on appelle les quarks de la mer.

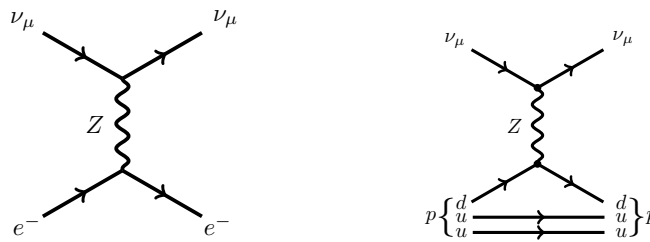
Le succès de cette approche et son excellent accord avec les prédictions QCD valurent à D. Gross, H. Politzer et F. Wilczek le Prix Nobel de Physique en 2004.

8.4 L'interaction faible

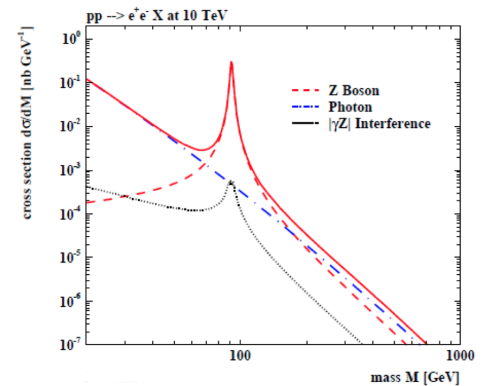
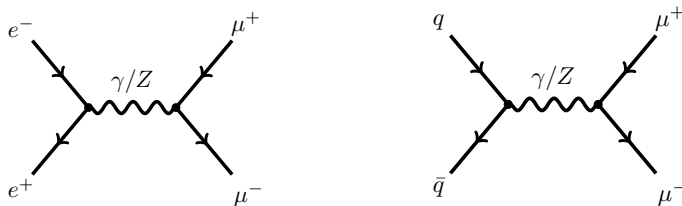
L'interaction faible est la seule des interactions fondamentales qui agit sur tous les fermions. Elle se réalise sous deux formes, soit à courant chargé quand il s'agit de l'échange d'un boson W^\pm , portant une masse de 71 GeV, soit à courant neutre quand il s'agit de l'échange d'un boson Z , de 91 GeV de masse. Les masses importantes de ces particules expliquent la courte portée de l'interaction faible (10^{-17}m).

8.4.1 Courant neutre

L'interaction faible par courant neutre, correspondant à l'échange d'un boson Z , fut mise en évidence par l'expérience de chambre à bulles Gargamelle au début des années 1970. L'observation du boson Z (et du W) fut faite au début des années 1980 au CERN par l'expérience UA1 suivie de UA2 et étudiée en détails au LEP. Le couplage du boson Z prend place avec toutes les particules sauf le photon et les gluons. L'échange de Z ne permet pas de changer la saveur que ce soit dans la famille des leptons ou dans la famille des quarks. Il ne permet pas de processus de désintégration nouveau par rapport aux désintégrations électromagnétiques avec lesquelles il interfère. Quelques exemples de processus dans la voie t , de diffusion d'un neutrino sur un électron et sur un proton :



Et ces exemples dans la voie s , d'annihilation d'une paire d'électron-positon et d'une paire de quark-antiquark :

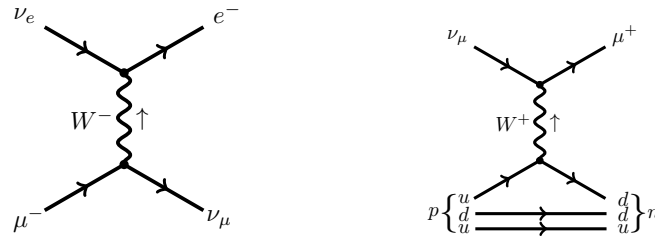


dans lesquels le photon et le boson Z interfèrent. Les deux contributions ainsi que leur interférence sont montrées sur la figure de droite pour ce processus, dit Drell-Yan, $q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ ici simulé aux conditions du LHC dans les collisions $p - p$.

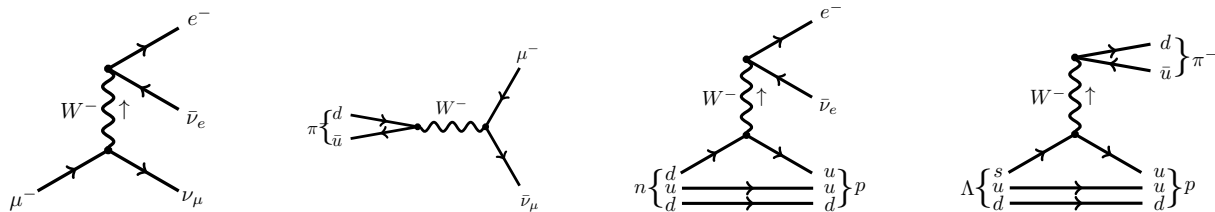
8.4.2 Courant chargé

L'interaction faible par courant chargé est la seule à changer les saveurs des particules. Le signe du W dépend de la direction que l'on donne à sa propagation (sens de la flèche). Le boson W étant chargé il fera passer une particule du haut d'un doublet dans l'état initial vers une particule du bas d'un

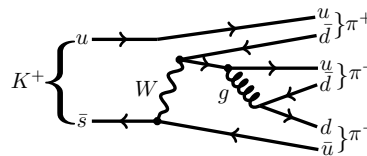
doublet dans l'état final (soit l'inverse pour un W de signe opposé) au sein de la famille des quarks ou des leptons. Dans la voie s il faudra une particule du haut d'un doublet et une antiparticule du bas d'un doublet pour former un W ou au contraire pour sa désintégration. Voici quelques exemples de diffusion :



Et ces exemples de désintégrations :



De nombreuses désintégrations de hadrons font intervenir à la fois l'interaction faible à courant chargé et à la fois l'interaction forte. Comme c'est l'interaction faible qui imposera l'ordre de grandeur du temps de vie, on parlera de désintégration faible. Un tel exemple est la désintégration du kaon chargé :



Les changements de saveur au sein d'un même doublet sont favorisés. Ainsi lors d'un couplage avec un W , un quark u a une plus grande probabilité de devenir un quark d qu'un quark s ou b . Pour rester au sein d'une même génération. On présente les choses de la façon suivante. Nous avons d'une part les états propres de masse :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

et d'autre par les états propres de l'interaction faible :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

où :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{8.38}$$

où V est la matrice unitaire dite CKM ou de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. En d'autres termes les quarks q' sont des combinaisons linéaires des trois quarks d, s et b . Pour rendre compte de se facteur

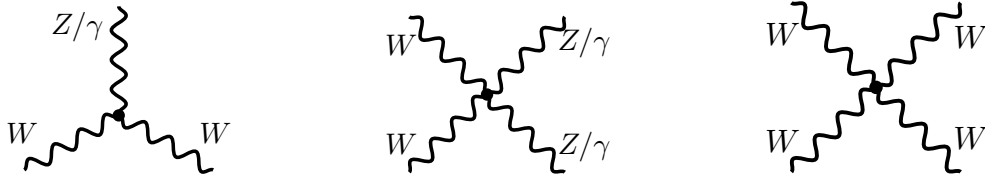
dans la section efficace, on rajoute un facteur au vertex du W dans le diagramme de Feynman. La couplage entre un quark i et un quark j est multiplié par l'élément de matrice V_{ij} . Les valeurs de ces facteurs doivent être mesurés et valent (ce ne sont pas ici les valeurs les plus précises mais des valeurs approchées) :

$$V = \begin{pmatrix} 0.974 & 0.225 & 0.004 \\ 0.221 & 0.987 & 0.041 \\ 0.008 & 0.039 & 0.999 \end{pmatrix} \quad (8.39)$$

Ces valeurs sont identiques pour les antiquarks. Il est remarquable que la transition de la 3me génération vers les autres est extrêmement petite. Cela implique que le quark t se désintègrera presque uniquement en quark b .

De façon analogue une matrice de mélange, dite PMNS, existe aussi dans la famille des leptons, mélangeant les différents états propres de masse des neutrinos pour un état propre d'interaction.

Les bosons vecteurs des interactions faible et électromagnétique se couplent les uns aux autres des façons suivantes :



En revanche il n'y a pas de couplage possible entre le photon et le Z , ni du photon avec lui-même, ni du Z avec lui-même.

8.5 Unification des interactions

Dans le Modèle Standard à haute énergie ($E \gg m_W, m_Z$) l'interaction électromagnétique et l'interaction faible sont unifiées (c'est une seule et même interaction, l'interaction électro-faible). A plus basse énergie elles se différencient en attribuant une masse aux bosons W et Z et une masse nulle au photon. C'est le mécanisme de Brout-Englert-Higgs qui réalise cette brisure de symétrie. Si l'on regarde l'évolution avec l'échelle d'énergie des différentes constantes de couplage (voir figure 8.12) et qu'on les extrapole au-delà de ce qui a pu être mesuré elles se croisent autour de 10^{14} GeV. Cela pourrait correspondre à une grande unification des trois interactions, mais il n'y a à l'heure actuelle pas d'autre signe probant allant dans ce sens.

8.6 Les symétries discrètes

8.6.1 L'expérience de Wu

En 1957 la physicienne Chien-Shiung Wu réalise une expérience surprenante. Une source de cobalt radioactif est placée dans le solénoïde d'un champ magnétique le tout dans un cryostat à basse température (0.01°K). Les spins des noyaux de cobalt s'alignent donc au champ magnétique. Le cobalt se désintègre en nickel :



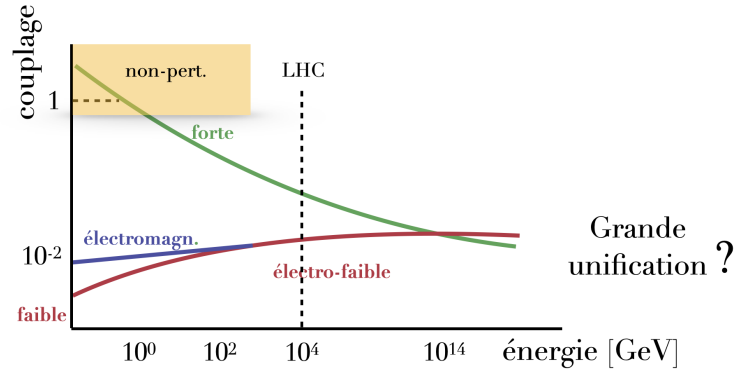


FIGURE 8.12 – Schéma illustrant les dépendances des constantes de couplage avec l’échelle d’énergie et leur extrapolation menant à la question d’une grande unification des 3 couplages.

Elle observe que les électrons sont émis (en très grande majorité) dans le sens opposé aux spins du cobalt. C’est très étonnant car on s’attend à ce que la physique soit symétrique pour l’inversion des coordonnées spatiales, comme par exemple $(x, y, z) \rightarrow (-x, y, z)$ qui correspondrait à regarder l’expérience dans un miroir placé dans le plan (y, z) comme illustré à la figure 8.13. C’est ce qu’on appelle une opération d’inversion de la parité, P , telle que $P|\Psi(x) \rangle = \eta|\Psi(-x) \rangle$, où η est la valeur propre de parité. Comme $P(P|\Psi(x) \rangle) = |\Psi(x) \rangle$, on sait que $\eta^2 = 1$ et donc $\eta = \pm 1$. Si la physique conserve la parité alors $P|\Psi(x) \rangle = |\Psi(x) \rangle$. Autrement dit on s’attend à voir la même physique à l’oeuvre des deux cotés du miroir. En appliquant une opération de parité la direction des spins des noyaux de cobalt est inversée, on s’attend donc à ce que la directions des électrons le soit aussi, or dans le miroir il ne le sont pas !

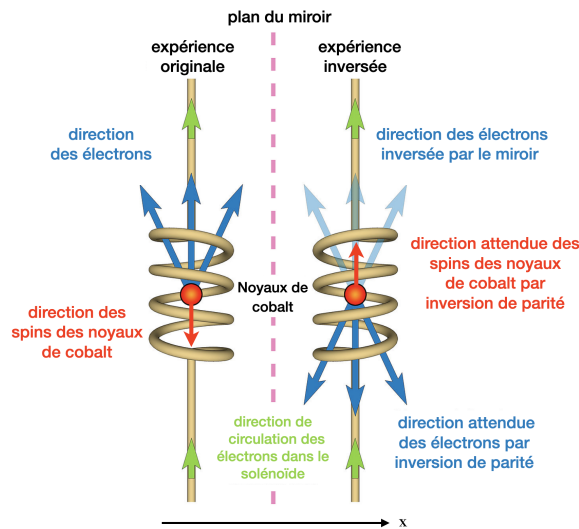


FIGURE 8.13 – Schéma illustrant l’expérience de Wu.

8.6.2 L’hélicité

Pour tenter de comprendre ce qui se passe, introduisons tout d’abord la notion d’hélicité. Elle est définie comme la projection du vecteur impulsion sur le vecteur spin, le tout normalisé :

$$h = \frac{\vec{p} \cdot \vec{S}}{|\vec{p}| |\vec{S}|} = \pm 1$$

$$\begin{array}{ccc} \vec{v} & & \vec{v} \\ \Rightarrow \vec{S} & & \Leftarrow \vec{S} \\ h = 1 & & h = -1 \end{array}$$

Si la masse d'une particule est non nulle, la valeur de son hélicité dépend du référentiel. En revanche si sa masse est nulle ($|\vec{v}| = c$), son hélicité est un invariant de Lorentz. Les particules de $h = 1$ sont dites de chiralité droite et celles de $h = -1$ sont dites de chiralité gauche. Par exemple un faisceau de photons non polarisés a la même proportion de photons droits que de gauches.

Ce que montre l'expérience de Wu, c'est qu'il n'existe que des neutrinos de chiralité gauche (il n'existe pas de neutrinos de chiralité droite)! De même il n'existe que des antineutrinos de chiralité droite. L'expérience de Wu s'explique donc de la façon suivante : dans son laboratoire, l'antineutrino émis est forcément droit (seul qui existe), si l'on effectue une inversion de parité (voir figure 8.14), la projection des spins des antineutrinos est inversée et donc aussi leurs hélicités. Ils seraient donc de chiralité droite, or les antineutrinos droits n'existent pas. La physique n'est donc pas invariante pour l'opération d'inversion de la parité car les neutrinos n'existent que pour une chiralité. Cette affirmation a été confirmée par la mesure de la chiralité des neutrinos dans l'expérience de Goldhaber en 1958.

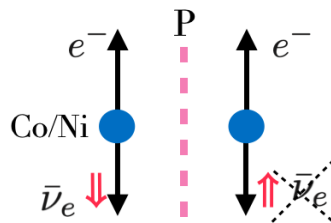


FIGURE 8.14 – Schéma illustrant l'explication de l'observation de Mme. Wu.

Ceci ne concerne que l'interaction faible, car en revanche, l'interaction électromagnétique et l'interaction forte conservent la parité!

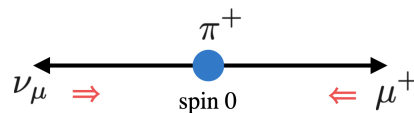
8.6.3 La conjugaison de charge

On dit qu'une interaction possède la symétrie C ou de conjugaison de charge, si elle est invariante sous la transformation inversant toutes les charges $Q \rightarrow -Q$. Cette transformation fait passer un état d'une particule à son antiparticule. L'hélicité, quant à elle, reste inchangée.

8.6.4 La désintégration du pion chargé

Ceci nous permet de comprendre pourquoi le mode de désintégration des pions chargés en muons, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ est très largement favorisé par rapport au mode électrons, $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$.

Le pion étant une particule de spin 0, le neutrino devant être gauche, le muon doit être gauche comme illustré ci-dessous, dans le système du pion au repos :

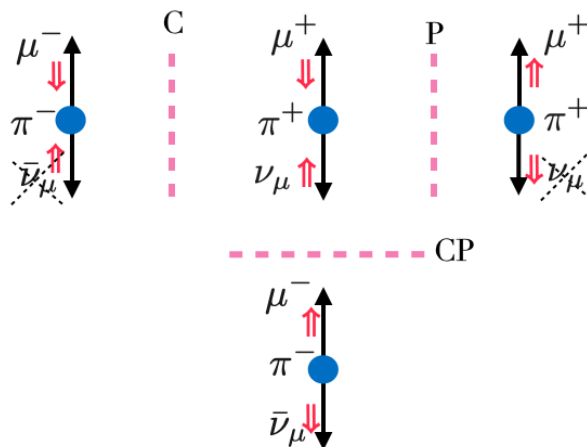


Si le μ^+ (antifermion) était de masse nulle, son hélicité devrait être $+1$ ce qui serait rendrait la désintégration impossible (le pion étant de spin 0). C'est donc le fait que le muon a une masse qui rend la désintégration possible. Le taux de désintégration dépend donc fortement de la masse du fermion chargé. La masse de l'électron étant 200 fois inférieure à celle du muon, on trouve (indépendamment du signe de la charge du pion) :

$$R = \frac{BR(\pi \rightarrow e\nu_e)}{BR(\pi \rightarrow \mu\nu_\mu)} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \frac{1}{(1 - m_\mu^2/m_\pi^2)^2} = 1.28 \cdot 10^{-4} \quad (8.41)$$

8.6.5 Les symétries CP et CPT

On a cru tout un temps qu'une transformation C combinée avec une transformation P formerait une symétrie conservée : la symétrie CP . Pour comprendre cela regardons à nouveau l'exemple de la désintégration du pion chargé. Comme illustré ci-dessous, bien que les deux transformations C et P soient impossibles pour la désintégration du π^+ , leur combinaison est possible et revient à la désintégration du π^- .



On découvrit en 1964 que l'interaction faible violait même cette symétrie, bien que très faiblement, par exemple dans les systèmes de kaons. On peut rendre compte de cette violation de CP en introduisant une phase non nulle dans la matrice CKM. Si CP est combinée avec l'inversion du temps (symétrie T), on obtient la symétrie CPT qui, elle, est toujours conservée.

8.6.6 Oscillations des K^0 et \bar{K}^0

Si l'on regarde leurs structures en quarks, on se rend compte que le kaon neutre est différent de son antiparticule :

$$\begin{aligned} K^0(498\text{MeV}) &= d\bar{s} \\ \bar{K}^0(498\text{MeV}) &= s\bar{d} \end{aligned} \quad (8.42)$$

Ils sont produits différemment (puisqu'il faut créer des quarks différents), par exemple en $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ (seuil de production : π^- de 0.91 GeV sur p au repos) et $\pi^+ p \rightarrow K^+ \bar{K}^0 p$ (seuil : π^+ de 1.50 GeV), mais ils se désintègrent de la même façon, $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ donnant des distributions d'impulsion pour les pions de l'état final identiques. Comment deux particules différentes

peuvent-elles donner un même état final ? Pour résoudre ce mystère, Tsung-Dao Lee et Chen-Ning Yang proposent en 1956 que, dans le vide, le K^0 et le \bar{K}^0 se mélangent lors de leur propagation (voir figure 8.15a).

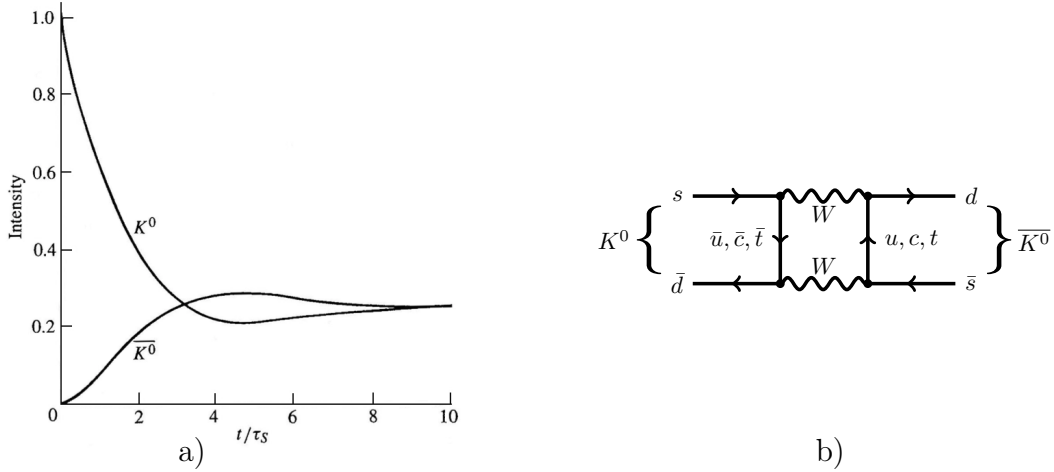


FIGURE 8.15 – a) Schéma illustrant l'oscillation des kaons neutres. A l'instant $t = 0$ un kaon K^0 est créé par interaction faible. En se propageant dans le vide, il se mélange avec l'état \bar{K}^0 . En même temps une partie des K^0 se désintègrent. b) Diagramme correspondant à l'oscillation K^0/\bar{K}^0 .

Le diagramme montré à la figure 8.15b permet de comprendre le mécanisme de l'oscillation : l'échange de deux bosons W permet de passer d'un état à l'autre (un autre diagramme au même ordre contribue avec les deux W dans la voie t au lieu de la voie s).

L'opérateur CP agit sur ces particules de la façon suivante :

$$\begin{aligned} CP|K^0\rangle &= C(-|K^0\rangle) = -|\bar{K}^0\rangle \\ CP|\bar{K}^0\rangle &= C(-|\bar{K}^0\rangle) = -|K^0\rangle \end{aligned} \quad (8.43)$$

Elle ne constituent donc pas des états propres de la transformation CP . En revanche, les états suivants le sont :

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) & CP|K_S^0\rangle &= +|K_S^0\rangle \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) & CP|K_L^0\rangle &= -|K_L^0\rangle \end{aligned} \quad (8.44)$$

En supposant la symétrie CP comme une symétrie exacte de l'interaction faible, on comprend aisément que ces deux états propres aient des temps de vie différents. En effet, si l'on considère la désintégration en 2 ou 3 pions (neutres ou chargés cela n'importe pas) on remarque que :

$$CP|\pi^+\pi^-\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle \quad \text{et} \quad CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = -|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle \quad (8.45)$$

En conséquences, si CP est conservé, l'état $|K_S^0\rangle$ peut uniquement se désintégrer en 2 pions et l'état $|\bar{K}^0\rangle$ en 3 pions. Comme ils ont la même masse, une désintégration en 3 pions est cinématiquement moins favorable et doit donc correspondre à un temps de vie plus long. On observe en effet :

$$\begin{aligned} \tau(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) &= 0.86 \cdot 10^{-10} \text{s} \\ \tau(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= 5.3 \cdot 10^{-8} \text{s} \end{aligned} \quad (8.46)$$

ce qui justifie l'appellation "short" du premier et "long" du second, comme le signifie leur indice.

Mais en 1964 J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, et R. Turlay observent que la symétrie CP est légèrement violée :

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2 \cdot 10^{-3} \quad (8.47)$$

Cette asymétrie n'est cependant pas suffisante pour expliquer l'asymétrie entre matière et antimatière observée (et inexpliquée) dans la partie connue de l'Univers.

8.6.7 Résumé des symétries discrètes

La conservation des différentes symétries discrètes est résumée dans le tableau ci-dessous :

Symétrie	Int. Fortes	électro-magn.	Int. faible
P	✓	✓	×
C	✓	✓	×
T	✓	✓	(✓)
CP	✓	✓	(✓)
CPT	✓	✓	✓

symétrie ✓ conservée
 (✓) légèrement violée
 × violée

Index

- accélérateur électrostatique, 78
- antiparticule, 58

- beauté, 156
- Bethe-Bloch, 111
- Breit-Wigner, 65
- bremsstrahlung, 120

- calorimètres, 136
- cavités résonantes, 80
- chambre à brouillard, 31
- chambre à bulles, 31
- chambre à dérive, 133
- chambre à ionisation, 35
- charme, 154
- chiralité, 180
- complexe d'accélérateurs du CERN, 86
- complexes d'accélérateurs, 86
- confinement des quarks, 172
- conjugaison de charge, 182
- couleur, 153
- création de paire e^+e^- , 124
- cyclotron, 29

- DESY, 89
- diffusion profondément inélastique, 176
- Dirac (équation de), 57
- duoplasmatron, 29
- détecteur à pixels, 136
- détecteurs de muons, 138
- détecteurs à semi-conducteurs, 134
- détecteurs à volume sensible gazeux, 132

- effet Cherenkov, 117
- effet Compton, 123
- effet photoélectrique, 122

- faisceaux secondaires, 90
- FermiLab, 88
- formule de Bethe-Bloch, 115
- formule de Bohr, 115

- fragmentation des quarks, 172

- gerbes hadroniques, 126
- gerbes électromagnétiques, 125
- grande unification, 180

- HERA, 89
- hélicité, 58, 180

- interaction faible, 59

- jet de hadrons, 172

- libre parcours moyen, 122
- LINAC, 79
- longueur d'absorption nucléaire, 126
- longueur de collision, 126
- longueur de radiation, 120
- luminosité, 19, 76

- muon, 54
- MWPC, 134

- neutrino, 59
- neutrino τ , 155
- nucléon, 51

- parcours moyen, 119
- parité, 180
- particule virtuelle, 53
- partons, 177
- Pauli (principe d'exclusion de), 57
- photomultiplicateur, 35
- pic de Bragg, 119
- pion - méson π , 53
- potentiel de Yukawa, 53
- probabilité de transition, 165

- QCD, 171

- rayonnement cosmique, 26
- rayonnement synchrotron, 84

RICH, 141

règle d'or de Fermi, 167

scintillateurs, 35

section efficace, 18, 168

sources radioactives, 25

symétrie CP, 183

symétrie CPT, 183

synchrotrons, 82

tau, 155

théorie de Fermi, 59

théorie des perturbations, 165

théorème de Liouville, 83

top, 156

Van de Graaff, 78

vertex secondaire, 129

émittance, 83

émulsion nucléaire, 34

équation de Dirac, 57

équation de Klein–Gordon, 52

équation de Schrödinger, 51