

Quelques aspects expérimentaux de la physique des particules

par Michel SCHAEFFER,
chargé de recherches,
responsable du groupe L.E.P.
au Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg.

PLAN DU DOCUMENT

Avertissement.

I. INTRODUCTION.

- I.1. Particules et interactions.
- I.2. Aspect expérimental.

II. GÉNÉRALITÉS.

- II.1. Buts d'une expérience de physique des particules.
- II.2. Eléments de base d'une expérience de physique des particules.
- II.3. Concentration de l'énergie.
- II.4. Mécanismes de l'interaction.
- II.5. Quels projectiles... pour quelle physique ?

III. PRODUCTION DE PARTICULES D'ÉNERGIES ÉLEVÉES.

- III.1. Généralités.
- III.2. Principe de l'accélération synchrone.
- III.3. Eléments constitutifs d'un synchrotron moderne.

IV. DÉTECTION DES PARTICULES.

- IV.1. Interaction des particules chargées avec un milieu matériel.
 - IV.1.1. Détection de l'excitation d'un scintillateur.
 - IV.1.2. Détection de l'ionisation.
 - IV.1.3. L'effet Cerenkov.
 - IV.1.3.1. Détection de l'effet Cerenkov.
 - IV.1.3.2. Structure des identificateurs Cerenkov.
 - IV.1.4. Le rayonnement de freinage (bremsstrahlung).

IV.2. Détection des particules neutres.

IV.2.1. Détection des photons énergiques.

IV.2.1.1. Cascades électromagnétiques.

IV.2.2. Détection des hadrons neutres et des neutrinos.

IV.2.3. Calorimétrie.

V. LES SPECTROMÈTRES MODERNES.

V.1. Structure générale d'un spectromètre.

V.2. Electronique associée au spectromètre.

V.3. Traitement différé (« off-line ») des données.

V.4. DELPHI : un spectromètre de la nouvelle génération.

VI. QUELQUES FAITS PHYSIQUES NON STANDARD.

VI.1. La découverte des quarks.

VI.2. Une charge électrique... infinie.

VII. PERSPECTIVES ET CONCLUSIONS.

AVERTISSEMENT

La vulgarisation (si mal appelée par la langue française) n'est pas une activité aisée quand elle se propose, réellement, la transmission raisonnée d'un certain ensemble de connaissances et de concepts. Quand la cible est un public d'enseignants, la difficulté s'accroît encore, car la volonté de compréhension et l'information initiale sont plus grandes. Par ailleurs, contrainte supplémentaire, il faut organiser le sujet en vue d'une réutilisation ultérieure par l'enseignant.

Mais la difficulté de l'exercice qui m'était proposé n'est pas tant d'ordre technique que d'ordre sociologique : en écrivant ce texte, qui propose un survol très général des « vastitudes » de la physique des particules, je retrouve un peu les affres de l'auteur de manuels scolaires qui, en France, doit écrire autant pour ses collègues que pour l'enfant. Dilemme bien français entre l'efficacité pédagogique et la sainte rigueur de l'orthodoxie, gage de l'estime des collègues.

Qu'en me lisant par accident, l'éminent spécialiste garde à l'esprit mon but : écrire pour les collègues physiciens du secondaire, et uniquement pour eux ; sensibiliser, et non initier. Toute entorse à la rigueur n'est ni le fruit du hasard, ni (je l'espère) celui d'une erreur.

I. INTRODUCTION.

I.1. Particules et interactions.

La physique — au sens que nous donnons actuellement à ce mot — a mis environ trois siècles pour établir la structure granulaire de la matière : atomes et molécules qui se révèlent à l'échelle de l'angström. Loin d'être élémentaire, c'est-à-dire sans structure interne, l'atome fut rapidement compris en termes d'électrons, puis de protons et de neutrons, organisés en noyaux atomiques environ cent mille fois plus petits que l'atome ($\sim 10^{-13}$ cm).

Actuellement, c'est-à-dire à une échelle de 10^{-16} cm, seul l'électron a gardé son aspect élémentaire. A cette échelle, la matière est bâtie à partir de composants ponctuels (= élémentaires) : quarks et leptons.

Quarks et leptons sont des fermions (spin $1/2$), donc soumis au « principe » d'exclusion de PAULI (conséquence du principe de micro-causalité), ce qui leur permet de réaliser l'extension spatiale de la matière, dont ils constituent les briques (fig. 1 et 2).

Le ciment qui lie les édifices matériels est constitué par l'échange de bosons, c'est-à-dire de particules de spin entier (0, 1, 2,...), donc non soumises au principe de PAULI ce qui leur permet, par accumulation de quantas de champ, de créer des interactions d'intensité arbitrairement élevée. Ce mécanisme d'interaction permet aux fermions de s'agglutiner entre eux. On parle de bosons de jauge car ces particules possèdent d'importantes propriétés de symétrie dites « de jauge » (cf. conférence de LEITE-LOPES).

Quatre scénarii d'interaction sont actuellement connus :

- Interaction forte,
- Interaction électromagnétique,
- Interaction faible,
- Interaction gravitationnelle.

L'interaction nucléaire (échange de pions entre nucléons) n'est plus assimilée à l'interaction forte élémentaire. C'est un phénomène complexe qui est à l'interaction forte, ce que la force de VAN DER WAALS est à l'interaction électromagnétique.

Les hadrons sont des bosons et des fermions sensibles à l'interaction forte, tandis que les leptons désignent exclusivement des fermions non sensibles à l'interaction forte (on ne connaît pas de bosons qui soient des leptons). Parmi les hadrons, les « mésons » sont des bosons dont le nombre baryonique est

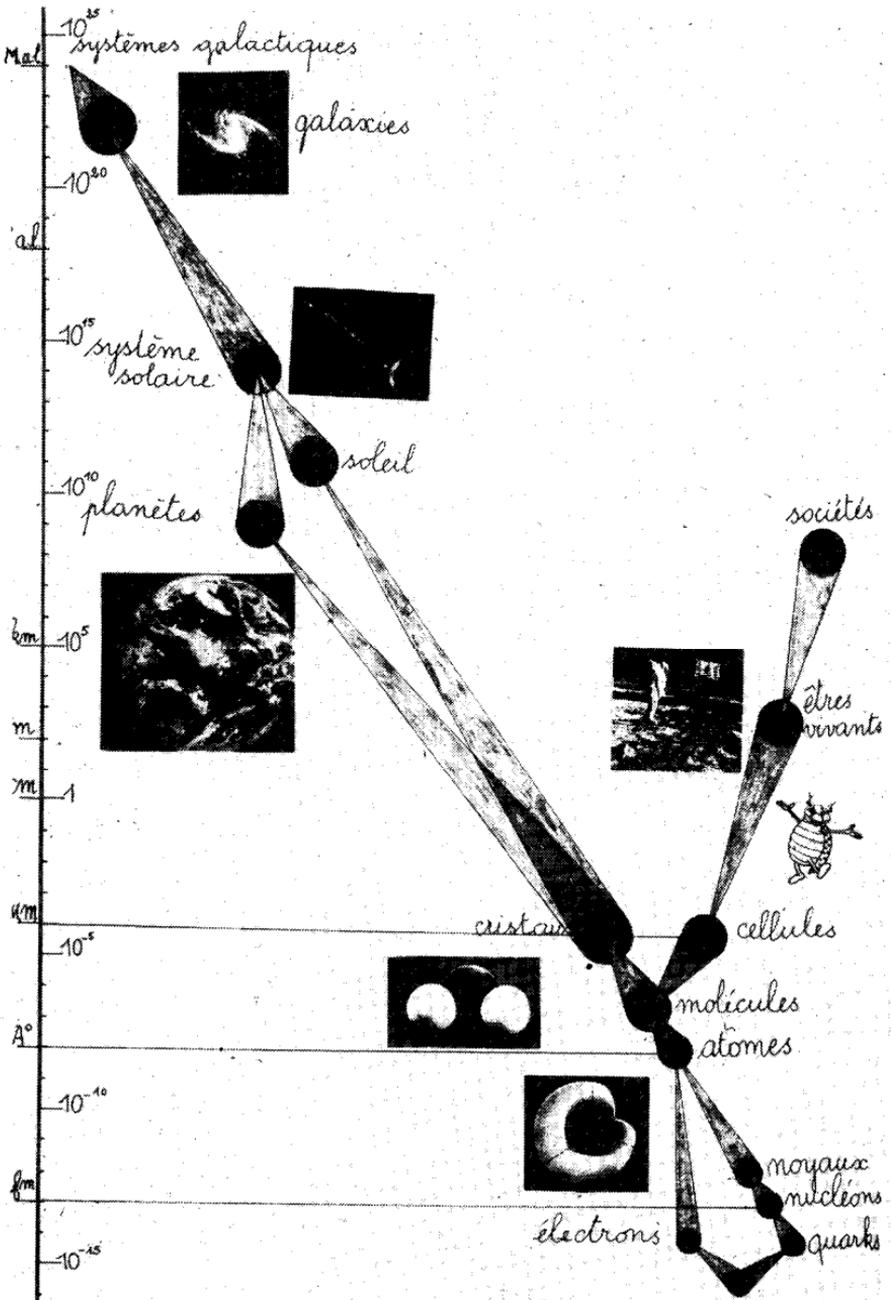


Fig. 1. — L'extension spatiale de la matière.

BRIQUES + CIMENT = EDIFICE

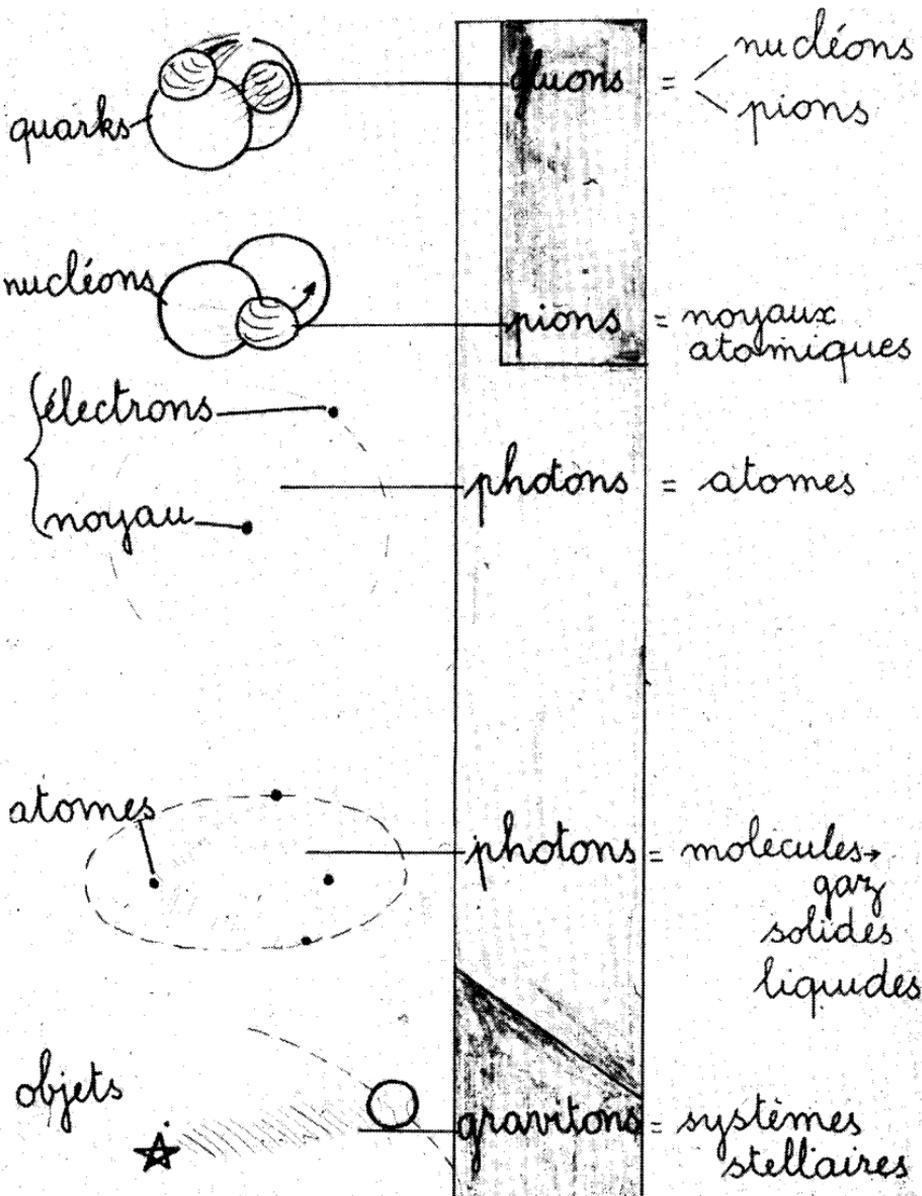


Fig. 2. — Organisation des édifices matériels. L'interaction faible n'apparaît pas comme source de liaisons. C'est une interaction qui permet l'évolution de certains systèmes physiques instables (radioactivité β , décomposition de certains hadrons, des leptons lourds (μ , τ)...). C'est notamment l'interaction faible qui permet la production d'énergie par les étoiles.

nul. Il est remarquable que parmi toutes ces particules, seuls les électrons et les nucléons soient « utilisés » pour bâtir notre monde matériel. Les neutrinos, eux, servent de catalyseurs aux réactions thermonucléaires du soleil.

A l'échelle de 10^{-16} cm, tous les leptons apparaissent comme des objets élémentaires, c'est-à-dire ponctuels, ce qui est particulièrement frappant pour le lepton τ , environ deux fois plus massif que le proton.

La fig. 3 montre très clairement que les hadrons se répartissent en multiplets de masse, ce qui fut très tôt une indication de leur structure composite. De fait, l'un des acquis les plus remarquables de la physique des particules, fut d'identifier (entre 1960 et 1970) l'ensemble des hadrons avec des états liés de quarks. La fig. 4 détaille la zoologie de base actuelle.

On a récemment pu établir que les interactions faible et E.M. sont deux manifestations différentes, d'une seule interaction : l'interaction électro-faible, dont le régime d'unification se situe vers une échelle de masse de 100 GeV.

Des spéculations convergentes et de plus en plus nombreuses indiquent que vers une échelle de masse de 10^{15} GeV s'opère l'unification de l'interaction forte et de l'interaction électro-faible.

L'édifice théorique de la physique des particules repose actuellement sur les postulats suivants :

- 1) validité de la mécanique quantique relativiste,
- 2) principe de localité (par exemple temps « local » et non plus temps « universel », jauge locale,...),
- 3) principe de renormalisabilité,
- 4) principe d'invariance de jauge,
- 5) on suppose que le modèle sans gravité est suffisamment prédictif loin de la masse de PLANCK (10^{19} GeV).

Nous reviendrons plus loin sur certains de ces points.

1.2. Techniques expérimentales.

Durant la dernière décade, les méthodes et les techniques de détection ont connu un développement spectaculaire, la complexité des détecteurs actuels exigeant de plus en plus souvent une approche interdisciplinaire.

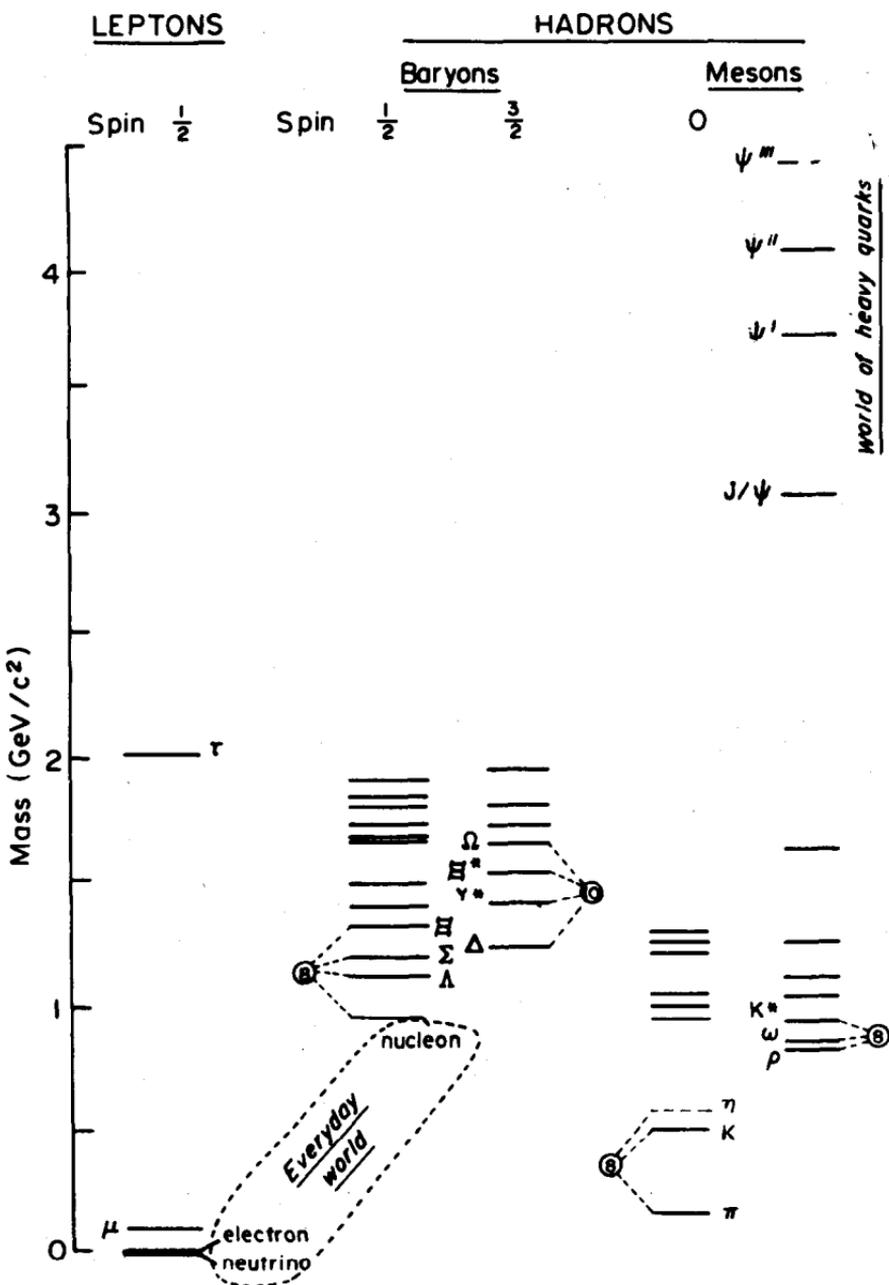


Fig. 3. — Spectre de masse des leptons et de quelques hadrons (la famille T dont la masse avoisine 10 GeV n'est pas représentée). Rappelons que seuls les leptons sont des objets élémentaires.

Leptons

$$\begin{matrix} e^- & \mu^- & \tau^- \\ \nu_e & \nu_\mu & (\nu_\tau) \end{matrix}$$

Quarks

$$\begin{matrix} u & c & t & (+2/3) \\ d & s & b & (-1/3) \end{matrix}$$

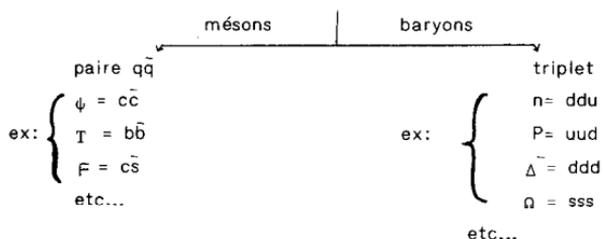
Les 4 interactions (d'après réf. 2)

| Interaction | constante de couplage | véhiculée par... | subie par... | | charge |
|------------------|--------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------|---------|------------|
| | | | leptons | hadrons | |
| gravitationnelle | $g \frac{m_e^2}{e^2} \approx 0.2 \cdot 10^{-42}$ | graviton $\vec{2}; m=0$ | oui | oui | masse |
| faible | $\approx 10^{-5}$ | $W^+ W^- Z^0$ $\vec{1} \quad \vec{1} \quad \vec{1}$ $m \approx 90 \text{ GeV}$ | oui | oui | saveur |
| E.M. | $e^2/4\pi\epsilon_0 \hbar c = 1/137$ | $\vec{1}; \gamma$ $m = 0$ | oui(e, μ, τ) non (ν) | oui | ch. élect. |
| Forte | $10^{-1} < 1$ | gluons (8 sortes) $\vec{1}; m = 0$ | non | oui | couleur |

En résumé: les leptons sont des particules qui ne subissent jamais l'interaction forte.

*: la constante de couplage "forte" n'est pas constante

Structure en quarks (de valence) de quelques hadrons



Remarque: seuls les systèmes $q\bar{q}$ (mésons) et qqq (baryons) sont réalisés dans la nature. Ceci est lié à la nécessité de produire des états globalement sans couleur, conséquence du confinement des quarks et des gluons à l'intérieur des hadrons.

Fig. 4. — Quelques données complémentaires sur la zoologie de base.

Cette sophistication de plus en plus poussée, des détecteurs modernes, est issue de l'évolution même de la physique des particules capable, à l'heure actuelle, d'accéder à des dimensions mille fois plus petites que le « rayon » du proton (environ 10^{-13} cm). Si, de nos jours, nous avons progressé vers une image unifiée des interactions de base et si le foisonnement des particules « élémentaires » a pu être quelque peu réordonné, c'est aux progrès parallèles des théories et des techniques expérimentales que nous le devons.

Et pourtant il est amusant de remarquer que les principes de base, qui régissent la détection des particules, n'ont guère évolué. C'est plus par une utilisation de plus en plus raffinée de « vieux » concepts, que par l'introduction de nouveaux processus de base, que l'expérimentation a progressé.

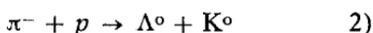
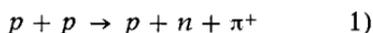
En fait, la réelle complexité des détecteurs modernes, réside bien plus dans l'électronique associée et dans le traitement des données, que dans les principes mis en œuvre. De ce fait, les aspects essentiels d'une expérience moderne de physique des particules restent décryptables par des non-spécialistes. Ce sont les clés de ce décodage que cette contribution se propose — peut-être fort immodestement — de fournir.

II. GENERALITES.

II.1. Buts d'une expérience de physique des particules.

On observe que la collision des deux particules peut donner naissance à d'autres particules, parfois nouvelles.

Exemples :



La situation est assez semblable à la chimie, où une variété quasi infinie de réactions peuvent être produites et expliquées à partir d'un nombre restreint de « briques élémentaires » (les éléments chimiques).

En pratique, une expérience de physique des particules consiste, le plus souvent, à envoyer sur une cible, un faisceau de particules d'énergie et de nature déterminées.

Le taux de réactions du type étudié est exprimé par la « section efficace de réaction » définie par :

$$\sigma = \frac{n_e}{N_o \cdot \Delta x \cdot N_i}$$

- Δx : épaisseur de la cible,
 Δx doit être « suffisamment » faible pour que les diffusions multiples puissent être négligées,
 N_0 : nombre de cibles par unité de volume,
 N_i : nombre de particules incidentes sur la cible,
 n_e : nombre total d'événements observés durant le temps d'arrivée des N_i « projectiles ».

On peut proposer une image simple de la section efficace : chaque centre diffuseur (noyau, proton) peut être regardé comme offrant un bouclier de surface σ , au passage du faisceau.

L'unité usuelle de section efficace n'est, on s'en doute, pas le m^2 : c'est le barn :

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

La mesure de la section efficace est capitale, car cette grandeur est reliée par la célèbre « règle d'or » de FERMI, au phénomène proprement dit de l'interaction, objet de l'étude, connectant l'état initial (cible + projectiles incidents) à l'état final (produits de la réaction). Là encore, comme dans toute la physique microscopique, on ne s'intéresse pas (et pour cause !) à ce qui se passe durant l'interaction.

$$\sigma_{fi} = \frac{2\pi}{v} |\langle f | H_{int} | i \rangle|^2 \rho_f(E)$$

- σ_{fi} : section efficace (mesurée) de production de la configuration finale (f) à partir de la configuration initiale (i),
 v : vitesse incidente des projectiles,
 H_{int} : hamiltonien décrivant l'interaction des projectiles avec la cible (c'est ici que sont « injectées » les hypothèses physiques),
 $\rho_f(E)$: densité d'états finaux (facteur purement cinématique),
 $|i\rangle$: état initial (connu),
 $|f\rangle$: état final (mesuré).

Ce qui précède permet de comprendre les deux pôles d'activité qui subdivisent la physique des particules :

- 1) Une recherche expérimentale qui consiste à provoquer des réactions « intéressantes » et à les étudier, c'est-à-dire à mesurer la section efficace σ_{fi} , ce qui suppose la connaissance la plus parfaite possible de l'état final, c'est-à-dire des produits de la réaction étudiée.
- 2) Une étude théorique qui, à partir d'hypothèse « *a priori* », propose un scénario d'interaction sous forme d'expressions ana-

lytiques, plus ou moins compliquées, de l'hamiltonien d'interactions H_{fi} , permettant le calcul de la section efficace théorique.

La confrontation entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées de la section efficace permet en principe de tester la validité des hypothèses théoriques.

II.2. Eléments de base d'une expérience de physique des particules (fig. 5).

Une expérience de physique des particules fait invariablement intervenir les étapes suivantes :

- production des projectiles et transport jusqu'à la cible, où les réactions sont provoquées par collision (dans les collisionneurs, les réactions sont provoquées par collision frontale de deux faisceaux),
- détection des réactions « intéressantes » et stockage de l'information (quadri-impulsion des produits de désintégration, constantes de calibration du spectromètre),
- traitement « en ligne » de l'information, afin d'en améliorer la qualité,
- traitement différé, afin d'en extraire la physique qui motive l'expérience.

Les sources de particules peuvent être naturelles ou artificielles. Les principales sources sont (ou ont été) :

- sources radioactives (naturelles ou artificielles) (environ quelques MeV),
- rayonnement cosmique,
- accélérateurs :

| | | | | | | | | | | |
|--------|---|-----|---|-----|---|--------|---|--------|---|---------|
| KeV | → | MeV | → | GeV | → | TeV | → | 10 TeV | → | 100 TeV |
| < 1960 | > | | | | | > 1980 | | | | > 1990 |

Par la suite, nous n'évoquerons que les accélérateurs.

II.3. Concentration de l'énergie.

Bien que la notion d'énergie soit fondamentale, c'est en réalité la concentration de l'énergie qui détermine les situations physiques. C'est d'ailleurs pour cette raison que l'on introduit la notion de puissance, qui traduit, somme toute, la concentration dans le temps, de l'énergie. On peut évidemment définir d'autres « densités » d'énergie : concentration massique et concentration volumique, qui interviennent par exemple, lorsqu'il s'agit de comparer différents dispositifs de stockage de l'énergie (accumulateurs, piles, fossiles...).

La fig. 6 montre que les concentrations d'énergie rencontrées dans le monde des particules, sont sans commune mesure

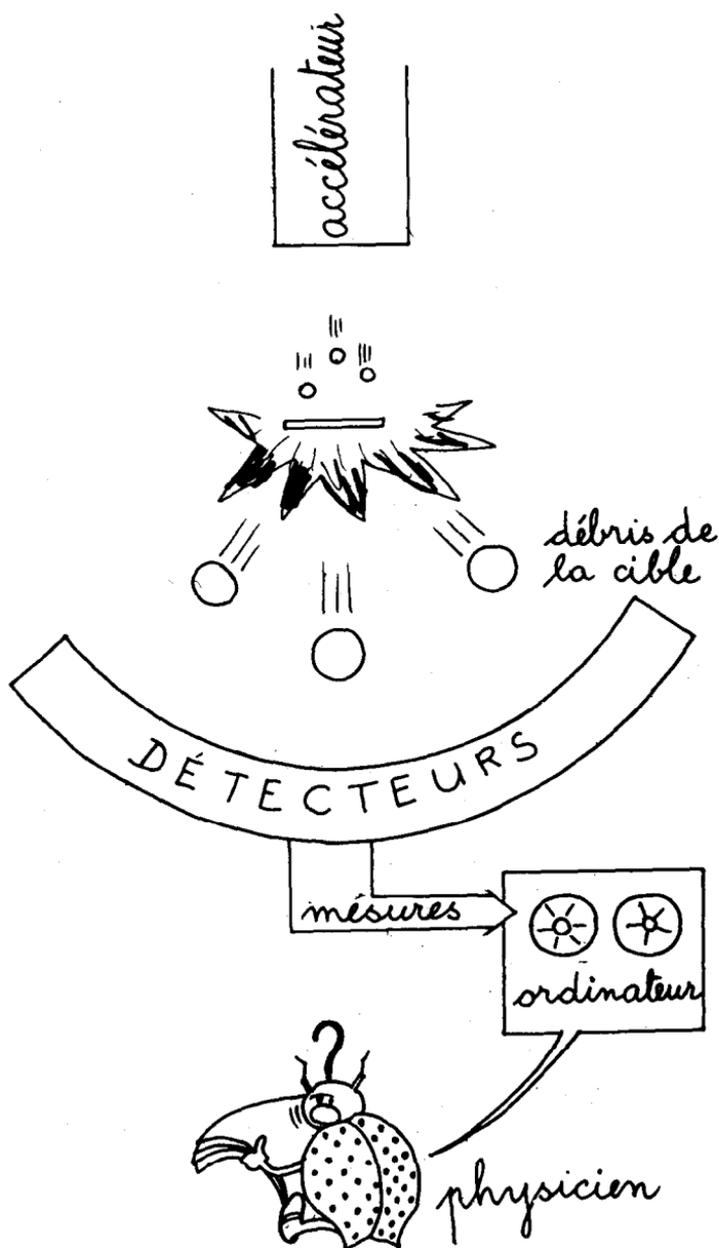


Fig. 5. — Éléments de base d'une expérience de physique des particules.

Concentration de l'énergie¹⁾
($3.5 \cdot 10^{15}$ noté 3.5 E15)

| objet | masse (kg) | volume (dm ³) | vitesse (m s ⁻¹) | E (J) | E/v J dm ⁻³ | E/m J kg ⁻¹ |
|---------------------|---------------|------------------------------|---------------------------------|----------|---------------------------|---------------------------|
| coureur | 80 | 100 | 10 | 4E3 | 40 | 50 |
| guépard | 80 | 100 | 30 | 3.6E4 | 360 | 450 |
| éléphant | 3E3 | 5E3 | 20 | 6E5 | 120 | 200 |
| insecte | 8E-3 | 1E-2 | 30 | 3.6 | 360 | 450 |
| voiture | 1E3 | 5E3 | 50 | 1.2E6 | 250 | 1.2E3 |
| avion | 1E5 | 6E5 | 300 | 4.5E9 | 7.5E3 | 4.5E4 |
| fusée | 1E4 | 3E3 | 1E4 | 5E11 | 1.6E8 | 5E7 |
| Terre | 6E24 | 1.2E24 | 2.9E4 | 2.5E33 | 2E9 | 4.2E8 |
| électron (repos) | 1E-30 | 1E-42 ⁴⁾ | -- | 8E-13 | 8E28 | 8E16 |
| électron (1 GeV) | 2E-27 | 1E-42 ³⁾ | 3E8 | 1.6E-10 | 1.6E32 | 1E17 ²⁾ |

1) données très approximatives (la collection de données plus réalistes, ou la mise au point de scénariis de mesure, peut constituer une source d'exercices intéressants, notamment au 1er cycle; ex: volume du corps humain).

2) $1E17 \approx c^2$ en effet $v \rightarrow c \Rightarrow E/m \rightarrow c^2$. La concentration massique d'énergie admet donc une limite absolue.

3) pour des raisons de simplicité, nous passons sous silence la variation relativiste du volume

4) le "volume" des particules élémentaires ne peut être défini que de façon grossière dans un but d'illustration; ce volume dépend en fait de la façon dont il est mesuré ($r_e - r_p - 10^{-13}$ cm) c'est à dire de la sonde employée.

Fig. 6. — Concentrations d'énergie.

avec les valeurs usuellement rencontrées. En fait l'accélération de particules, c'est-à-dire la condensation d'énergie cinétique, est le seul scénario actuellement disponible pour réaliser des effets intéressants en physique des particules. C'est ce qui explique l'importance prise par l'accélération de particules comme outil de recherche.

On peut résumer ceci par la recette suivante : « si vous voulez créer une paire particule-antiparticule de masse totale M,

débrouillez-vous pour concentrer, dans une région d'environ 10^{-13} cm de diamètre, une énergie au moins égale à Mc^2 ; vous obtiendrez, à chaque essai, divers objets et vous finirez, au bout d'un certain nombre d'essais, par obtenir satisfaction ».

II.4. Mécanisme de l'interaction (fig. 7).

L'interaction est détectée par la variation de la quadri-impulsion \underline{k} (E,P); elle résulte de l'échange d'un boson d'interaction entre le projectile et la cible.

Selon que l'interaction élémentaire est forte, EM, faible, il y a échange de gluon, photon, W^\pm , Z^0 . C'est ainsi que la diffusion d'un électron par un proton s'opère par échange d'un photon (virtuel) entre l'électron et le proton.

C'est le photon d'interaction qui transfère au proton-cible la quadri-impulsion déposée par l'électron incident.

On en déduit donc la relation entre la 4-impulsion du photon et celles, initiale et finale de l'électron :

$$\underline{q} = \underline{k} - \underline{k}'.$$

Cette relation, très simple en apparence, pose en fait deux problèmes délicats :

- * Nous sommes obligés d'admettre des photons d'interaction de masse non nulle, contrairement à celle des photons « réels ». En effet :

$$\underline{k} \neq \underline{k}' \Rightarrow q^2 \neq 0 \Rightarrow m_0^2 \neq 0$$

$$(\underline{k}^2 = m_0^2) \quad (c = 1).$$

- * Au point A d'émission du photon d'interaction, la conservation de l'énergie-impulsion est violée, ce qui traduit le fait qu'un électron isolé ne peut spontanément émettre un photon réel. On peut vérifier qu'au point d'absorption B, on opère une violation identique, mais de signe contraire à celle du point A : globalement, la situation de respect de conservation de l'énergie-impulsion est rétablie. Mais ce qui se passe aux points A et B doit, bien sûr, être assumé : on l'assimile à une fluctuation ΔE , tolérable durant un temps Δt tel que $\Delta E \Delta t \sim \hbar$ (relation d'HEISENBERG).

Autrement dit : plus la masse (donc l'énergie) du photon virtuel est élevée, plus sa durée de vie et sa portée sont courtes.

Par ailleurs, remarquons que si L est le parcours du photon virtuel :

$$\Delta E \nearrow \Rightarrow \Delta t \searrow \Rightarrow L = c \Delta t \searrow$$

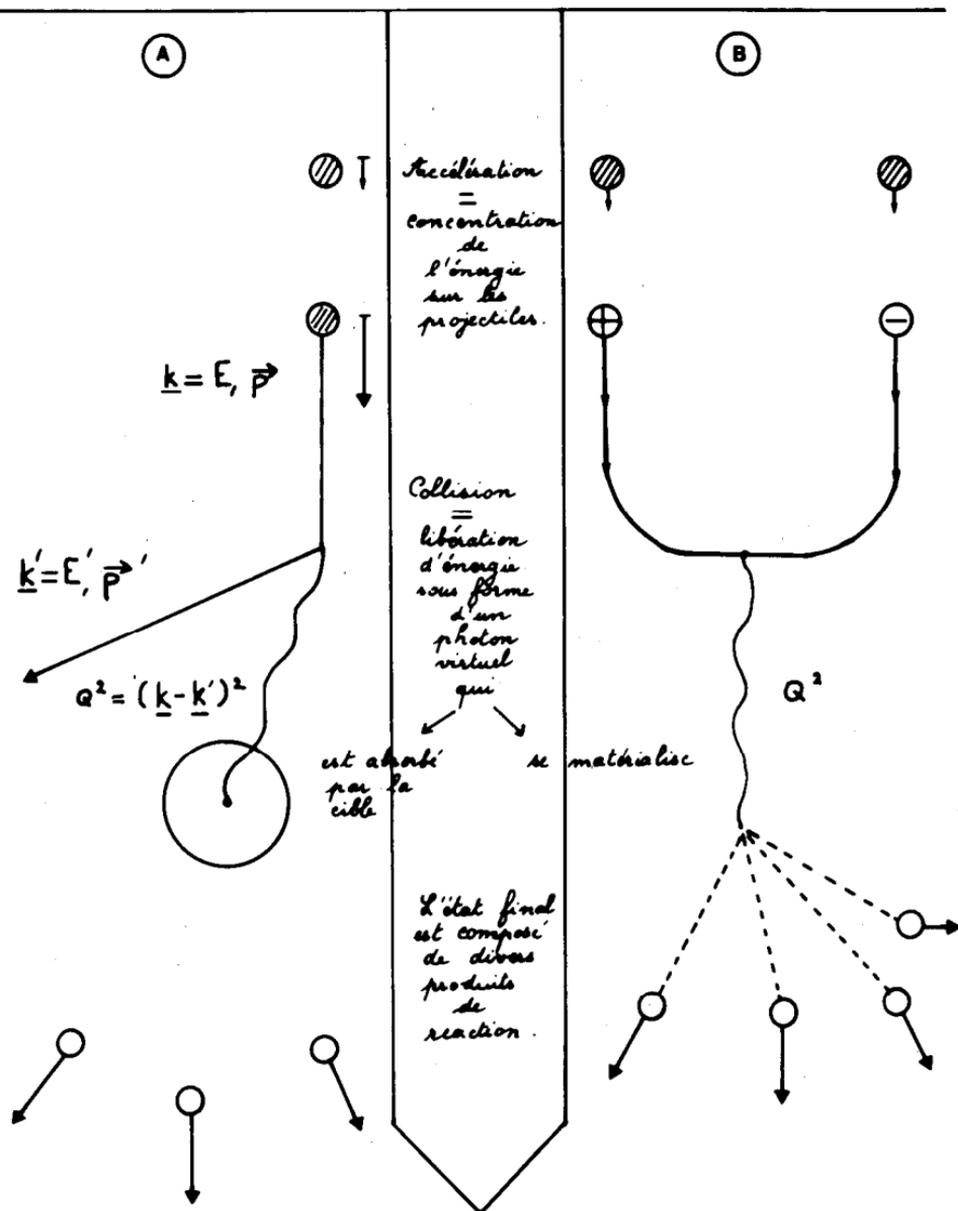


Fig. 7. — Mécanismes de base de concentration d'énergie.

De façon plus précise, on montre que :

$$M = \frac{\hbar}{c} \frac{1}{L} \rightarrow M_{(\text{MeV})} = \frac{197,328}{L_{(m)}}$$

où M est la masse du vecteur de l'interaction et L sa portée.

Ces photons un peu exotiques, massifs, et trop éphémères pour être détectables, responsables du mécanisme d'interaction électromagnétique, sont appelés « photons virtuels ». Des considérations semblables s'appliquent aux autres modes d'interaction (W^\pm , Z^0 , gluons, virtuels).

Nous voyons aussi que ce n'est pas la valeur de l'énergie incidente qui est la variable intéressante, mais la valeur de l'énergie transférée (la 4-impulsion en fait) : plus le transfert est élevé, plus petite est l'échelle des distances explorées par la sonde.

On ne peut bien sûr transférer davantage que l'énergie du projectile... *bien moins en réalité, à cause de l'énergie emportée par le mouvement du centre de masse* : on comprend donc que pour opérer des transferts élevés, nécessaires pour explorer les faibles échelles de distance, il faille des machines d'énergies croissantes.

Remarquons que, dans le cas de la collision frontale $e^+ e^-$, toute l'énergie disponible est convertie en un photon virtuel. Compte non tenu des difficultés de réalisation de ces machines, c'est donc ce monde de réaction qui est le plus efficace. Ces machines ont par contre l'inconvénient d'un taux de réaction (luminosité) plus faible, car la densité des faisceaux (qui jouent ici le rôle de cible) est très inférieure à la densité d'une cible solide.

11.5. Quelles particules... pour quelle physique ?...

On ne peut accélérer que des particules chargées et stables : seuls électrons et protons sont donc disponibles pour produire des faisceaux primaires.

Les flux de particules non stables (pions, muons, hypérons) ou neutres (neutrinos, photons) sont obtenus en faisceaux secondaires, issus de réactions produites par action d'un faisceau primaire sur une cible. Parfois davantage d'étapes sont nécessaires pour une bonne pureté de faisceau. Plus les étapes se multiplient, plus le rendement est faible (à chaque étape on perd plusieurs ordres de grandeur en intensité de faisceau).

La fig. 8 détaille quelques utilisations possibles des différents faisceaux pour l'étude des différentes interactions. Le choix est vaste. Bien remarquer que les hadrons, aux énergies actuelles, n'interagissent pas en tant que tels, mais par leurs constituants

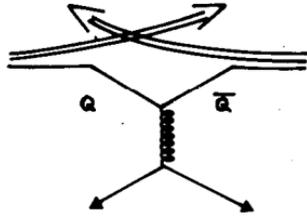
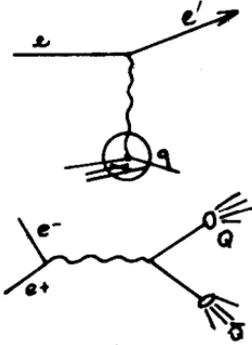
FAISCEAUX DE

LEPTONS (e, μ, ν)

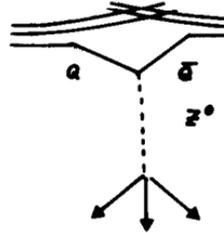
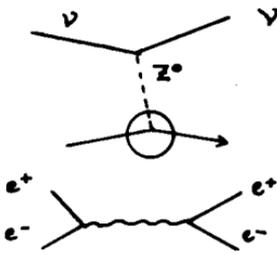
HADRONS (p, \bar{p}, π)

ETUDE DES INTERACTIONS

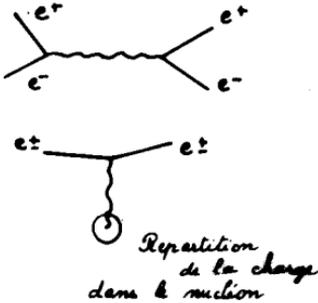
FORTE



FAIBLE



ELEC. MAGN.



Hadroproduction d'objets qui se désintègrent par interaction électromagnétique

Fig. 8. — Quelques processus de base utilisant des faisceaux de leptons ou de hadrons.

élémentaires : les quarks (un choc $p\bar{p}$ est en fait un choc $q\bar{q}$, les autres quarks étant spectateurs, en première approximation). En fait chaque type de faisceau a ses avantages et ses inconvénients, tant techniques, que physiques. Tous ont contribué aux connaissances actuelles ; il n'y a pas de chasse gardée.

III. PRODUCTION DE PARTICULES D'ÉNERGIES ÉLEVÉES.

III.1. Généralités.

Accélérer une particule, c'est lui conférer de l'énergie cinétique. Aux énergies cinétiques faibles, ceci se traduit principalement par une variation de vitesse. Aux énergies élevées, quand la vitesse est pratiquement lumineuse, l'accélération s'opère à vitesse quasi constante ($\simeq c$) par augmentation de la masse.

Le développement des accélérateurs de particules s'est opéré en quatre phases, dont chacune correspond à l'utilisation d'un concept neuf qui a généré une nouvelle classe de machines. La quasi totalité des accélérateurs qui ont survécu à la compétition, peuvent être classés en quatre catégories :

- accélération électrostatique,
- accélération résonnante,
- accélération synchrone,
- focalisation par gradients alternés.

L'**accélération par application de champs statiques** est conceptuellement la plus simple. Ses possibilités sont sévèrement limitées par les problèmes d'isolation (environ 1 mètre par MeV). A noter le travail actuellement en cours au Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg pour repousser ces limites (projet Vivitron ; production d'une machine statique de 30-50 MeV).

Le principe de l'**accélération résonnante** consiste à soumettre un faisceau de particules à un champ radiofréquence modeste, mais en résonance avec le mouvement des particules. A chacun de ses passages, la particule gagne de l'énergie. Cette technique a été appliquée à des machines linéaires (linacs) et circulaires (cyclotrons). Si elle évite le problème des hautes tensions, cette technique est cependant limitée, notamment par des effets relativistes qui désynchronisent les particules rapides par rapport aux particules lentes.

Le procédé d'**accélération synchrone** comporte un raffinement supplémentaire : la phase entre le champ accélérateur oscillant et le passage des particules est gardée constante, ce qui permet de garder la condition de résonance pour un nombre arbitraire de passages. Cette technique, qui regroupe nécessairement le faisceau en paquets de particules (bunch), est la seule qui permette d'atteindre des énergies élevées.

La focalisation à gradients alternés, repose sur une succession de focalisations et de défocalisations du faisceau de particules, qui permet de réduire les aberrations du faisceau (un peu comme dans une optique photographique moderne où la qualité de l'image (« piqué ») est obtenue par alternance de doublets convergents et divergents et d'éléments fortement ou faiblement dispersifs). Le résultat de cette structure optique électromagnétique sophistiquée, répartie tout le long de l'accélérateur, est de confiner très fortement les particules autour de la trajectoire d'équilibre : les tubes à vide et, par conséquent les aimants de courbure, voient leur taille notablement réduite, ce qui entraîne une amélioration sensible du fonctionnement, et des économies de construction considérables. Toutes les machines modernes d'énergie élevée, reposent désormais sur ce principe.

La fig. 9 illustre l'évolution de la technique et des performances des accélérateurs.

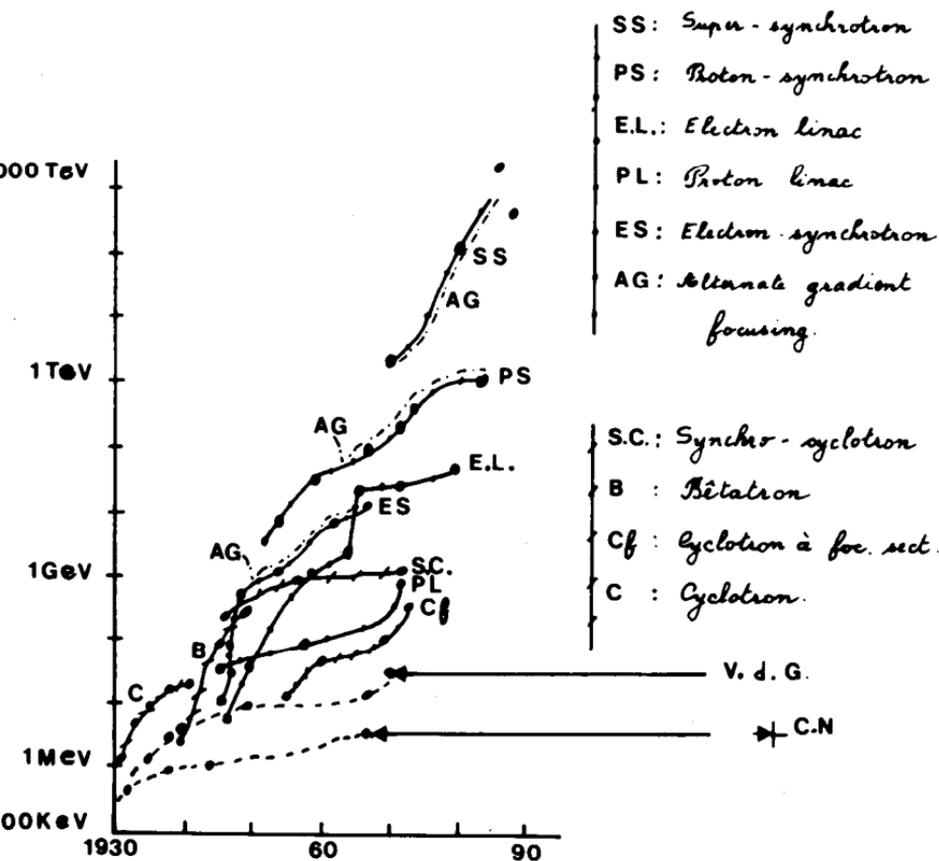


Fig. 9. — Evolution de la technique d'accélération des particules.

III.2. Principe de l'accélération synchrone (fig. 10).

L'accélération des particules est réalisée, dans cette philosophie, par des tubes T_1 T_2 $T_3 \dots T_n$ (dits tubes de glissement) régulièrement espacés, entre lesquels règne un champ oscillant \vec{E} , tantôt accélérateur, tantôt retardateur.

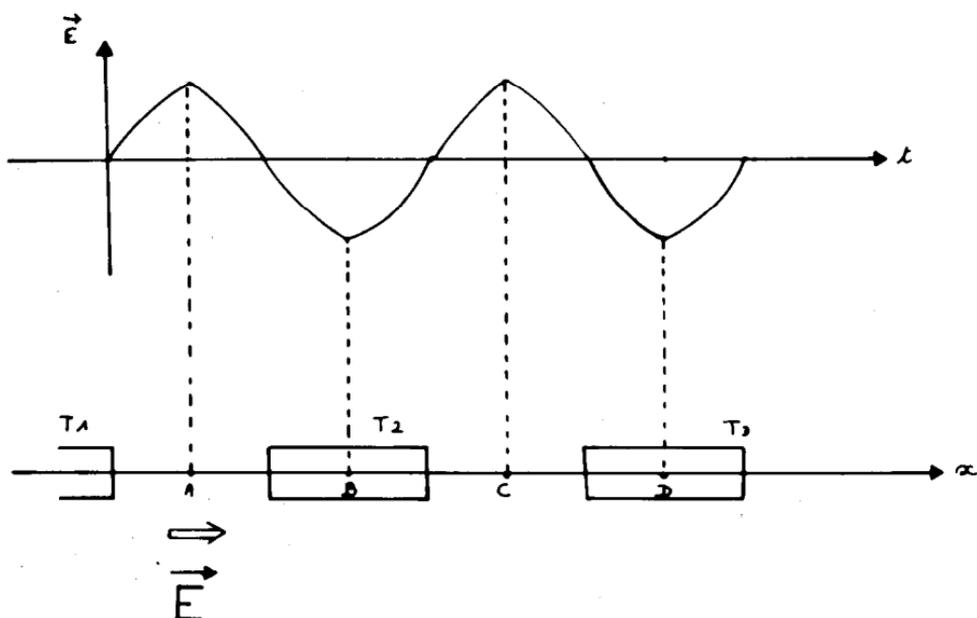


Fig. 10 a. — Principe de l'accélération synchrone.

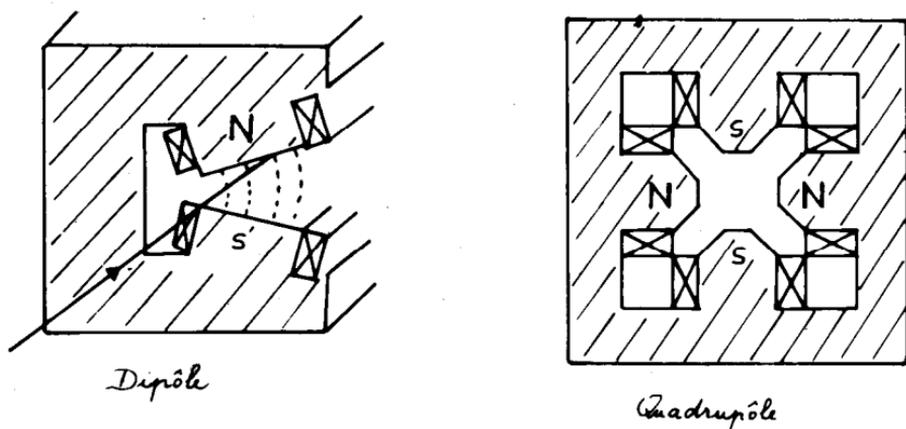


Fig. 10 b. — Dipôle (courbure) et quadrupôle (focalisation) magnétiques.

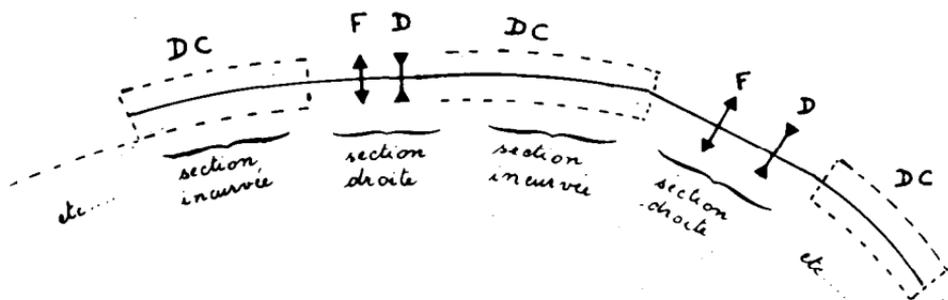


Fig. 10 c. — Structure d'une cellule magnétique de base d'un synchrotron DC : dipôle de courbure,
 F : quadrupôle de focalisation,
 D : quadrupôle de défocalisation.

La période du champ est synchronisée avec le temps mis par une particule pour franchir la distance qui sépare deux tubes consécutifs.

La phase est calée pour que la particule se situe entre deux tubes quand le champ \vec{E} est accélérateur, mais se situe à l'intérieur de l'un des tubes dans le cas contraire. Dans ce dernier cas, le tube agit comme une cage de FARADAY, dans laquelle le champ électrique est nul (ou très faible) : la particule est protégée de l'effet retardateur du champ (quand celui-ci est négatif). Globalement la particule ne « voit » le champ \vec{E} que quand celui-ci « a le bon signe ». Tout se passe comme si la particule était soumise à un champ accélérateur moyen.

Pour des raisons de commodité (stabilité de phase), et parce que la physique concerne une vaste gamme d'énergies, on préfère accélérer les particules dans différentes machines successives d'énergie croissante, plutôt que dans un seul appareil, chaque machine servant à la fois d'injecteur à la machine suivante et de facilité expérimentale, dévolue à une certaine fenêtre de physique.

Dans le cas du super-synchrotron SPS du C.E.R.N. (fig. 11), les étapes sont les suivantes :

- sources d'ions
- linacs 0 → 600 MeV
- proton-synchrotron (PS) → ~ 20 GeV
- super-proton-synchrotron (SPS) → ~ 450 GeV.

Dans le cas du collisionneur européen e^+e^- actuellement en construction (LEP) (2×70 GeV d'électrons) le super-synchrotron sert lui-même d'injecteur (fig. 12).

Schéma de l'implantation du super-synchrotron à protons de 400 GeV montrant la liaison (par le tunnel de transfert TT10) avec le PS qui sert d'injecteur. On peut repérer les six bâtiments auxiliaires (1 à 6) avec puits d'accès, situés sur les sections droites de la machine, ainsi qu'un septième (7) construit sur la ligne de faisceaux allant vers la zone d'expériences Ouest. Le puits de génie civil (PGC), utilisé lors de la construction du tunnel de transfert, est également représenté. Les employés pour conduire le T10 sont employés pour conduire le faisceau accéléré respectivement vers les zones d'expériences Ouest et Nord. On voit aussi les halls d'expériences ainsi que l'emplacement de certains systèmes de détection.

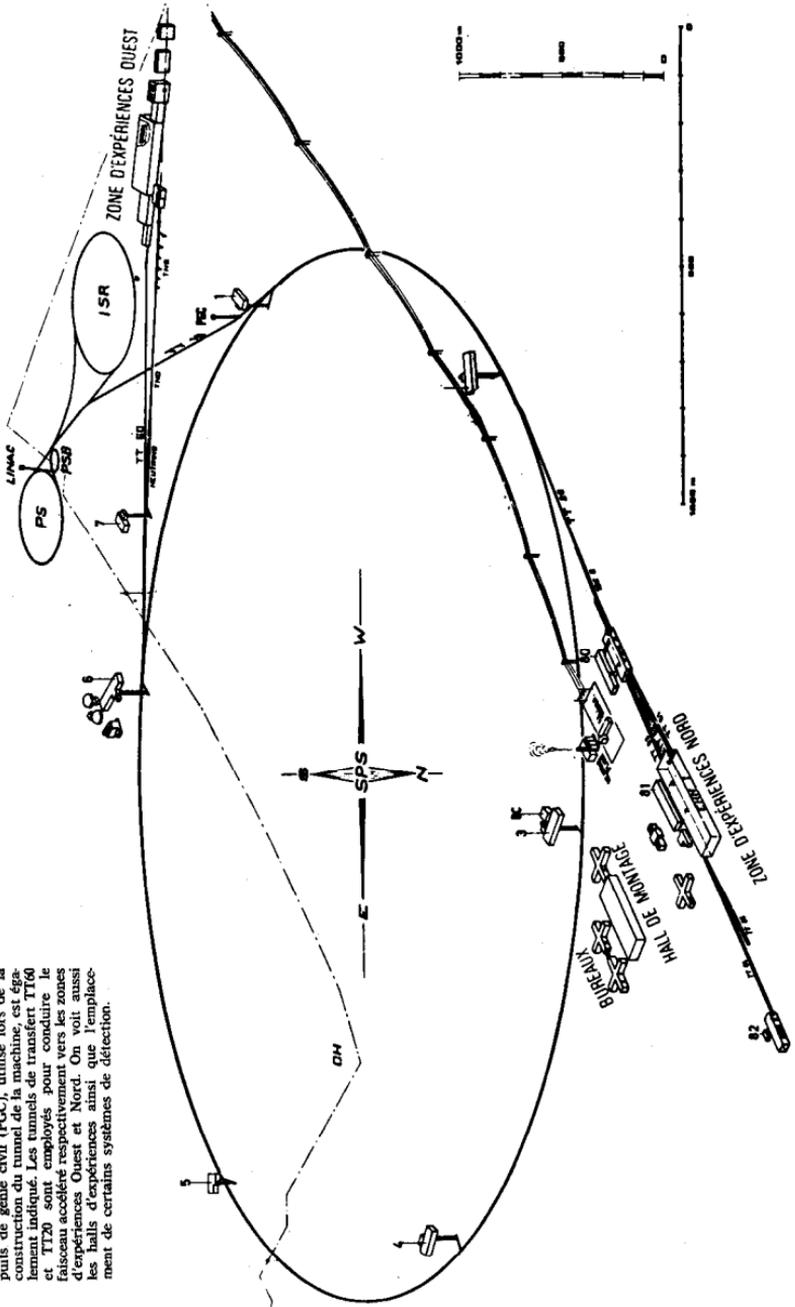


Fig. 11. — Le super-proton-synchrotron (SPS) du C.E.R.N. (450 GeV).

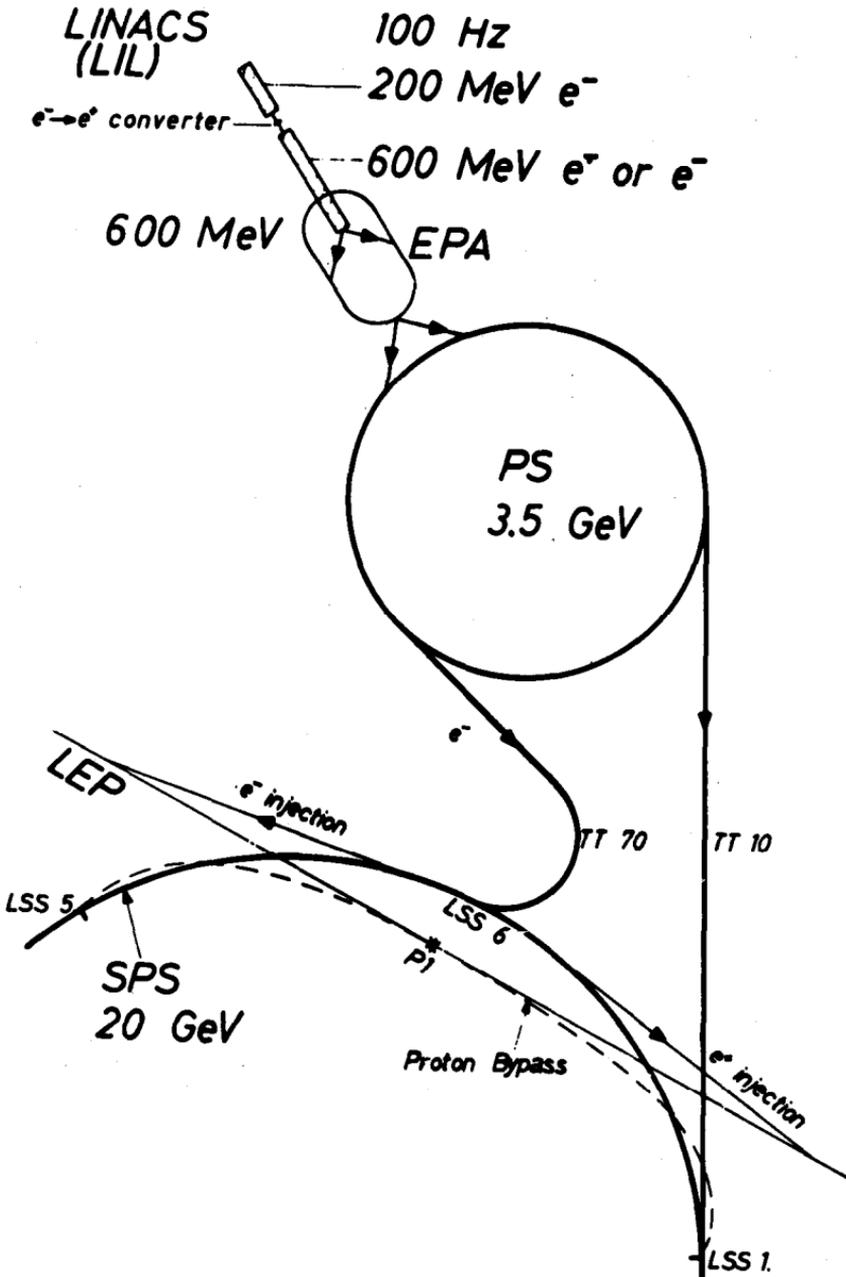


Fig. 12. — Etapes d'accélération pour le projet LEP.

III.3. Éléments constitutifs d'un synchrotron moderne.

Ces éléments sont :

- jeu d'injecteurs d'énergies maximales croissantes,
- tube « circulaire » à vide (« pipe » dans lequel circule le faisceau et où règne un vide poussé (10^{-9} à 10^{-12} Torr),
- aimants de courbure (dipôles fournissant un champ magnétique vertical donc une déflexion horizontale incurvant la trajectoire ; $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$),
- éléments optiques (quadrupôles), focalisants et défocalisants, situés entre les aimants de courbure,
- de place en place, optiques de correction (sextupôles),
- blindages anti-radiations (béton, fer, terre),
- prises de mesure (position faisceau ; intensité ; contour faisceau...),
- commandes et contrôles (gérées par un ensemble de calculateurs).

IV. DETECTION DES PARTICULES.

Détecter une particule c'est la mettre en interaction avec un milieu matériel sensible (détecteur) dont le rôle est de fournir un signal observable.

Lorsqu'une particule traverse un milieu matériel, elle possède une certaine probabilité d'interagir avec ce milieu selon différents mécanismes. Cette interaction, quand elle a lieu, peut se traduire soit par une disparition de la particule lors d'une réaction plus ou moins compliquée, disparition qui s'accompagne de produits divers, soit par un simple dépôt d'énergie/impulsion de la particule dans le milieu. La probabilité d'interaction entre la particule et le milieu est évidemment proportionnelle à la section efficace du mécanisme considéré et au nombre de centres d'interactions potentiels qu'elle trouve sur son passage (par exemple le nombre de noyaux par centimètre d'épaisseur de cible). Le tableau ci-après donne quelques ordres de grandeur de sections efficaces de détection.

| <i>Détection (mécanisme)...</i> | <i>Section efficace</i> (barn = 10^{-24} cm ²) |
|-------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------|
| — <i>traces</i> (ionisation du milieu par une particule chargée ; int. EM). | $\leq 10^4 \cdot 10^5$ b |
| — <i>hadrons neutres</i> (interactions fortes entre le hadron et un noyau atomique) | 1 à 10^{-3} b |
| — <i>neutrinos</i> (interaction faible) .. | 10^{-14} b |
| — <i>ondes gravitationnelles</i> (int. gravitationnelle) | $< 10^{-40}$ (non encore détectées) |

Quand la particule incidente est électriquement chargée, les mécanismes qui dominent son interaction avec les milieux matériels sont de nature électromagnétique à transferts faibles donc à sections efficaces élevées ($\sim \text{\AA}^2$) (forte probabilité d'interaction, peu d'énergie déposée par unité de longueur de trace). La détection des particules chargées peut donc s'opérer avec des détecteurs peu denses, perturbant très peu la particule (on parle parfois de détecteurs « transparents »).

Quand la particule incidente est électriquement neutre, son interaction est soit E.M. (photons), soit forte (hadrons neutres), soit faible (neutrinos). Dans les deux derniers cas, les sections efficaces sont beaucoup plus faibles : la détection des particules neutres s'opère généralement avec des détecteurs volumineux et denses. La détection d'une particule neutre s'opère toujours par sa destruction.

IV.1. Interaction des particules chargées avec un milieu matériel.

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu matériel, elle dépose une certaine quantité d'énergie par interaction électromagnétique. Différents mécanismes sont disponibles (fig. 13), dont les principaux sont :

- ionisation du milieu (arrachement d'électrons atomiques ou moléculaires). Dans certaines substances l'ionisation s'accompagne d'excitation du milieu avec émission de lumière : on parle de substances scintillantes ou scintillateurs,
- effet CERENKOV. Emission d'un cône de lumière, par une particule chargée qui traverse un milieu matériel transparent d'indice n , avec une vitesse supérieure à la célérité de la lumière dans ce milieu (c/n),
- bremsstrahlung (rayonnement de freinage). Emission de photons par une particule chargée qui subit une déflexion au voisinage d'un noyau atomique.

IV.1.1. DÉTECTION DE L'EXCITATION D'UN SCINTILLATEUR (fig. 14).

La conversion de l'excitation, en lumière de scintillation est un processus complexe, qui a fait l'objet d'études approfondies pour beaucoup de milieux (gaz nobles ; substances minérales ; substances organiques ; liquides ; solides ; etc.).

Le signal de scintillation est rapide (de 10^{-6} s à 10^{-9} s selon la substance) et l'intensité lumineuse produite est, en première approximation, proportionnelle à la perte d'énergie de la particule détectée [1 photon utile/100 eV pour les scintillateurs organiques ; 1 photon utile/25 eV pour l'iodure de sodium NaI(Tl)]. Pour un dépôt moyen d'énergie de $1,5 \text{ MeV/cm}^2/\text{g}$, cela correspond,

PERTES ÉNERGÉTIQUES DES PARTICULES CHARGÉES DANS LA MATIÈRE

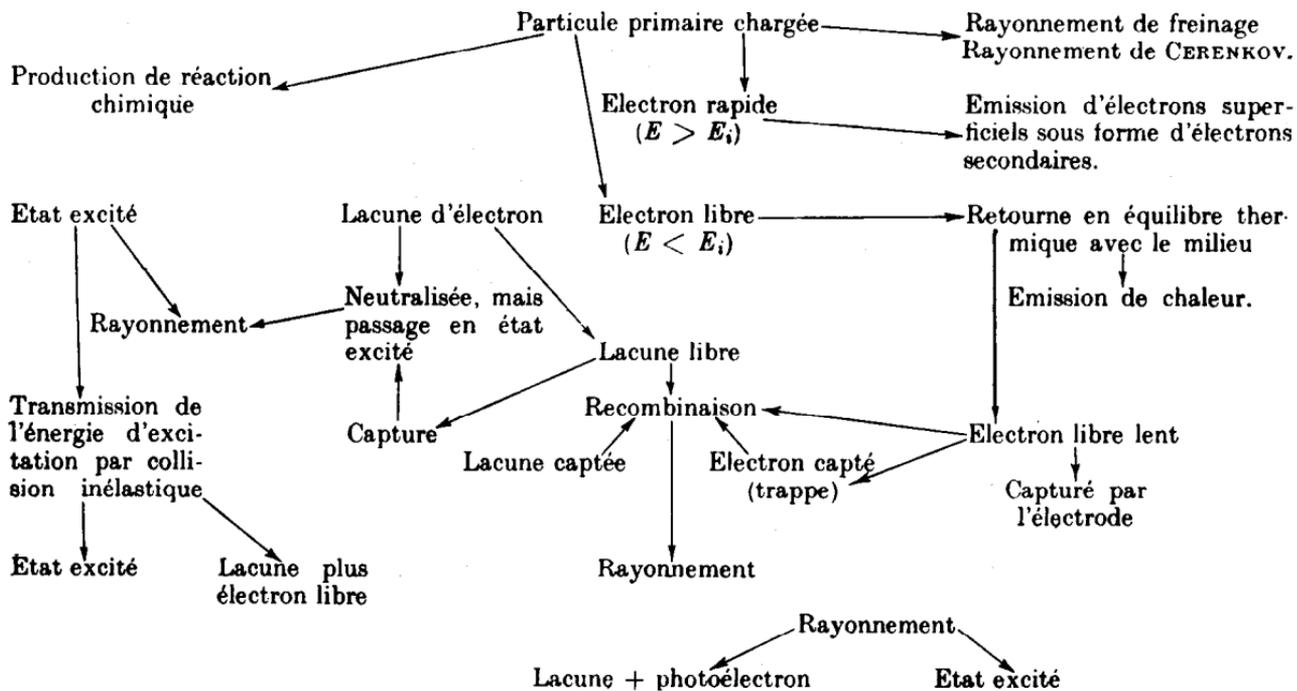


Fig. 13. — Mécanismes de perte d'énergie des particules chargées dans les milieux matériels.

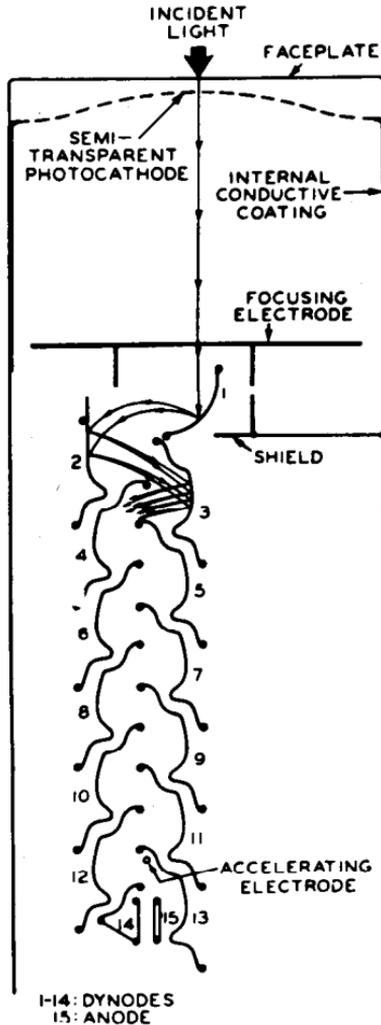


Fig. 14. — Structure d'un phototube à 14 dynodes.

pour un scintillateur plastique ($d \sim 1$) à l'émission d'environ 150 photons utiles par centimètre de trace.

La détection des faibles niveaux de lumière produits par la scintillation devint possible il y a environ 30 ans par l'introduction du photomultiplicateur (fig. 14) qui assure la détection des photons par effet photoélectrique sur une photocathode, les électrons ainsi émis étant multipliés par impacts successifs sur des dynodes disposées en chaîne. Dans les meilleurs tubes (12 à

14 dynodes), un gain supérieur à 10^8 est réalisé, donnant accès à la détection de photons individuels.

La rapidité ($\sim 10^{-8}$ s) du signal de charge ($\sim 10-100$ pC/part) délivré confère au couple scintillateur-photomultiplicateur, un caractère unique, en physique des particules, pour détecter le passage d'une particule chargée. A signaler, cependant, l'extrême sensibilité des phototubes à l'action d'un champ magnétique externe qui complique leur utilisation au voisinage des aimants d'analyse [nécessité de blindages passifs (mumétal) ou actifs (bobines compensatrices)].

IV.1.2. DÉTECTION DE L'IONISATION.

L'ionisation d'un milieu matériel par une particule ionisante, procède en deux étapes :

- ionisation primaire par collision atomique,
- ionisation secondaire, c'est-à-dire arrachement d'électrons, par les électrons d'ionisation primaire qui dissipent ainsi leur énergie cinétique (chaque électron primaire produit en moyenne 3 ou 4 électrons secondaires).

L'ionisation est caractérisée par la perte d'énergie par unité de longueur, dE/dx , qui est fonction de la nature du milieu (Z , ρ) et de la vitesse ($v = \beta c$) de la particule.

Pour des particules relativistes monochargées, et pour un milieu donné, la perte d'énergie dE/dx décroît quand β augmente, passe par un minimum (appelé minimum d'ionisation) pour $\beta \sim 0,96$, puis tend asymptotiquement vers un « plateau » quand $\beta \sim 1$. Au voisinage du minimum d'ionisation, la perte d'énergie par ionisation est d'environ 1,5 MeV par g.cm⁻³, et par centimètre d'épaisseur traversée et ce, en première approximation, indépendamment de la nature du milieu.

Si W est l'énergie effective (~ 30 eV), nécessaire pour créer une paire d'ions, et si ΔE est l'énergie cédée par la particule au milieu, le nombre total n d'ions est donné par :

$$n = \Delta E/W.$$

L'énergie cinétique des électrons d'ionisation est faible. Leur parcours est donc faible lui aussi, ce qui signifie que les électrons d'ionisation restent localisés au voisinage de la trajectoire de la particule, qu'ils matérialisent ainsi sous forme de trace. Pour un gaz ($\rho \sim 10^{-3}$ g/cm³) l'ionisation par une particule chargée rapide ($\beta \sim 1$), produit globalement quelques dizaines de paires d'ions par centimètre de trace.

Dans les détecteurs visuels la trace est matérialisée par les effets thermodynamiques, chimiques, électriques de l'ionisation [chambres à bulles ou à vapeur, émulsions photographiques, chambres à étincelles ou à effluve (streamer)].

Dans les détecteurs électroniques modernes (chambres proportionnelles à fils, chambres à dérive), l'ionisation est détectée en trois étapes :

- dérive des électrons d'ionisation sur une distance plus ou moins importante (cm \rightarrow m) afin de les transporter sous l'action d'un champ électrique, vers des fils de détection de polarité positive (anodes),
- multiplication des électrons d'ionisation par avalanche, en mettant à profit le champ élevé ($\sim 10^4 - 10^5$ V/cm) qui règne au voisinage d'un fil fin, porté à un voltage important ($E_r(r) = k/r$). Valeurs usuelles de multiplication : $10^3 - 10^4$; valeur extrême : environ 10^6 ; au-delà de cette valeur : arcs,
- induction d'un signal électrique rapide ($< 10^{-6}$ s) sur le fil d'anode. La structure du signal résulte de la combinaison de deux effets : capture des électrons d'avalanche par le fil, et répulsion, par ce fil, des ions positifs de l'avalanche.

IV.1.2.1. Les détecteurs de trace.

L'application principale de la détection de l'ionisation d'un gaz par un fil d'anode, est la mesure des trajectoires des particules chargées, au moyen de détecteurs (appelés chambres), comportant un grand nombre de fils sensibles parallèles disposés en plans successifs (fig. 15 c). Ces détecteurs de traces peuvent être regroupés en deux grandes classes :

- les chambres proportionnelles multifils (fig. 15 a),
- les chambres à dérive (fig. 15 b).

Dans les chambres multifils (fig. 15 a), les coordonnées d'un point d'une trajectoire qui traverse la chambre, sont fournies par les numéros de fils (croisés) qui répondent au passage de la trace. La précision est donc donnée par l'espacement des fils. En multipliant les couples de plans, on arrive à collecter un nombre de points, suffisant pour exprimer analytiquement la trajectoire par lissage polynômial (reconstruction de trace).

Dans une chambre à dérive (fig. 15 b), l'une des coordonnées du point d'ionisation est reconstruite par mesure du temps de dérive, relativement à un temps t_0 (fourni par un scintillateur) qui détermine l'instant du passage de la particule chargée à travers la chambre. Connaissant ce temps et la vitesse de dérive (~ 5 cm/ μ s) (préalablement mesurée), la coordonnée correspondante est aisément reconstruite. On arrive, de la sorte, à des pré-

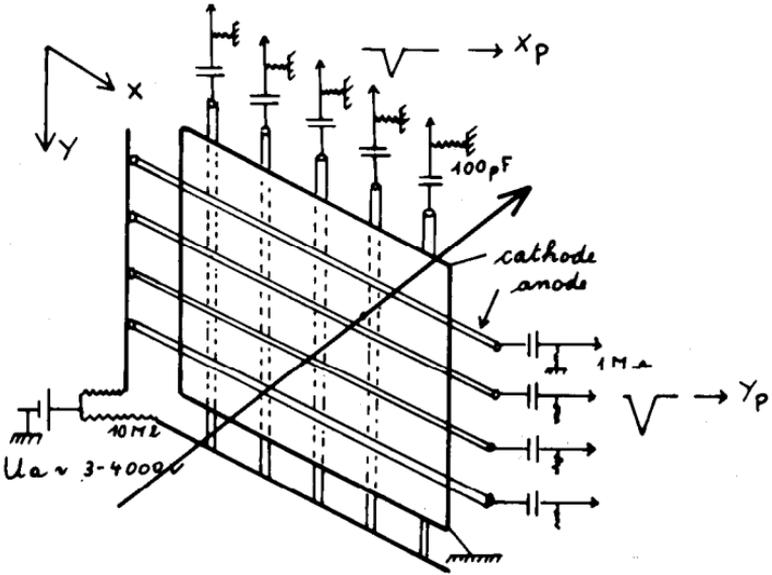


Fig. 15 a. — Principe des chambres proportionnelles multifils.

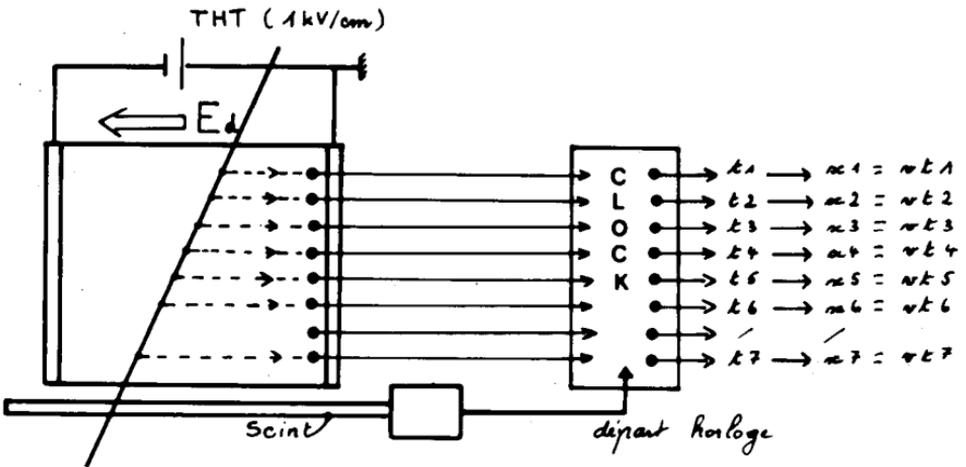


Fig. 15 b. — Principe des chambres à dérive; noter l'économie de fils sensibles donc de canaux d'électronique.

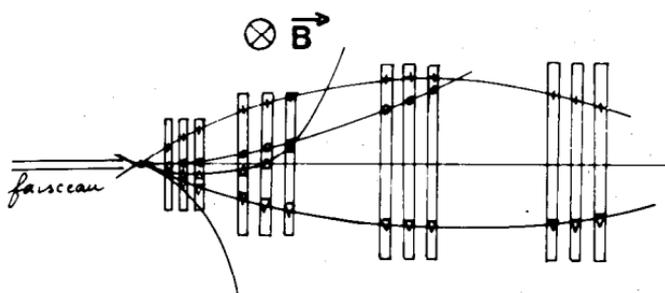


Fig. 15 c. — Principe de la mesure de la trajectoire des particules chargées.

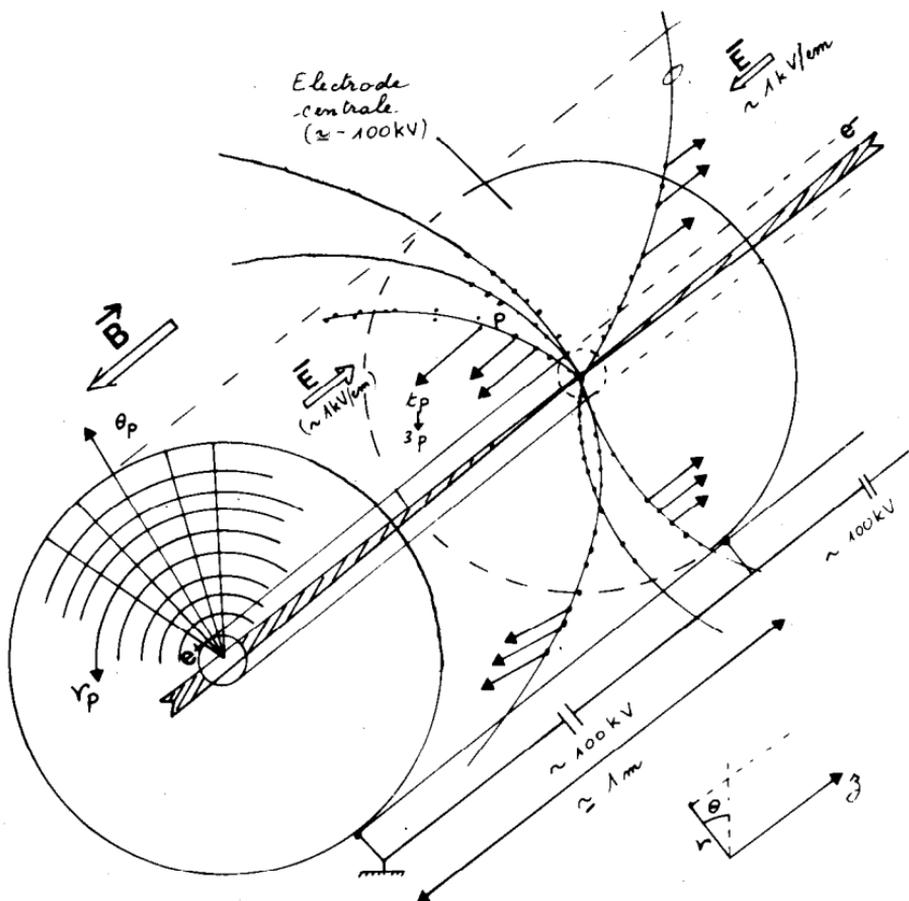


Fig. 15 d. — Principe des chambres à projection temporelle cylindriques utilisées auprès des collisionneurs futurs (LEP).

cisions en position qui peuvent être inférieures à $100 \mu\text{m}$, hors de portée des chambres multifils.

Pour les collisionneurs futurs, on construit actuellement des chambres à dérive dont le volume sensible peut atteindre plusieurs mètres cubes ($L : 3 \text{ m}$, $\varnothing : 1,25 \text{ m}$). Ces chambres (fig. 15 *d*) permettent la reconstruction tridimensionnelle des traces : la coordonnée z de chaque électron d'ionisation est obtenue par mesure du temps de dérive, les deux autres coordonnées sont obtenues en combinant la lecture, par fil d'anode et par cathodes segmentées en bandes perpendiculaires, aux fils d'anodes. Ces chambres sont dites « à projection temporelle » (time projection chambers ou TPC). La construction de ces chambres est extrêmement délicate, car elle suppose l'utilisation de tensions de dérive élevées (environ 100 kV) et de champs électriques parfaitement homogènes (1 kV/cm), afin que la trajectoire de dérive soit rectiligne.

La fig. 21 *b*) donne quelques valeurs typiques pour les résolutions spatiales des principaux détecteurs de trace.

IV.1.3. L'EFFET CERENKOV (fig. 16 *a*).

Lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu (appelé radiateur), avec une vitesse v supérieure à la célérité de la lumière dans ce milieu (c/n), un nouveau mécanisme de perte d'énergie se superpose à la perte par ionisation : l'effet CERENKOV qui est une perte d'énergie par émission de rayonnement électromagnétique a des propriétés très particulières qui permettent de l'assimiler à une véritable onde de choc électromagnétique, analogue aux ondes de choc acoustiques :

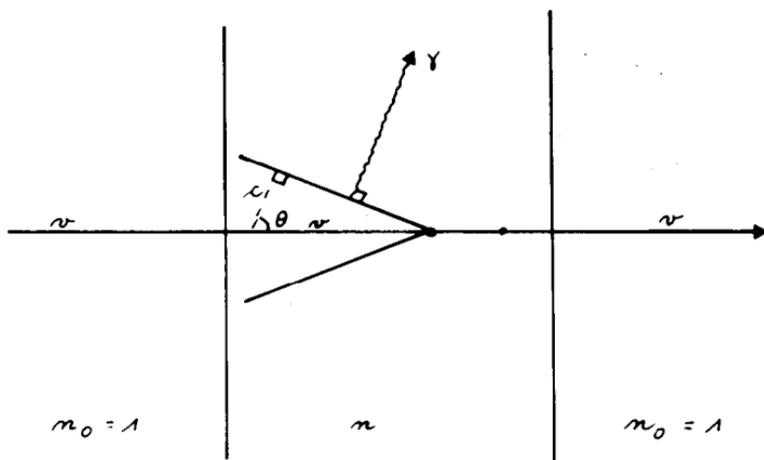


Fig. 16 *a*. — L'effet Cerenkov.

- le front d'onde est un cône pointé sur la particule et se déplaçant avec elle,
- les photons sont émis perpendiculairement à ce front d'onde selon un angle θ fixé par la relation :

$$\cos \theta = \frac{c}{v} = \frac{1}{\beta n} \quad (\text{fig. 17}).$$

Cet angle d'émission est unique et la lumière est complètement polarisée dans le plan contenant la direction de la particule et la direction d'émission du photon.

Entre deux valeurs λ_1 et λ_2 quelconques, le spectre d'émission est :

$$N(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{2\pi^3}{137} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right)$$

(n est supposé constant, ce qui n'est pas vrai en général).

La mesure de l'angle CERENKOV θ équivaut à celle de β donc de la vitesse \vec{v} de la particule (fig. 16 b). Combinée avec celle de l'impulsion \vec{p} cette mesure donne accès à la détermination de la masse de la particule, donc à l'identification de la particule (sans avoir à reconstruire la quadri-impulsion \underline{P}) : c'est là tout l'intérêt de ce processus. La précision de reconstruction de la masse est :

$$\frac{dm}{m} = \frac{1}{1-\beta^2} \frac{d\beta}{\beta} + \frac{dP}{P}.$$

On remarque aussi que l'effet CERENKOV comporte un seuil. En effet :

$$\cos \theta < 1 \Rightarrow \beta > \frac{1}{n} = \beta_s.$$

Pour des vitesses inférieures à c/n , l'émission ne se produit pas.

IV.1.3.1. Détection de l'effet Cerenkov.

La perte d'énergie par radiation CERENKOV est beaucoup plus faible (10^2 - 10^3) que la perte d'énergie par ionisation. Par ailleurs, la détection des photons s'opère toujours, pour des raisons techniques, à l'intérieur de certaines fenêtres limitées de longueur d'onde. Pour toutes ces raisons, l'intensité CERENKOV utile est faible, ce qui nécessite des radiateurs de longueur importante (> 1 m).

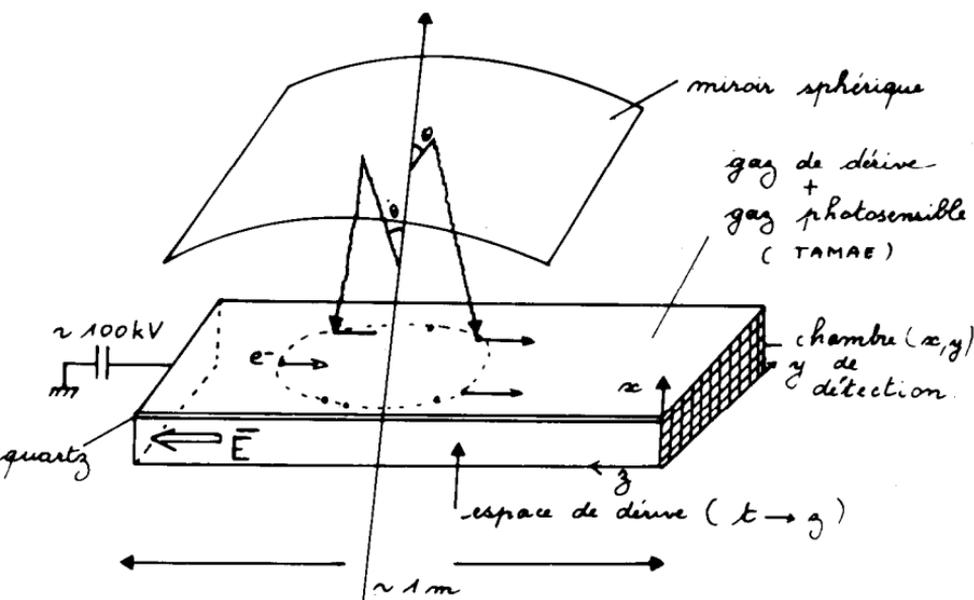


Fig. 16 b. — Principe de la détection des anneaux Cerenkov.

- Le miroir sphérique focalise le cône Cerenkov sous forme d'anneau : les photons Cerenkov se répartissent sur cet anneau.
- Le plan image (où se trouve l'anneau Cerenkov) est entouré d'une substance gazeuse ionisable par les photons Cerenkov : l'anneau Cerenkov est ainsi matérialisé par des électrons d'ionisation (environ 10/anneau).
- Les électrons sont dérivés (par un champ $\vec{E} \sim 1 \text{ kV/cm}$) vers une chambre à fils de détection.
- La reconstruction de l'anneau est obtenue en combinant l'information $x_e y_e$ (chambre) et z_e de dérive $z_e = vt_e$ (temps de dérive) pour chaque électron.
- L'enceinte qui contient le gaz photo-ionisable (TMAE) et où s'effectue la dérive est équipée d'une fenêtre de quartz, transparente à l'UV lointain ($> 1600 \text{ nm}$) nécessaire à l'ionisation du gaz.

On a la relation : $N_\gamma = N_0 L \sin^2 \theta$,

- avec N_γ nombre de photons utiles (émis par le détecteur),
 L longueur du radiateur,
 N_0 facteur de qualité (varie de 50 à 200 selon que le détecteur est sensible au visible ou à l'UV).

Au voisinage du seuil ($\theta \sim 0$), peu de photons sont disponibles : la détection de l'effet CERENKOV devient délicate. A énergie élevée, l'angle d'émission des photons s'ouvre et tend vers

une valeur limite $\vartheta_c = \text{Arc cos}(1/n)$, commune aux différentes particules, ce qui rend l'identification de plus en plus difficile.

On comprend donc qu'en général les identificateurs CERENKOV sont des appareils délicats, optimisés en vue d'une certaine fenêtre cinématique et pour un couple donné de particules $[(\pi, K); (Kp)] (e, \mu)$; etc. Pour cette raison, ces détecteurs apparaissent souvent par couples complémentaires.

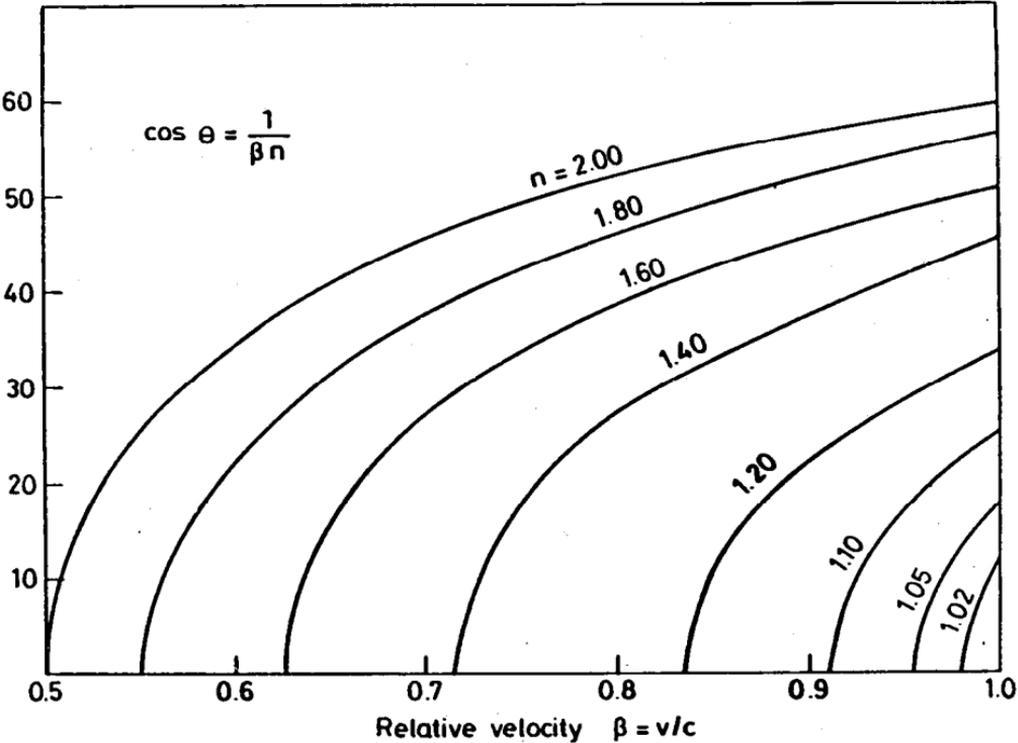


Fig. 17. — Angle Cerenkov en fonction de l'indice n du radiateur et de la vitesse β de la particule.

IV.1.3.2. Structure de l'identificateur Cerenkov.

Un identificateur CERENKOV comporte toujours deux éléments fondamentaux :

- un radiateur dont le rôle est de produire sélectivement la lumière CERENKOV,
- un détecteur de lumière qui transforme la lumière CERENKOV en un signal qui doit constituer la signature d'un type donné de particules (π ; K ; P ; μ ; e ; ...).

Les radiateurs CÉRENKOV, couramment utilisés en physique des particules, sont d'indice $n(\lambda)$ variant de 1 à 2 ou plus (fig. 18).

| Radiateur | $n-1$ * | γ seuil ** | Remarques |
|-----------------|------------|-------------------|---------------------------------------------------------------------|
| Scintillateur | 5.8 E-1 | 1.3 | |
| Li F | 4.0 E-1 | 1.43 | |
| Plexiglass | 4.0 E-1 | 1.43 | |
| FC 75 (fréon) | 2.8 E-1 | 1.60 | liquide le moins réfringent |
| Néon liquide | 2.0 E-1 | 1.81 | |
| Hyd. liquide | 1.1 E-1 | 2.40 | |
| He liquide | 2.1 E-2 | 5.0 | |
| Aerogel | (2-10) E-2 | 2 - 5 | Solide transparent. L'indice peut être ajusté durant la fabrication |
| Propane | 1.7 E-3 | 17 | } gaz les plus réfringents (NTP) |
| CO ₂ | 4.3 E-4 | 34 | |
| He | 3.3 E-5 | 123 | |

* spectre visible

** $\gamma_s = (1 - \beta_s^2)^{-\frac{1}{2}}$ avec $\beta_s = 1/n$

Fig. 18. — Propriétés Cerenkov de quelques radiateurs usuels.

Le tableau de la fig. 18 résume les propriétés d'identification de diverses substances. On remarquera que les énergies élevées ($\beta \sim 1$; $\gamma \rightarrow \infty$) sont du domaine des radiateurs gazeux, alors que les énergies plus modestes ($\gamma \sim 1$ à 10) sont du domaine des radiateurs solides ou liquides. On remarquera également que les indices de 1,02 à 1,1 couvrent des valeurs de $\beta \sim 0,96$, ce qui correspond au « minimum d'ionisation » où toutes les particules se comportent de façon similaire par rapport à l'ionisation : dans ce domaine, l'effet CERENKOV est la seule technique qui permette de différencier les particules. On remarquera enfin la souplesse que procure l'utilisation de radiateurs gazeux : l'indice n du radiateur est déterminé par la pression P du gaz [$(n-1) = (n_0-1)P$ où n_0 désigne l'indice du gaz à pression atmosphérique)].

Dans la pratique, les identificateurs CERENKOV se répartissent en deux grandes classes, selon que l'on détecte seulement l'intensité de la lumière ou également sa répartition spatiale :

- les détecteurs à seuils,
- les détecteurs à anneaux.

Les détecteurs CERENKOV à seuil utilisent l'effet de seuil qui correspond à une variation très rapide du nombre de photons émis (due à une forte variation de l'angle), ce qui correspond à un effet facile à détecter ($\epsilon = 1 - \exp(-N_\gamma)$ où ϵ désigne l'efficacité de détection).

Pour identifier sur de larges domaines (1 - 10 - 100 GeV) les π , p , K produits par les réactions, on utilise souvent une succession de compteurs à seuils qui couvrent chacun une fenêtre bien particulière. L'identification est alors obtenue par la combinaison des différentes informations.

Dans les détecteurs à anneaux (Ring Imaging Cerenkov) (fig. 16 *b*), le cône de lumière est focalisé sous forme d'anneau, par un système de miroirs (ou de lentilles) : la mesure du diamètre de l'anneau donne accès à l'angle CERENKOV puis à l'identité de la particule. Cette technique, en plein développement, fournit l'information maximale. Elle donne accès, par combinaison de 2 radiateurs (liquide, gaz), à l'identification simultanée des e , π , K , p dans une large gamme d'énergies (1 à 50 GeV). Des résolutions $\Delta\beta/\beta$ de 10^{-6} à 10^{-7} sont accessibles.

IV.1.4. LE RAYONNEMENT DE FREINAGE (bremsstrahlung).

Il s'agit du rayonnement émis par une particule chargée qui subit une accélération (déflexion). Nous verrons que l'effet n'est notable, aux énergies actuelles, que pour les électrons et les positons qui peuvent subir, en vertu de leur faible masse, des accélérations importantes de la part du champ coulombien qui règne dans la matière.

L'émission de rayonnement de freinage peut également être obtenue par déflexion magnétique du faisceau d'électrons d'un synchrotron : on parle alors de rayonnement synchrotron.

Le processus d'interaction par bremsstrahlung entre un électron et un noyau de charge Z s'opère par échange de photon. Il est résumé par le diagramme de la fig. 19 a.

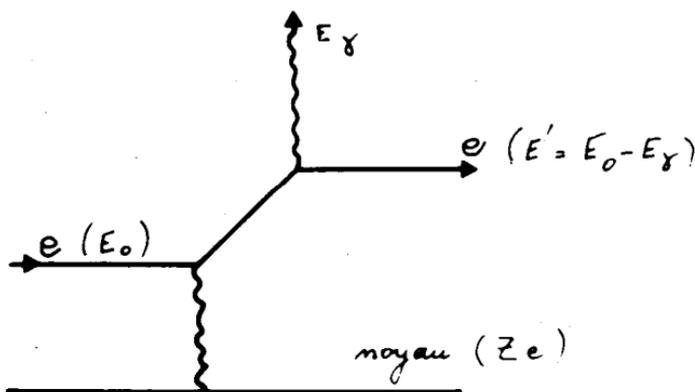


Fig. 19 a. — Mécanisme de production de rayonnement de freinage par un électron au voisinage d'un noyau de charge Ze .

La perte moyenne d'énergie (par centimètre d'épaisseur de matériau et par g/cm^3 de matière) est :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{137} NZ^2 \left(\frac{e^2}{m_0c^2}\right)^2 \left[\ln \frac{183}{\sqrt[3]{Z}} + \frac{1}{18}\right] E_0.$$

On remarque que la perte d'énergie par bremsstrahlung est d'autant plus importante que :

- la masse de la particule chargée incidente est faible. L'effet est très important pour les électrons et les positons ($m_0 \sim 0,5$ MeV). Pour les muons ($m_0 \sim 100$ MeV), l'effet est déjà $(200)^2 = 4 \cdot 10^4$ fois moins important que pour les électrons,
- l'énergie incidente E_0 est élevée (aux énergies futures de 10 - 100 TeV, l'effet bremsstrahlung sera visible même sur des protons),
- le numéro atomique du radiateur est élevé.

La fig. 19 b donne l'importance relative des pertes d'énergie, par ionisation et par bremsstrahlung, des électrons (ou des positons) dans l'air et dans le plomb : au-delà d'une certaine énergie, appelée « énergie critique » et notée E_c , la perte d'énergie par bremsstrahlung prédomine sur la perte par ionisation. On constate

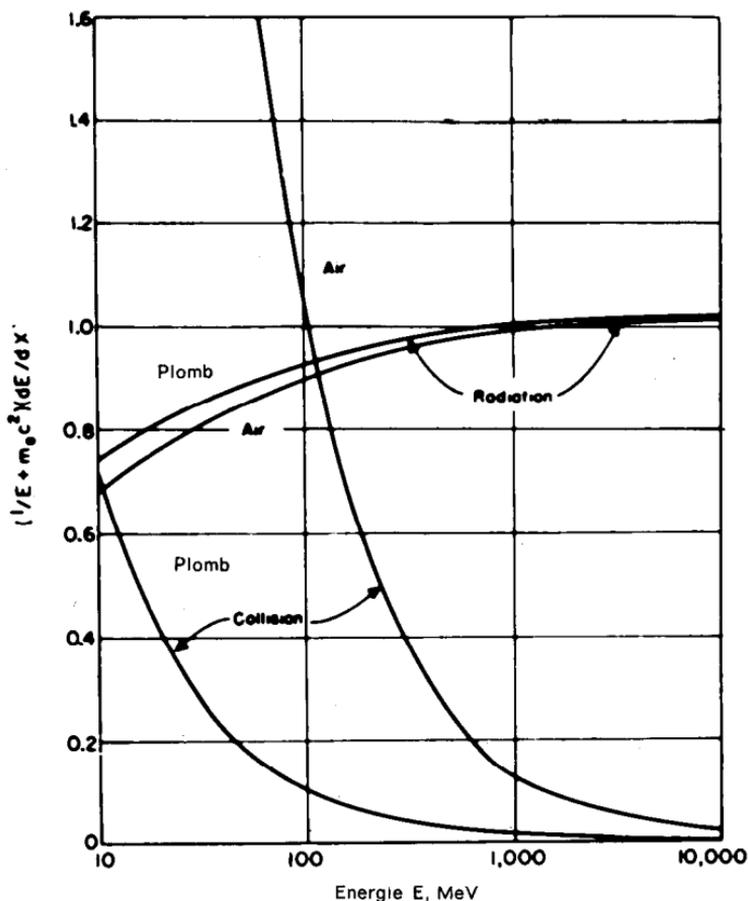


Fig. 19 b. — Importance comparée des pertes d'énergies par ionisation (collision) ou par rayonnement de freinage pour des électrons (positons) dans l'air et le plomb.

également qu'elle tend vers une valeur limite pour des énergies incidentes supérieures au GeV. La fig. 20 a fournit la valeur de l'énergie critique pour quelques matériaux.

Ce mode de dissipation d'énergie, par émission de photons, spécifique aux électrons, sera mis à profit pour la mesure de l'énergie totale des électrons et des photons (voir calorimétrie électromagnétique).

IV.2. Détection des particules neutres.

Rappelons que la détection d'une particule neutre s'accompagne toujours de sa destruction (changement de nature).

| Substance | E_c (MeV) | X_0 (cm) |
|-----------|-------------|------------|
| Hydrogène | 340 | 820 |
| Carbone | 102 | 19.8 |
| Eau | 83.8 | 37.1 |
| Air (NTP) | 83.8 | 2.87 E4 |
| Aluminium | 48.8 | 9.1 |
| Fer | 24.3 | 1.83 |
| Cuivre | 21.8 | 1.52 |
| Plomb | 7.8 | 0.58 |

Fig. 20 a. — Longueurs de radiation et énergies critiques de quelques substances typiques.

IV.2.1. DÉTECTION DES PHOTONS ÉNERGIQUES (> 1 KeV).

L'interaction des photons énergiques avec la matière est régie par trois processus fondamentaux qui dominant tour à tour quand l'énergie du photon incident croît :

- effet photoélectrique ($\gamma \rightarrow e^-$) : ionisation des couches profondes de l'atome par le photon incident (qui disparaît) ;
- effet Compton ($\gamma e \rightarrow \gamma' e'$) : perte d'énergie du photon (sans disparition) par diffusion sur un électron, auquel une partie de l'énergie du photon incident est transférée ;
- effet de paire ($\gamma \rightarrow e^+ e^-$) : matérialisation du photon sous forme d'une paire $e^+ e^-$.

La fig. 20 b donne la section efficace de chacun de ces processus : on constate qu'à énergie élevée l'effet de paire, par

Contributions à la section efficace d'absorption du photon dans le carbone et le plomb.

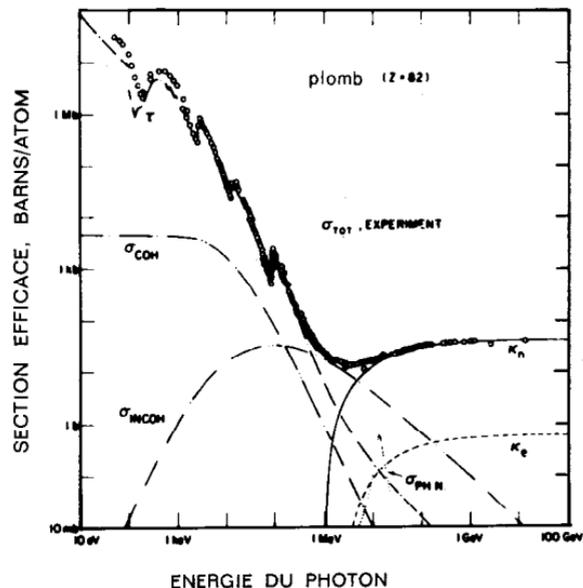
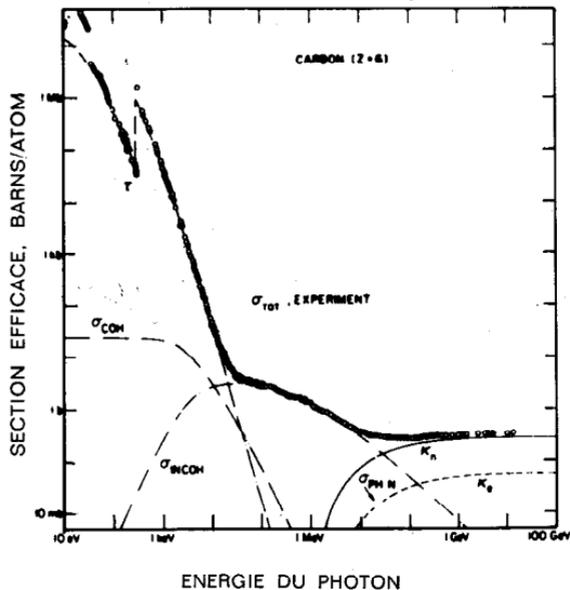


Fig. 20 b. — Section efficace d'absorption des photons par le plomb en fonction de l'énergie incidente du photon. La contribution de différents mécanismes est détaillée.

- τ = effet photoélectrique atomique (éjection d'un électron, absorption du photon),
- σ_{COH} = diffusion cohérente (diffusion Rayleigh — atome ni ionisé, ni excité),
- σ_{INCOH} = diffusion incohérente (diffusion Compton sur un électron),
- κ_n = production de paires, champ nucléaire,
- κ_e = production de paires, champ électronique,
- $\sigma_{PH.N.}$ = absorption photonucléaire (absorption nucléaire, habituellement suivie par l'émission d'un neutron ou d'une autre particule).

From Hubbell, Gimm, and Overbo, J. Phys. Chem. Ref. Data 9, 1023 (1980). Figures courtesy J.-H. Hubbell.

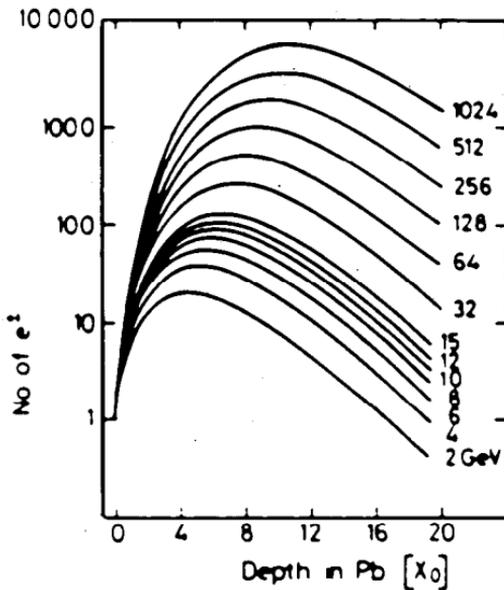


Fig. 20 c. — Cascade électromagnétique dans le plomb.

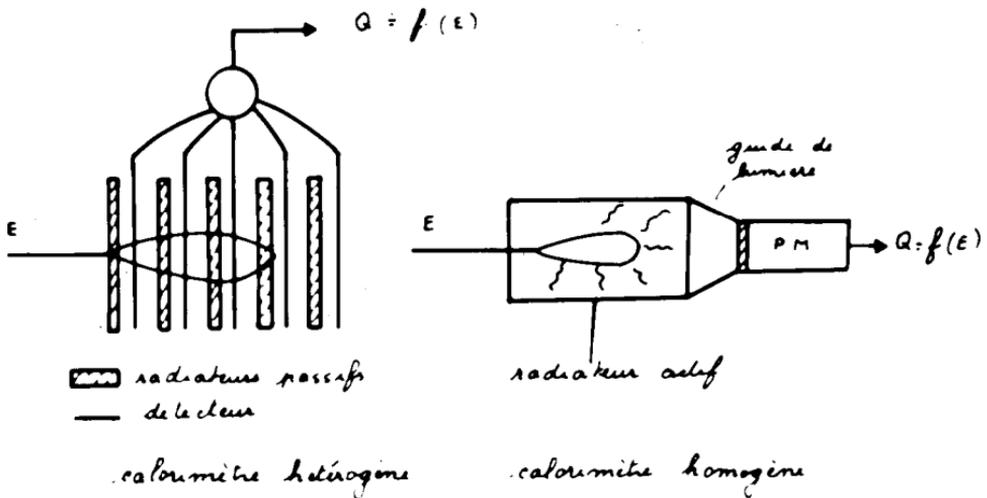


Fig. 20 d. — Principe de la calorimétrie.

interaction du photon avec le champ électrique nucléaire, devient dominant. La section efficace tend vers une limite pratiquement constante. Il s'agit là d'un fait général que l'on retrouve quelle que soit la nature du milieu matériel.

IV.2.1.1. Cascades (gerbes) électromagnétiques.

L'émission de photons de bremsstrahlung par les électrons, ainsi que la création de paires $e^+ e^-$ par des photons énergiques, sont les interactions dominantes pour des électrons et des photons d'énergies incidentes élevées. Par ailleurs, les sections efficaces respectives tendent vers une limite et deviennent pratiquement indépendantes de l'énergie au-delà du GeV. La similitude est encore plus profonde car la probabilité d'interaction d'un photon (par création de paire) et celle d'un électron (par émission de photons de bremsstrahlung avec un milieu matériel peuvent être exprimées en fonction d'un paramètre unique : la longueur de radiation X_0 donnée par la relation :

$$X_0(\text{g/cm}^2) = 716 \frac{A}{Z^2} \ln^{-1} \left(\frac{183}{\sqrt[3]{Z}} \right) \quad (\text{fig. 20 a}).$$

Les particules secondaires, produites par ces interactions, sont elles-mêmes des électrons et/ou des photons et pourront à leur tour interagir.

Si l'extension du milieu matériel est suffisante ($L \gg X_0$) il y a développement d'une cascade de processus successifs d'émission et d'annihilation de photons, et ceci, que la particule incidente ait été un photon, ou un électron.

Dans une première étape (développement de la cascade), il y a production croissante de particules secondaires (e, γ), jusqu'au moment où l'énergie moyenne des photons devient suffisamment faible ($E < 2 m_e c^2 \sim 1 \text{ MeV}$) pour que la création de paires, qui est le processus multiplicatif, cesse, et que l'énergie des électrons formés devienne plus petite que l'énergie critique, ce qui stoppe quasiment l'émission de photons par les électrons.

Dans une seconde étape, la cascade décroît. L'énergie initiale est alors répartie sur de nombreux produits secondaires (e, γ) qui dissipent leur faible énergie moyenne par diffusion Compton, puis ionisation puis thermalisation. La cascade est alors terminée (durée de vie environ $10^{-8} - 10^{-9}$ s selon extension spatiale).

Bien qu'une cascade électromagnétique soit un processus statistique, on peut lui associer un rayon moyen R_M (dit rayon de MOLIERE), une profondeur D_M et une ouverture angulaire $\langle \theta \rangle$.

Ces différentes grandeurs, exprimées en unités X_0 s'expriment par des relations simples :

$$R_M \sim \frac{21 X_0}{E_c}$$

$$\langle \phi \rangle \sim 0,75 \frac{21}{E_c} \text{ (rd)}$$

$$D_M \sim \ln \frac{E_0}{E_c} - 1,0.$$

La profondeur D_M est la profondeur où la cascade comporte le nombre maximum N_M de particules :

$$N_M = 0,15 \frac{E_0}{E_c} \ln \frac{E_0}{E_c}.$$

Exemple (fig. 20 c) : radiateur de plomb ($X_0 \sim 6$ mm, $E_c = 7,8$ MeV) ; $E_0 = 5$ GeV.

$$R_M \sim 3 X_0 = 18 \text{ mm}$$

$$D_M \sim 5 X_0 = 30 \text{ mm}$$

$$N_m \sim 100 \text{ particules}$$

$$\langle \phi \rangle \sim 2 \text{ rd.}$$

IV.2.2. DÉTECTION DES HADRONS NEUTRES ET DES NEUTRINOS.

A l'exception des photons, la détection des particules neutres est toujours délicate à cause de la quasi-absence de la possibilité d'interaction électromagnétique.

Les neutrinos ne peuvent interagir que par l'interaction faible dont la section efficace est très faible (environ 10^{-38} cm²) : une détection efficace est donc impossible (un neutrino peut traverser la terre sans interaction). Signalons cependant que l'efficacité de détection très faible peut être compensée par un flux élevé des neutrinos incidents : les réactions induites par neutrinos ont pu être étudiées à l'aide de détecteurs massifs ($10^3 - 10^4$ T) associés à des flux intenses de neutrinos, produits par des accélérateurs. Mais, quand ils apparaissent isolément, comme produits de réaction, les neutrinos ne peuvent être « détectés » que par des considérations cinématiques (quadri-impulsion manquante).

Le cas des hadrons neutres est moins dramatique. Différentes propriétés peuvent être utilisées :

- utilisation du moment magnétique dont la nature électromagnétique permet, en principe, d'engendrer de l'ionisation. Dans la pratique, il s'agit d'un effet très faible non encore utilisé,
- si la particule est instable, elle peut être détectée par les produits de décomposition, surtout si ceux-ci sont aisés à détecter ($\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$; $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$; etc.).

Dans le cas général, seul le scénario d'interaction forte est disponible : la particule est détectée par les produits de réactions par interaction forte. Les sections efficaces sont faibles, ce qui suppose des détecteurs volumineux et denses, très perturbatifs pour les autres particules. Le plus souvent, on se contente de mesurer l'énergie totale des hadrons neutres par initiation de cascades hadroniques dont la dynamique et la structure sont beaucoup plus compliquées que celle des cascades électromagnétiques.

IV.2.3. CALORIMÉTRIE.

La calorimétrie (ainsi appelée par analogie historique avec les déterminations d'énergie calorifique) mesure l'énergie des particules, par absorption totale de ces particules dans un détecteur appelé « calorimètre ». Il s'agit donc d'une mesure destructive, appliquée indistinctement aux particules chargées et aux particules neutres.

Un calorimètre réalise deux fonctions :

- dégradation de l'énergie incidente par un phénomène de cascade engendré dans un radiateur ;
- transformation de l'énergie déposée par la cascade en un signal observable.

Il y a deux structures de calorimètres, selon que le radiateur est passif ou actif : les calorimètres hétérogènes et les calorimètres homogènes (fig. 20 d).

Les calorimètres hétérogènes utilisent des radiateurs passifs faits de matériaux denses (Fe, Pb, U, W...). Ces radiateurs ne peuvent évidemment générer de signal : on place en alternance avec eux des détecteurs d'ionisation (scintillateurs, chambres à fils) excités par les produits de la cascade, et dont le rôle est de bâtir le signal électrique (Q) associé à l'énergie incidente.

Dans les calorimètres homogènes, les cascades sont générées dans un milieu actif dense, où la cascade produit soit de la lumière de scintillation (NaI, F₂Ca), soit de la lumière CERENKOV (verre au plomb), soit de l'ionisation (argon liquide). On parle parfois de radiateur « actifs ».

L'énergie des photons et/ou des électrons est mesurée dans des calorimètres « électromagnétiques », conçus pour favoriser la production de cascades électromagnétiques : le radiateur devra être de Z élevé (Pb, W, U) afin de présenter une faible longueur de radiation X_0 , nécessaire à la compacité du calorimètre. La probabilité d'absorption des photons et des électrons, indépendante de l'énergie est en e^{-L/X_0} où L désigne l'épaisseur du calorimètre : on fixe en général L d'environ 20 à 40 X_0 , ce qui conduit à des

| type de calorimètre | résolution $\Delta E/E$ |
|------------------------------------|-----------------------------------|
| Nal ($20X_o$) | $2\% / \sqrt[4]{E}$ |
| verre au plomb ($14X_o$) | $(10 \text{ à } 12\%) / \sqrt{E}$ |
| Argon liquide ($15.75 X_o$) | $16\% / \sqrt{E}$ |
| Sandwich Pb.-Scint. ($12,5 X_o$) | $17\% / \sqrt{E}$ |
| Sandwich Pb.-Ch. à fils | $40\% / \sqrt{E}$ |
| Cal. hadr. hétérogène | $(50 \text{ à } 70\%) / \sqrt{E}$ |

Fig. 21 a. — Résolution de quelques types de calorimètres.

| Type de détecteur | résolution spatiale | résolution en temps | temps mort |
|--------------------|-----------------------------|---------------------|--------------------------------------|
| Chambre à bulle | $10 \mu \text{ à } 150 \mu$ | 1 ms | $10 \text{ à } 10^{-1} \text{ s}$ |
| Chambre à streamer | 300μ | 2μ | 10^{-1} s |
| Chambre à fils | 300μ | 50 ns | 200 ns |
| Chambre à dérive | $50 - 300 \mu$ | 2 ns | $100 \text{ ns à } 30 \mu\text{s}^*$ |
| Scintillateur | $1 - 10 \text{ cm}$ | 150 ps | 10 ns |
| Emulsion | 1μ | ---- | ∞ |

* selon l'importance de la distance de dérive.

Fig. 21 b. — Résolutions spatiales et rapidité de quelques types de détecteur de traces chargées.

épaisseurs de quelques dizaines de centimètres selon le matériau utilisé. Le volume total, quoique important ($\sim \text{m}^3$), permet encore l'utilisation de radiateurs actifs transparents dont le prix est élevé, mais la résolution en énergie excellente.

L'énergie des hadrons incidents est déposée par cascade hadronique dans des calorimètres « hadroniques ». La nature du radiateur est déterminée par l'optimisation des interactions fortes qui initient la cascade : le fer est très souvent utilisé. Le volume des calorimètres hadroniques est toujours (toutes choses égales par ailleurs) plus important que celui des calorimètres électro-

magnétiques : la structure des calorimètres hadroniques est toujours hétérogène, les parties actives étant soit des scintillateurs, soit des chambres multifils.

La résolution d'un calorimètre est fortement déterminée par la nature statistique de la cascade et par la structure du calorimètre. La fig. 21 a donne quelques résolutions-type.

V. LES SPECTROMETRES MODERNES.

V.1. Structure générale d'un spectromètre (fig. 22, 23).

Un spectromètre est généralement constitué par l'association d'un ensemble de détecteurs divers, dans le but de reconstruire la quadri-impulsion \underline{P} de chacun des produits de la réaction.

Pour cela, on mesure l'impulsion \vec{P} et l'énergie totale E . Bien que la quadri-impulsion identifie de façon inambiguë une particule, on a souvent recours à l'identification électronique, principalement par effet CERENKOV, de certaines particules (π , K , p), ce qui permet une opération plus fine du spectromètre et simplifie l'analyse des topologies recueillies.

La mesure d'énergie est destructive : elle doit donc intervenir en dernier lieu. Par ailleurs, les photons et les électrons étant très sensibles à la présence de matière, leur calorimétrie doit précéder la calorimétrie hadronique. La faiblesse de la section efficace d'interaction des hadrons énergiques leur permet de traverser le calorimètre électromagnétique sans effet majeur en moyenne.

Les muons énergiques ($> 1-2$ GeV) ne peuvent être mesurés par calorimétrie. Leur masse trop élevée s'oppose à l'émission de rayonnement de freinage : malgré leur charge, les muons énergiques ne peuvent engendrer de cascade électromagnétique. Leur nature leptonique leur interdit par ailleurs l'autre scénario calorimétrique, basé sur l'interaction forte : le calorimètre hadronique, malgré son épaisseur et sa densité leur est pratiquement transparent. On a d'ailleurs recours à ce fait pour identifier un muon comme trace chargée qui traverse les différents calorimètres. La combinaison de cette information (qui est en fait une hypothèse de masse) et de la mesure de la trajectoire de cette particule chargée, donne accès à la connaissance complète de sa quadri-impulsion.

La plupart des spectromètres utilisent un champ magnétique qui incurve les traces et permet ainsi la mesure de l'impulsion \vec{P} .

La reconstruction des trajectoires des particules chargées s'opère à l'aide de chambres à fils, disposées en paquets ce qui,

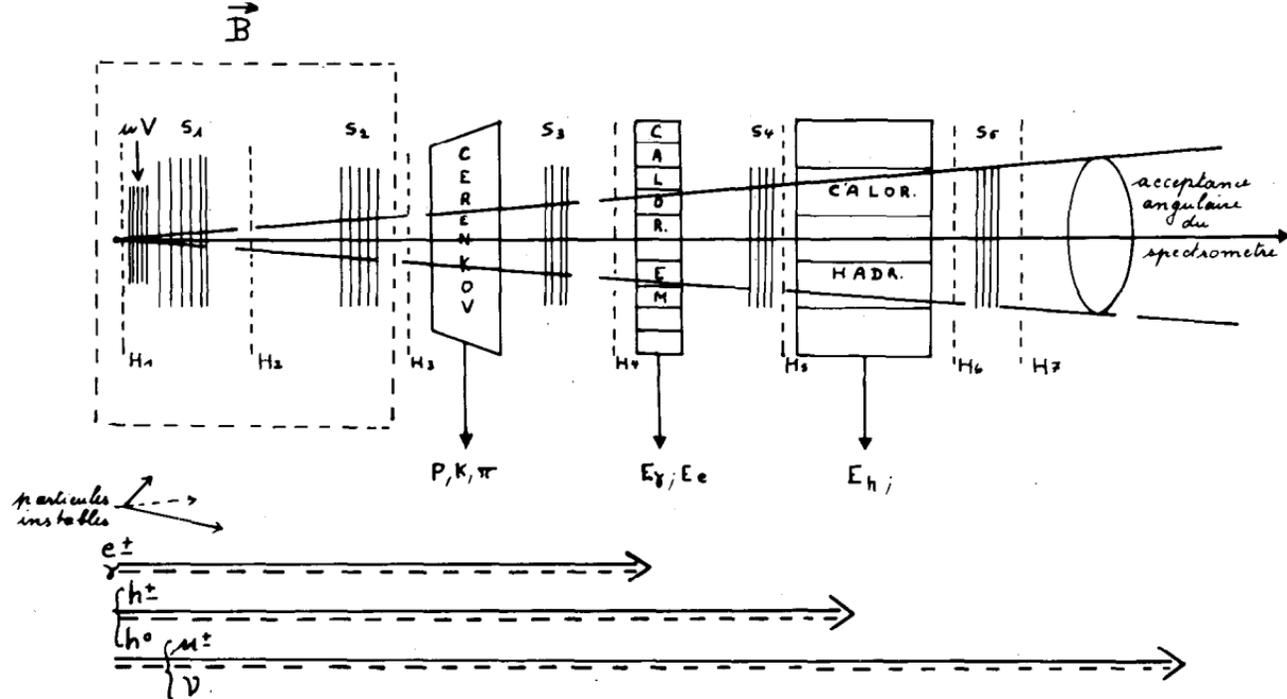


Fig. 22. — Structure d'un spectromètre « cible fixe » :

- B Champ magnétique ($\rightarrow \vec{P}$).
- S1-C5 Paquets (« stacks ») de détecteurs de traces (chambres).
- μV Micro-chambres à ultra haute résolution (détecteurs de traces et de vertex d'interaction).
- H_1 - H_7 Hodoscopes. Détection rapide du passage de particules (scintillateurs).

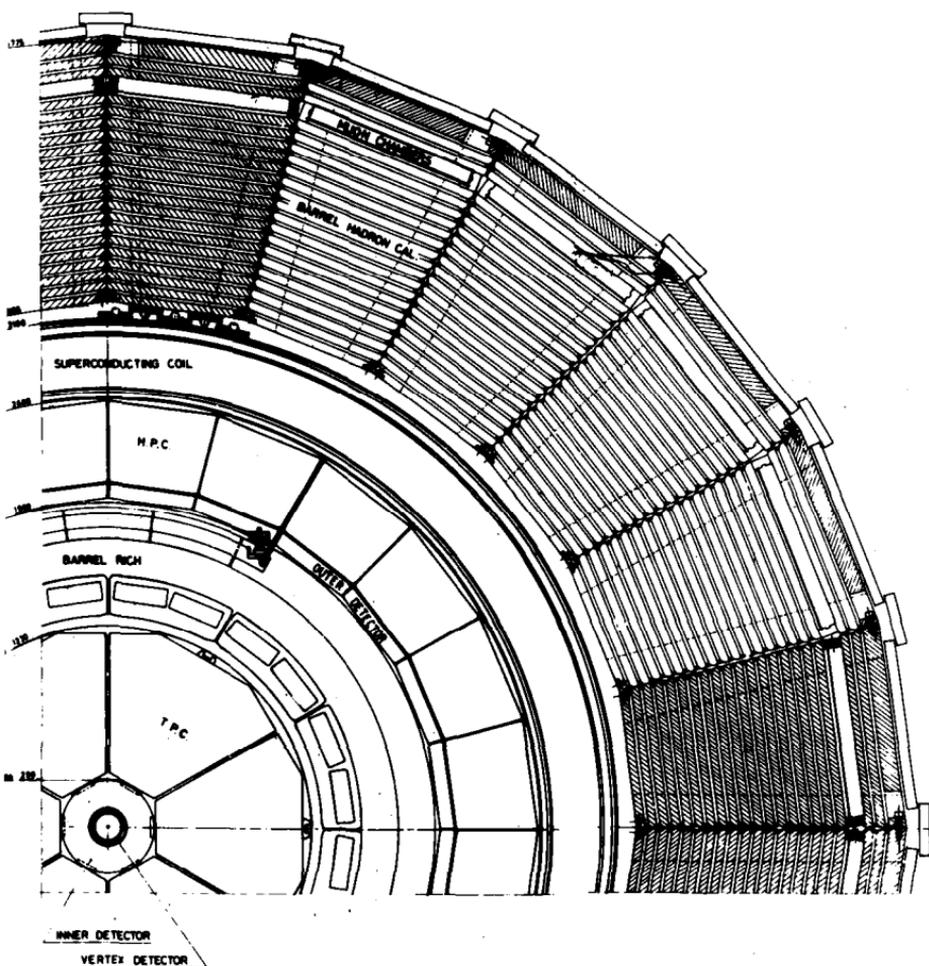


Fig. 23. — Structure radiale d'un spectromètre de « collisionneur » : DELPHI.

à nombre fixe de chambres, donne une précision supérieure à celle que donnerait une répartition régulière. L'un des paquets doit nécessairement être situé le plus près possible de la cible pour reconstruire au mieux le point d'interaction dont la position dans la cible varie d'événement en événement.

Afin de mieux repérer les événements intéressants, et afin de simplifier l'analyse ultérieure, on identifie électroniquement certaines particules (π , p , K) principalement par effet CERENKOV.

L'utilisation de scintillateurs segmentés et judicieusement disposés permet non seulement de repérer le passage de particules mais permet également d'éliminer, par traitement logique et rapide des signaux délivrés par les phototubes, les événements parasites (rayonnements cosmiques) et une grande partie des événements non intéressants.

Selon que les réactions sont produites sur cible fixe ou par collision de faisceaux, l'apparence du spectromètre est différente mais la succession des différentes fonctions reste fondamentalement la même (fig. 22, 23).

Les réactions de faisceaux énergiques sur cible fixe confèrent au centre de masse projectile-cible un mouvement ultra-relativiste ($\beta_{CM} \sim 1$) par rapport au laboratoire. Ceci a pour conséquence de confiner les produits de la réaction à l'intérieur d'un cône qui se ferme avec l'énergie incidente : les spectromètres associés aux expériences en cible fixe ont donc une structure linéaire et présentent une ouverture angulaire limitée ($\sim \pm 10^{-1}$ rd).

La collision de 2 faisceaux identiques et de même énergie permet par contre de se libérer de l'effet cinématique de collimation, car dans ce cas, le centre de masse est immobile par rapport au laboratoire. L'énergie des faisceaux est alors utilisée de façon optimale, mais ceci nécessite la détection sur tout l'espace qui entoure le point d'interaction (acceptance de 4π stéradians) en respectant la symétrie imposée par la collision des faisceaux. La construction de spectromètres sphériques serait très compliquée : on préfère une structure cylindrique compacte.

En résumé, on peut dire que le mode de réaction impose la topologie du spectromètre. Par contre, les préoccupations étant les mêmes, la structure de l'appareillage ne varie pas. C'est ce que tentent de résumer les fig. 22 et 23.

V.2. Electronique associée au spectromètre.

La production de réactions mettant en jeu des énergies de plus en plus élevées, nécessite des volumes sensibles de plus en plus importants et une granularité de plus en plus fine de l'appareillage donc un nombre croissant de voies d'électronique.

D'autre part, les sections efficaces des réactions diminuent en général quand l'énergie s'élève : les phénomènes intéressants sont rares et masqués par un bruit de fond important, provenant de réactions « normales » mais inintéressantes.

Par ailleurs, le taux d'écriture sur bande magnétique est bien plus faible (10 à 100 événements par seconde) que le taux d'acceptation du spectromètre (10^4 à 10^7 événements par seconde). Le spectromètre doit donc être sélectif vis-à-vis de phénomènes rares

et aléatoires afin de ne pas accumuler d'importantes quantités de données... sans intérêt.

La sélectivité est obtenue par une hiérarchie d'opérations logiques qui combinent les informations des différents détecteurs et prennent des décisions. Plus la décision est complexe, plus elle est lente. La chronologie est la suivante :

* décisions rapides (fast trigger).

Obtenues par combinaisons logiques simples (coïncidence, absence, comparaison) de signaux rapides issus des scintillateurs, CERENKOVs, calorimètres. Ce niveau permet de prendre des décisions rapides (100 ns) mais simples (une certaine de signaux sont combinés au maximum) signalant l'événement sans aucun intérêt (pas de réponse) ou pouvant présenter un intérêt. Ce stade permet d'opérer une réduction de 10^2 à 10^4 du taux de comptage.

* décisions semi-rapides (trigger de second niveau).

Les candidats restants dont la fréquence d'occurrence a été réduite de 10^2 à 10^4 sont maintenant soumis à des opérations logiques plus complexes parce que faisant intervenir un nombre d'informations plus élevé (plusieurs centaines d'informations sont maintenant manipulées ; des recoupements sommaires sont effectués entre détecteurs). Des décisions plus fines sont prises. Seuls, les événements potentiellement intéressants subsistent : ils sont mémoriés dans des mémoires-tampon (buffers) puis transférés sur bande magnétique (acquisition de données). Quand le taux de production d'événements intéressants est supérieur au taux d'acquisition, on est acculé à tolérer un certain pourcentage de pertes appelé « temps mort ».

Pour réduire au maximum le temps mort, réduire le nombre de bandes magnétiques et accélérer l'analyse, la tendance est de plus en plus de faire intervenir un troisième niveau de décision qui effectue, à l'aide de micro-processeurs, un prétraitement des événements avant de les transférer sur bande : seuls les événements physiquement intéressants subsistent.

Parallèlement à la prise de donnée, des opérations de surveillance (monitoring) du spectromètre ont lieu, afin de détecter les pannes et de vérifier la constance des calibrations.

L'ensemble de l'électronique associée à un spectromètre moderne représente plusieurs dizaines de milliers de voies (300 à 1 000 FF/voie) individuelles gérées par l'association de plusieurs calculateurs et de dizaines de micro-processeurs qui communiquent entre eux.

V.3. Traitement différé (« off-line ») des données.

Une fois stockées sur bande magnétique, les données brutes (« raw datas ») issues d'un spectromètre, représentent une quantité d'informations considérable ($\sim 10^3$ bandes magnétiques) qui seront traitées au cours des mois (années) qui suivent l'expérience.

Cet amas de données doit être transformé en quantités physiques (impulsions, énergies, masses) indispensables à la reconstruction des événements réels.

Dans une première étape, les données brutes stockées sont décodées et transformées en coordonnées, en énergies, en identités de particules...

Dans une seconde étape, la topologie complète de chaque événement doit être déterminée (reconnaissance et reconstructions des traces, reconnaissance de formes (anneaux CERENKOV, impacts de photon), corrélations entre détecteurs...) ce qui suppose la mise en œuvre de facilités graphiques sophistiquées qui permettent au cerveau humain de mettre sa fantastique capacité de reconnaissance des formes... au service de l'ordinateur (« scanning »).

V.4. DELPHI : un spectromètre de nouvelle génération.

Les collisionneurs qui entreront en service dans un proche avenir (~ 1990) s'attaqueront aux frontières actuelles de la physique. Une nouvelle génération de spectromètres est actuellement en préparation qui se caractérise par :

- une multifonctionnalité poussée c'est-à-dire le cumul de capacités élevées de mesure de traces, d'identification, de mesure d'énergies,
- une augmentation notable des volumes sensibles et du nombre de canaux d'électronique entraînant...,
- une miniaturisation poussée de l'électronique afin d'en maintenir le prix global dans des limites acceptables et permettant...,
- une reconstruction tridimensionnelle (stéréoscopique) des trajectoires et des dépôts d'énergie,
- une intelligence accrue des spectromètres, obtenue par distribution au niveau de chaque détecteur de capacités de décision et de gestion (micro-processeurs, mini-ordinateurs) regroupées en pyramides décisionnelles de plus en plus complexes,
- la possibilité d'intervenir à distance ($> 10^2$ km) sur le spectromètre par interconnexion des calculateurs qui lui sont associés, avec les calculateurs des différents instituts qui participent à sa construction.

Le spectromètre DELPHI (fig. 24), actuellement en construction en vue de la physique rendue accessible par le collisionneur

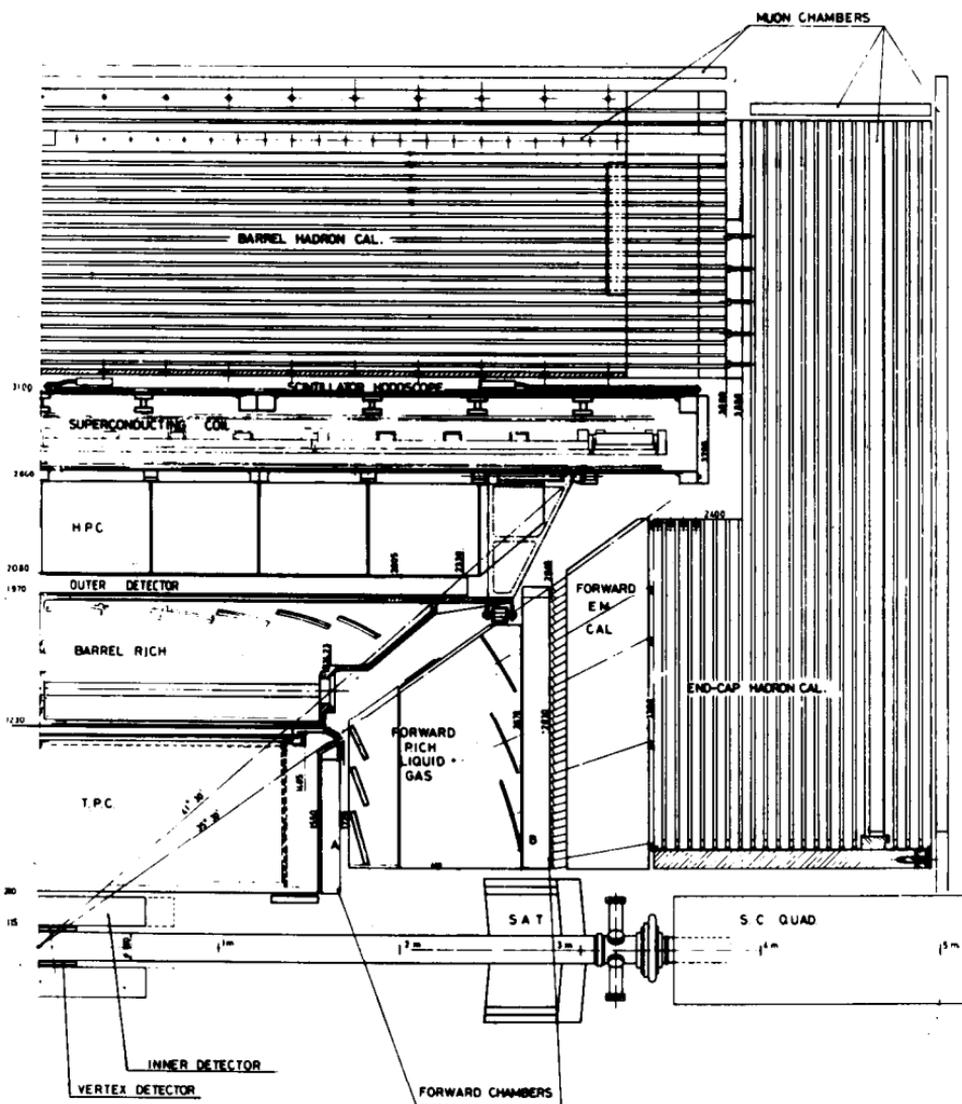


Fig. 24 a. — Vue de la structure longitudinale d'un quart du spectromètre DELPHI destiné à fonctionner en 1990 auprès du collisionneur européen e^+e^- LEP (2×70 GeV) :

reconstruction de traces : Vertex detector, inner detector, T.P.C. outer detector, muon chambers, Forward chambers.

identification π/K et K/P : Barrel Rich, Forward Rich.

calorimétrie EM : H.P.C. ; Forward EM calorimetre.

calorimétrie had. : Barrel hadron cal, end cap hadron cap.

européen $e^+ e^-$ LEP (2×70 GeV) constitue un excellent représentant de cette nouvelle génération de spectromètres. Un certain nombre de techniques d'avant-garde y sont mises en œuvre :

- reconstruction tridimensionnelle des traces notamment par l'utilisation d'une grande chambre cylindrique à projection temporelle (TPC) et d'un micro-détecteur (chambres au silicium),
- identification des particules par détection des anneaux CERENKOV (Ring Imaging Cerenkov),
- reconstruction tridimensionnelle des dépôts d'énergie par calorimétrie à haute granularité,
- magnétisation d'un volume important ($R = 2,6$ m ; $L = 7,4$ m) à l'aide d'un solénoïde supraconducteur ($B = 1,2$ T).

Les performances principales de DELPHI seront les suivantes :

$$\Delta P/P \quad \sim 2 \cdot 10^{-2},$$

Identification π/K jusqu'à ~ 18 à 30 GeV/c (selon région),

K/P jusqu'à ~ 35 à 50 GeV/c (selon région),

$(\Delta E/E)_{em}$ $18,5\% \sqrt{E}$; $6\% / \sqrt{E}$ (selon région) ,

$(\Delta E/E)_{had}$ $100\% / \sqrt{E}$.

Ce spectromètre, dont la masse est de quelques milliers de tonnes, représente un volume sensible d'un millier de mètres cubes desservi par 120 000 voies d'électronique. L'ensemble du projet représente un investissement d'environ 300 MFF partagé entre une quarantaine d'instituts (Europe, U.R.S.S., U.S.A.).

VI. QUELQUES FAITS PHYSIQUES NON STANDARDS.

Pour illustrer les connaissances obtenues avec les appareillages que nous venons de décrire, je voudrais maintenant préciser quelques aspects importants à l'échelle des petites distances ($< 10^{-13}$ cm) dans le but d'éviter des images fausses (1 proton = 3 quarks) et dans le but d'attirer l'attention de mes collègues du secondaire sur la subtile signification de la notion de charge électrique (polarisation du vide).

VI.1. La découverte des quarks (fig. 25 a, b).

L'existence du noyau atomique fut établie par RUTHERFORD par une expérience de rétro-diffusion de particules α par une feuille d'or. La physique moderne nous apprend qu'en fait, les particules α n'avaient d'intérêt que par leur énergie, suffisante pour réaliser des transferts de photons virtuels de pouvoir résolvant élevé : fondamentalement l'expérience de RUTHERFORD sonde le cœur de l'atome à l'aide de photons virtuels.

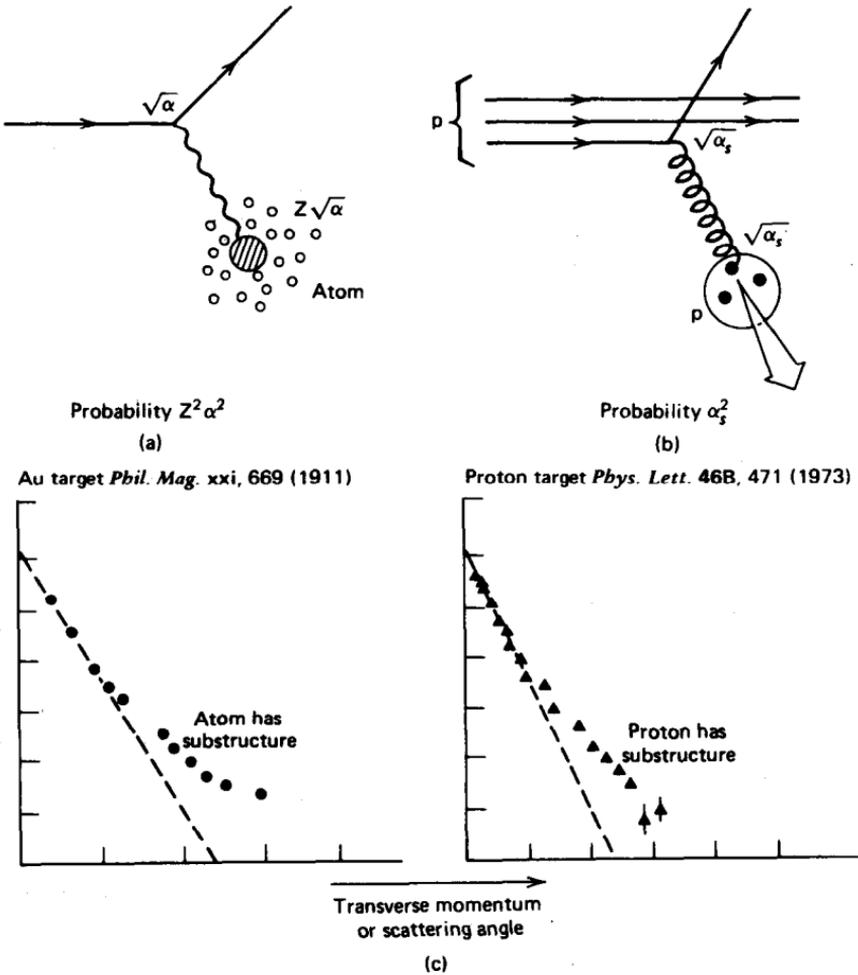


Fig. 25 a. — Etude de la sous-structure atomique et protonique par diffusion inélastique.

Un calcul exact du processus de diffusion mutuelle de deux particules chargées est possible quand ces particules sont ponctuelles.

Par chance, nous disposons de particules ponctuelles stables et chargées (donc faciles à accélérer) : les électrons.

La diffusion d'électrons par une cible permet donc de tester la nature ponctuelle des constituants de la cible, par

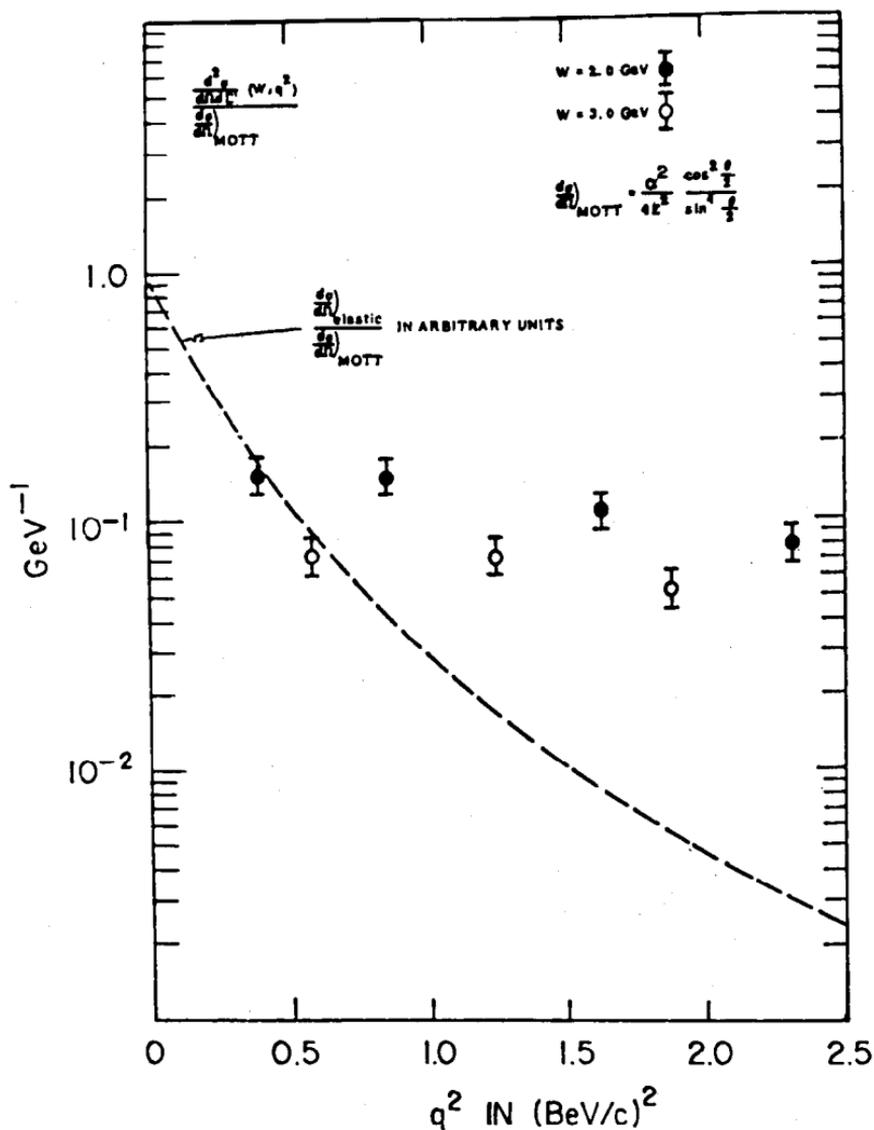


Fig. 25 b. — Courbe présentée à la conférence de Vienne (1968) par le groupe américain MIT-SLAC et prouvant la nature composite des nucléons.

mesure des déviations observées par rapport à une courbe théorique (obtenue en supposant une cible ponctuelle) (fig. 25 a). Cette méthode, appliquée à la diffusion de faisceaux d'électrons

énergiques (afin de réaliser des transferts élevés), par des protons, a permis de mettre en évidence la non-ponctualité du proton et du neutron (fig. 25 *b*). Cette technique dite de « diffusion profonde inélastique » fut ensuite répétée avec d'autres projectiles : muons et neutrinos, ce qui a permis durant les années 1970-1980 de sonder le nucléon non seulement à l'aide de photons, mais également à l'aide de l'interaction faible (bosons virtuels W_{\pm}, Z^0). L'ensemble des résultats a confirmé que le proton et le neutron sont composés de quarks de spin 1/2 (relation de CALLAN-GROSS), de charge électrique fractionnaire (expérience NA14 de diffusion de photons réels). Des considérations indirectes (balances d'impulsion) ont également montré la présence d'objets électriquement neutres, de spin 1, non sensibles aux interactions EM et faible : les gluons, rapidement identifiés avec le boson de l'interaction forte qui lie les quarks.

La dynamique de l'interaction forte est très différente de celle de l'interaction électromagnétique car le potentiel d'interaction quark-quark diminue avec la distance entre quarks et, inversement, augmente avec l'éloignement mutuel des quarks. Au-delà d'une certaine distance mutuelle (environ 10^{-13} cm), l'énergie potentielle devient suffisante pour se matérialiser sous forme d'une paire $q\bar{q}$ additionnelle qui se superpose au quark que l'on tenterait d'isoler par éloignement. Cette impossibilité d'isoler un quark est appelée « confinement » des quarks (les gluons sont également confinés à l'intérieur des hadrons).

Autre nouveauté introduite par la structure en quarks du nucléon : on se trouve pour la première fois en présence d'un système lié où la masse des constituants est plus faible que l'énergie de liaison ($m_q \sim 100$ MeV ; $m_p \sim 1$ GeV). Le nombre de constituants n'est donc pas constant car d'incessants mécanismes de création et d'annihilations de paires $q\bar{q}$ ont lieu. De cette soupe, en bouillonnement perpétuel (mer de quarks et de gluons), émergent en moyenne trois quarks ($u u d$) appelés quarks de valence et responsables des propriétés spectroscopiques du proton ($u d d$ pour le neutron).

Pour la première fois la physique nous fournit l'exemple d'un système (le nucléon) dont les constituants fondamentaux n'ont pas de masse précise, ne peuvent être isolés et ne sont pas en nombre constant. Nous allons voir que ce dernier point n'est pas spécifique à l'interaction forte, mais se retrouve également, à petite distance, pour l'interaction électromagnétique.

VI.2. Une charge électrique... infinie (fig. 26).

En théorie quantique des champs, un électron n'est pas seulement un point matériel chargé : il peut subitement émettre un

Ecrantage de charge par polarisation du vide

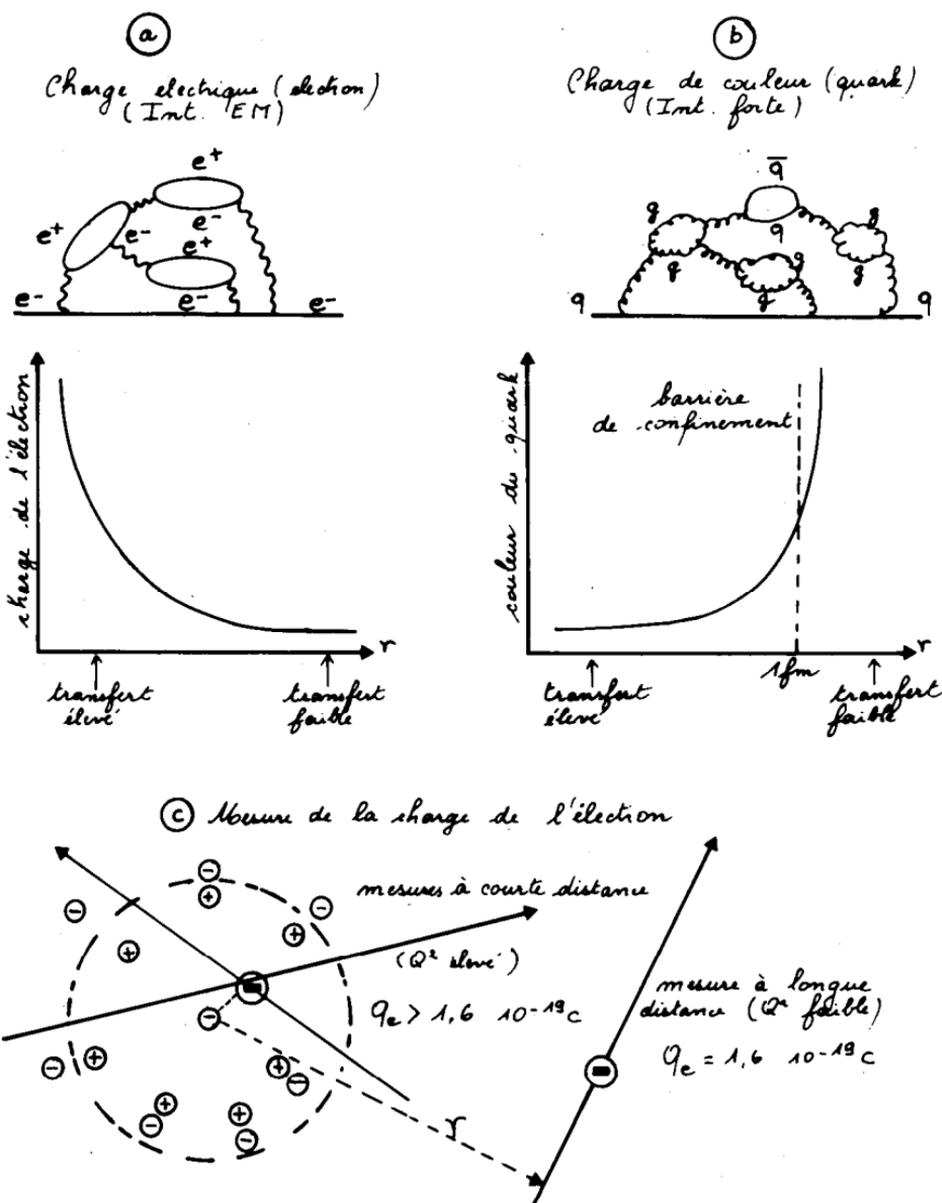


Fig. 26. — Le phénomène de polarisation du vide et d'écrantage de charge : a) pour la charge électrique, b) pour la charge de couleur.

La valeur mesurée de la charge électrique dépend de l'échelle de distance mise en jeu par la présence de mesure.

photon virtuel et le réabsorber d'autant plus vite que le photon était plus massif.

Le photon émis, s'il est suffisamment massif, peut lui-même se matérialiser en une paire $e^+ e^-$ puis se reconstituer par annihilation de cette paire et être finalement réabsorbé.

Le phénomène prend une importance croissante quand l'échelle des distances diminue car le trajet donc la durée des photons virtuels sont alors suffisamment faibles pour permettre l'apparition de masses virtuelles élevées.

L'électron est donc entouré en moyenne d'un nuage de paires évanescences $e^+ e^-$ polarisées par l'interaction subie par les charges positives de la part de l'électron : la charge négative de l'électron est donc écrantée (« screening »).

Quand nous mesurons la charge de l'électron de façon conventionnelle, c'est-à-dire à grande distance, nous mesurons la charge écrantée ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C). Par contre, si nous mesurons la charge à plus courte distance, par exemple à l'aide d'un processus de diffusion profonde, nous trouverons une charge plus importante ($> 1,6 \cdot 10^{29} e$). Quand la distance de mesure tend vers zéro, la charge mesurée de l'électron tendra vers l'infini.

De façon plus précise, on a la relation :

$$e^2(Q^2) = e_0^2 \frac{1}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \ln \frac{Q^2}{M^2}}$$

avec $\alpha_0 = 1/137$,

M tel que $e^2(M^2) = e_0^2$,

Q^2 est le transfert opéré pour mesurer la charge e .

Le même raisonnement, appliqué à la couleur (qui est la « charge » responsable de l'interaction forte) montrerait qu'à l'inverse de la charge électrique qui augmente indéfiniment, la charge de couleur tend vers zéro quand la distance de mesure diminue.

Les considérations précédentes sont plus que des spéculations : le mécanisme de polarisation du vide au voisinage d'une particule chargée élémentaire doit être pris en compte (renormalisation) pour retrouver, par le calcul, des effets mesurables (moment magnétique anormal de l'électron, LAMB-SHIFT, etc.) qui constituent une vérification expérimentale de ce phénomène.

VII. PERSPECTIVES ET CONCLUSIONS.

L'image actuelle de la structure de la matière est d'une grande beauté. Elle repose néanmoins sur un certain nombre de faits encore mystérieux dont la compréhension semble capitale :

- quelle est l'origine exacte de la masse des particules élémentaires ?
- pourquoi trois familles de leptons et de quarks ? ceci traduit-il une origine commune ? à quelle échelle de masse ?
- pourquoi les leptons ont-ils des masses si différentes ?
- quelle est l'origine exacte du confinement des quarks et des gluons ?
- pourquoi la charge électrique est-elle quantifiée ?
- quel est le mécanisme réel d'unification des quatre interactions ? vers quelle énergie ?
- quels sont les rôles exacts de la gravitation ?
- etc.

Les nombreuses questions qui subsistent se répartissent en deux grandes classes : celles dont la réponse permettrait de mieux comprendre « pourquoi et comment » les modèles actuels « marchent », et celles qui permettraient de savoir « comment continuer » jusqu'à une échelle de masse d'environ 10^{15} GeV (théories grand-unifiées ? théories supersymétriques ? supergravitation ?)

La prochaine échelle de masse (10^{15} GeV) est évidemment hors de portée des machines mêmes futures. Pour cette raison, la physique des particules expérimentales se divise à l'heure actuelle en deux activités :

- les expériences hors accélérateurs,
- la préparation de machines futures.

Les expériences hors accélérateurs (mesure de la durée de vie du proton, oscillations de neutrinos, oscillations $n\bar{n}$, double β , utilisation de la composante ultra-énergique (et ultra-rare) du rayonnement cosmique, recherche des monopôles magnétiques, etc) sont principalement motivées par la recherche d'effets indirects (et rares) qui signeraient l'unification de l'interaction forte et de l'interaction E-faible.

Les expériences auprès des accélérateurs existants ou futurs sont, elles, centrées autour de deux thèmes :

- étude détaillée de la région des 10^{-16} cm ($Q \sim 100$ GeV) dans le but de mieux comprendre les mécanismes d'unification des interactions électromagnétique et faible et de détecter les

objets fondamentaux (découverte des W^\pm, Z^0 ; recherche actuelle des particules scalaires de HIGGS qui génèrent la masse des W^\pm, Z^0),

- exploration, à l'aide de machines futures, de la région du TeV, dans l'espoir que de nouveaux régimes seront découverts qui permettraient de choisir entre différentes options fondamentales d'unification avec les interactions forte et peut-être gravitationnelle.

Accélérateurs géants (LEP : diamètre environ 15 km, SSC américain : diamètre $\sim 100-200$ km), détecteurs géants, financements internationaux, les derniers (?) coins du voile sont de plus en plus lourds à lever.

Les sommes mises en jeu peuvent paraître considérables... voire indécentes. Pour justifier ces investissements, on invoque souvent la nécessité de la recherche fondamentale d'aujourd'hui (laquelle ?) pour les applications de demain (médecine, communications, transports,... armements...).

On peut aussi remarquer que le budget du CERN (2 400 MFF) réparti sur $2 \cdot 10^8$ européens représente une participation de 12 FF par an par Européen... soit le prix de deux paquets de cigarettes.

On peut également remarquer que ce budget représente quelques heures de vol ou quelques heures de plongée pour différents dispositifs...

On peut plus simplement remarquer que ces investissements relativement faibles ($\ll 5\%$ PNB européen) permettent de poursuivre la fantastique aventure, commencée il y a plus de vingt siècles dans la Grèce antique, par laquelle l'esprit humain essaie de comprendre ce qu'est la matière, l'espace, le temps, c'est-à-dire le cadre dont il a mystérieusement pris conscience voilà quelques milliers d'années.

Quand la science, dégagée de toute contrainte métaphysique ou idéologique, nous conte la genèse de notre monde, quand elle substantifie les prémonitions les plus fulgurantes entrevues par toutes les races et toutes les cultures, doit-on la passer au seul filtre de la rentabilité à court terme ?
