

Concevoir un détecteur à grand angle solide pour la physique des particules

H. Videau

► **To cite this version:**

H. Videau. Concevoir un détecteur à grand angle solide pour la physique des particules. École thématique. Ecole Joliot Curie "Instrumentation en physique nucléaire et en physique des particules", Maubuisson, (France), du 26-30 septembre 1988 : 7ème session, 1988. <cel-00645635>

HAL Id: cel-00645635

<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00645635>

Submitted on 28 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

CONCEVOIR UN DETECTEUR A GRAND ANGLE SOLIDE POUR LA PHYSIQUE DES PARTICULES

H. Videau

Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies, Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau, France

Résumé - La démarche du physicien de hautes énergies dans la conception d'un détecteur pour collisionneur est envisagée en décrivant les conditions d'expérience auprès de ces machines, puis les caractéristiques désirables des détecteurs et les moyens d'adapter ces détecteurs aux conditions décrites.

Abstract - The experimental conditions at a high energy particle collider are considered as well as the possible performances of detectors in order to understand how these detectors can be designed in an optimized way.

Nous allons décrire les caractéristiques et performances de quelques détecteurs à grand angle solide utilisés aujourd'hui en physique des particules. Nous mettrons l'accent sur la manière dont ils remplissent leur rôle pour mieux éclairer la manière dont ils ont été conçus.

Par souci de brièveté nous ne nous intéresserons qu'aux expériences sur collisionneurs où se concentre l'essentiel de l'effort en physique des particules. C'est aussi là que la notion de grand angle solide atteint son plein épanouissement puisque ces détecteurs sont sensibles sur $4\pi - \epsilon$ avec ϵ aussi petit que l'on peut.

La figure 2 illustre bien ce propos. C'est une vue d'Aleph, l'un des quatre détecteurs destinés au Lep. Je l'ai choisi en raison de mon long attachement à cette expérience et du fait qu'il me sera plus aisé de me laisser guider par la connaissance assez approfondie que j'en ai. Je m'efforcerai de noter les similarités et de souligner les différences que l'on trouve dans des détecteurs destinés à d'autres collisionneurs et d'en éclairer les raisons.

N'oublions pas

que ce n'est pas un détecteur que l'on conçoit mais une expérience, et, pour elle, un détecteur que l'on

construira
testera
étalonnera
opérera
simulera
dont on analysera les données

tel que l'expérience réponde aux questions

que l'on se pose
et, si possible, à d'autres.

Nous suivrons les grands traits suivants:

- Quelles sont les conditions de l'expérience et que voulons nous y mesurer?
- Comment caractériser les détecteurs en décrivant leur herméticité, précision, granularité, leur capacité à séparer les événements, leur capacité d'identifier les particules?
- Comment tirer de cette analyse une stratégie?

Pour mieux saisir la signification des nombreux sigles utilisés dans cet exposé parcourez le lexique qui est joint en appendice.

1) Les conditions de l'expérience:

le collisionneur.

Notons tout de suite que toutes les expériences situées sur un même collisionneur sont soumises aux mêmes conditions expérimentales: nature des particules incidentes, énergie de ces particules et qu'elles ne diffèrent que par les moyens mis en œuvre pour observer les produits des réactions.

Néanmoins il existe des types de collisionneurs différents par les particules qui y circulent. Pour en citer quelques uns:

$e^+ e^-$	LEP au Cern, SLC à Slac, Tristan à Kek
$e^\pm p$	Hera à Desy
$p^- p$	S $p^- p^+$ s au Cern, Tevatron à Fermilab
$p p$	LHC au Cern, SSC au Texas, peut-être dans le futur

Tableau donnant quelques caractéristiques de collisionneurs courants.

	Lep	Hera	$S p^- p^+$
Particule 1			
Nature	e^+	e^\pm	p
Energie	50 - 100 GeV	30 GeV	315 ou 450 pulsé
# part / paquet	$4 \cdot 10^{11}$	$3.6 \cdot 10^{10}$	10^{10}
# paquets	4	210	3
Particule 2			
Nature	e^-	p	p^-
Energie	50 - 100 GeV	820 GeV	315 ou 450 pulsé
# part / paquet	$4 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	10^9
# paquets	4	210	3
temps	22,4 μ s	96 ns	8 μ s
et distance entre croisements	7 km	29 m	2,5 km
Luminosité	$\sim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$0,6 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$\sim 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Fréquence des evts.	1 Hz	100 - 600 Hz	6 kHz

Les réactions envisagées et leur cinématique.

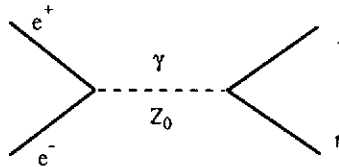
Précisons tout d'abord quelques notations:

Soit O le point de collision théorique. L'axe z est choisi le long des faisceaux, on note θ l'angle polaire soit pour un point M (Oz,OM). On note ϕ l'angle azimuthal soit l'angle entre les plans zOx et zOM.

En l'absence de polarisation des faisceaux, les réactions observées présentent une symétrie autour de l'axe Oz qui se reflètera dans la construction des détecteurs. Ainsi les détecteurs à trace sont le plus souvent cylindriques et les calorimètres gardent au moins des symétries hexagonales, octogonales ou, comme dans Aleph, dodécagonales. On pourrait voir dans le choix de champs magnétiques alignés avec les faisceaux la même raison, dans le cas de faisceaux d'électrons néanmoins la raison essentielle est de ne pas perturber les faisceaux en mettant un champ intense perpendiculaire à leur trajectoire. UA1 est d'ailleurs un exemple de champ dipolaire perpendiculaire au faisceau mais les particules sont des protons.

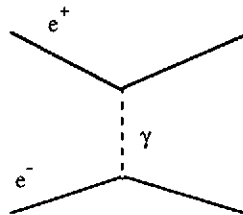
Après ce rapide examen de la structure azimuthale des détecteurs nous pouvons nous poser la question de leur structure en θ , elle est dictée par la cinématique des réactions que nous étudions maintenant.

Au Lep les événements étudiés correspondent au graphe suivant



Le centre de masse et le laboratoire coïncident. La distribution angulaire des partons de désintégration est à peu près en $1 + \cos^2 \theta$. Pour simplifier considérons la distribution comme isotrope et la symétrie du détecteur serait volontiers sphérique.

Un autre type d'événements intéressant correspond à la contribution à la diffusion Bhabha décrite par le diagramme suivant



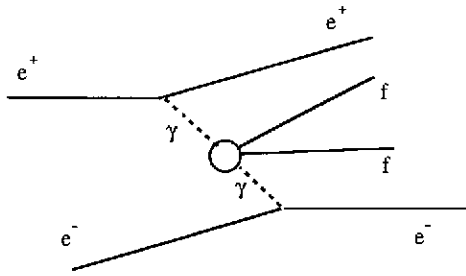
Ils servent à la mesure de la luminosité du collisionneur car ils correspondent à une section efficace connue.

La distribution est très piquée à petit angle

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim \frac{1}{\theta^3}$$

et la mesure de ces événements nécessite une considération particulière des qualités du détecteur dans cette région.

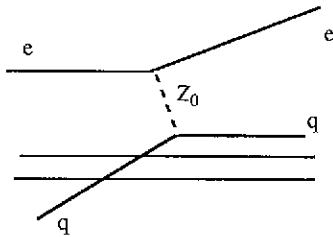
La dernière classe intéressante (si l'on excepte les bruits de fond) correspond à la collision de deux photons que l'on peut représenter par le graphe suivant :



La cinématique est dominée par le boost de Lorentz du à la différence d'impulsion des deux photons. La distribution des traces dans un événement est fortement asymétrique avant-arrière. Statistiquement ils sont néanmoins symétriques. Si l'on s'intéresse à ces événements il faut encore soigner la détection à petit angle. On les élimine par une coupure angulaire et une coupure sur l'énergie visible.

En résumé, dans un collisionneur électron-positron on favorisera un détecteur quasi isotrope mais on fera un effort spécifique dans les régions proches des faisceaux.

A Hera l'événement intéressant est le "deep inelastic" courant neutre qu'illustre le diagramme suivant:



C'est une collision entre l'électron et l'un des quarks du proton : le proton est composite (quarks et gluons) !

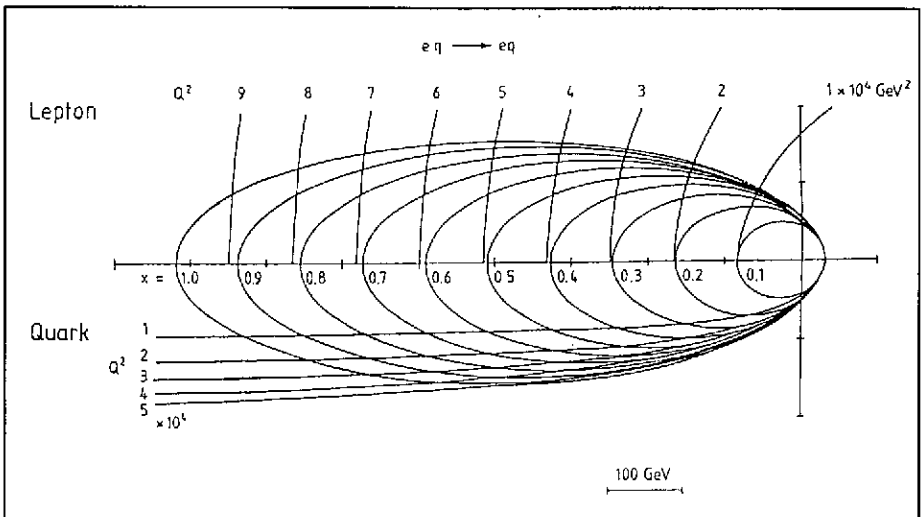


Figure 1 - La cinématique de la collision électron-quark.

L'énergie entrant dans la collision est celle du quark soit

$$E_q = x E_p \text{ avec } 0 \leq x \leq 1$$

en moyenne et compte tenu de la quantité de mouvement emportée par les gluons $x \sim 1/6$
on a donc

$$0 \leq E_q \leq 820 \text{ avec } \langle E_q \rangle \sim \frac{820}{6} = 137$$

\sqrt{s} est distribué entre 0 et 314 avec une moyenne proche de 128 GeV.

Le centre de masse est différent du laboratoire et la réaction est boostée dans la direction du proton. Le détecteur sera donc franchement asymétrique et développé dans la direction du proton. La figure 1 en est une illustration. Elle nous montre en fonction de x et de l'énergie transférée dans la collision (Q^2) les angles d'émission dans le laboratoire de l'électron (en haut) et du quark (en bas). Pour la lire trouvez l'intersection de la courbe à x constant (ellipse) et de la courbe à Q^2 constant.

Dans les collisions pp.

L'état initial est symétrique mais les deux particules incidentes sont composites. L'énergie mise en jeu dans la collision est indéterminée et il y a un boost le long du faisceau. La variable de choix est ici la rapidité soit

$$y = \frac{1}{2} \text{Log} \left[\frac{E + p_z}{E - p_z} \right] = \text{Argh} \left(\frac{p_z}{E} \right) = 2 \text{Log} \text{tg} \frac{\theta}{2}$$

La forme de la distribution de dN/dy , où N est le nombre de traces, est invariante sous un boost et cette distribution est approximativement un créneau de longueur

$$2 \text{Log} \left(\frac{\sqrt{s}}{m} \right)$$

Quand l'angle varie, la largeur typique des jets (ensemble des particules produites par un même quark ou gluon) correspond à un Δy constant, en effet elle est due à l'impulsion transverse typique des particules dans le jet.

En raison de leur répartition en rapidité, la distribution dans le laboratoire des produits de la réaction est piquée aux petits angles avec une largeur typique de jet mesurable en rapidité. Il faudra donc faire un gros effort à l'avant et à l'arrière.

Ce que l'on souhaite :

Mesurer l'impulsion-énergie des particules élémentaires en cause, les identifier. Distinguons deux cas:

1) la particule observée est élémentaire

invisible: neutrinos, particule supersymétrique légère
elle est alors mise en évidence par l'énergie-impulsion manquante
photon (à séparer des π^0)
lepton e, μ, τ à séparer des hadrons ($\pi^\pm, \pi^\pm + \gamma$)

C'est le cas le plus important à analyser car le plus simple.

2) la particule observée est composite

il faut remonter à la particule élémentaire origine.
étude des saveurs lourdes comme les quarks b ou t (à identifier)
jets étude analytique (par particules)
étude globale

Mesurer l'invisible est donc de la plus haute importance pour explorer de nouveaux domaines. Il est ainsi préférable de connaître l'énergie de l'état initial puis de mesurer au mieux E manquant

et P manquant; au minimum il sera essentiel de mesurer l'impulsion manquante transverse au faisceau.

2) Etude de certaines caractéristiques des détecteurs

Faisons d'abord une présentation rapide d'Aleph afin de nous familiariser avec la structure très généralement utilisée dans ces larges détecteurs. Regardons la figure 2.

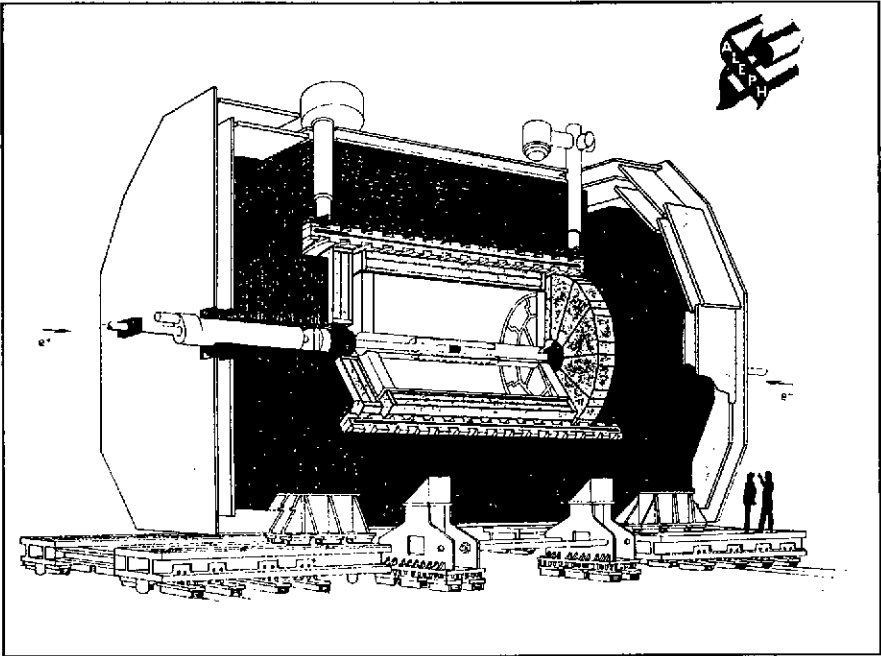


Figure 2 - Un écorché d'Aleph

Ce détecteur de trois mille tonnes et d'environ treize mètres d'encombrement dans toutes les directions est de révolution autour de l'axe des faisceaux. La structure est en pelure d'oignons autour du point de collision des faisceaux.

Situé tout contre le tube à vide, un détecteur de vertex à bandes de silicium permet de mesurer avec grande précision les traces chargées au voisinage de leur origine.

La couche suivante est une chambre à fils parallèles aux faisceaux servant au déclenchement de l'acquisition de données et à une mesure précise des traces chargées.

Le grand volume de 3,6 m de diamètre et 4,4 m de long est une TPC, c'est l'instrument essentiel pour la reconnaissance et la mesure des chargés.

Le calorimètre électromagnétique entoure la TPC de toutes parts. Il est fait d'une partie cylindrique et de deux bouchons plats.

Nous voyons alors le solénoïde supraconducteur avec ses arrivées d'hélium, le calorimètre hadronique et ceinturant le tout deux couches de chambres pour détecter les muons ayant passé le calorimètre.

a) Herméticité

C'est une caractéristique devenue essentielle et des détecteurs à couverture limitée comme l'était UA2 dans son état initial en ont souffert. Il nous faut savoir ce que l'on n'a pas mesuré ou du moins détecté et pouvoir faire la preuve qu'il s'agissait soit de neutrinos soit de la trace d'une nouvelle physique (photino en supersymétrie). Il est donc nécessaire de fournir une mesure précise de

l'énergie et l'impulsion manquantes attribuables à de telles sources.

La solution n'est pas triviale:

On ne peut couvrir tout l'angle solide en raison du tube à vide par lequel entrent les particules, et des contraintes de la construction mécanique.

Dans les collisionneurs où les particules incidentes sont composites ou dans le cas de collisions $\gamma\gamma$ l'impulsion le long du faisceau est inconnue en raison du tube à vide. Il n'est donc possible que de mesurer au mieux l'impulsion manquante transverse au faisceau.

Il y a deux niveaux à l'herméticité:

- savoir qu'aucune particule détectable n'est restée indétectée
- les avoir toutes bien mesurées.

Ce ne sont là que les conditions extrêmes de la mesure.

La première condition nous permet au moins de rejeter les événements présentant un défaut de mesure, mais

on peut rejeter des événements où l'impulsion manquante pointe sur une zone inactive du détecteur lorsque ces zones sont peu importantes, sinon la probabilité qu'elle pointe sur la zone active en étant la somme de deux impulsions perdues devient non négligeable. C'est en particulier vrai lorsque le nombre de particules dans la réaction est important.

Il nous faut donc :

- couvrir au mieux les petits angles par des appareillages spéciaux comme les détecteurs de luminosité ou des extensions avant et arrière comme on peut voir sur la figure 3.

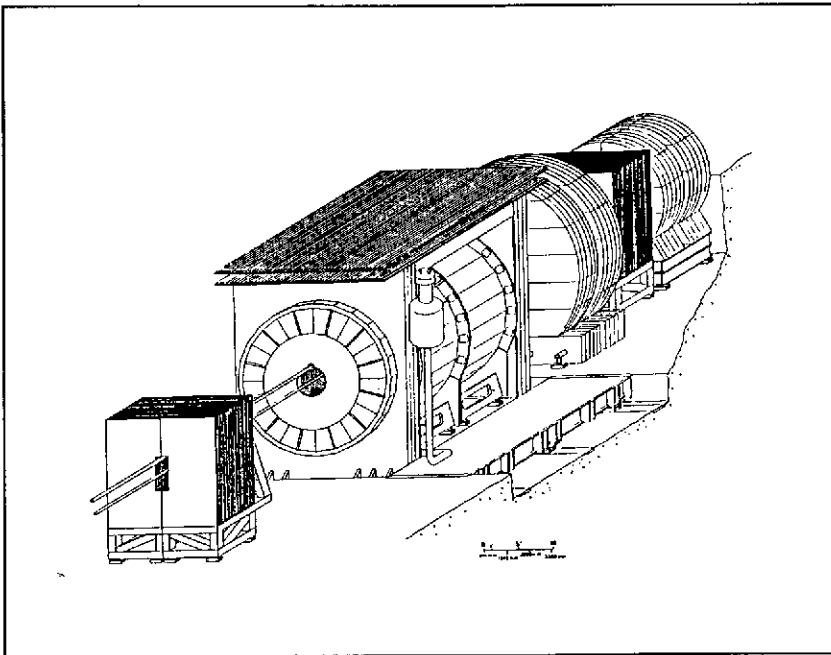


Figure 3 - Croquis montrant le détecteur central et les détecteurs avant de CDF.

- ne pas laisser de larges zones de matière non instrumentée (de la taille de la gerbe créée par les particules) .

- ne pas laisser de petits trous sans matière dans la direction de vol des particules : la matière fait éclater les gerbes. Ainsi les calorimètres électromagnétique et hadronique d'Aleph sont-ils décalés angulairement l'un par rapport à l'autre afin que leurs zones inactives ne se correspondent pas.

Pour réduire les zones mortes dues à la mécanique il est donc souhaitable de réaliser des éléments aussi gros que possible. Les zones mortes n'en seront pas moins inévitables et il peut être avantageux d'éviter de les faire projectives, c'est la solution de H1, ou de les faire projectives par morceaux, c'est la solution adoptée sur Aleph pour les secteurs de TPC et les calorimètres.

Mais l'adoption de telles solutions étale la dégradation de la mesure sur une zone plus étendue, un tel système a toutes chances d'être beaucoup plus difficile à modéliser et donc à analyser.

- doter le détecteur d'un champ suffisant et d'une profondeur d'absorption adéquate.

Si le champ magnétique est insuffisant (voir plus loin) les μ , bien que vus, échappent à la mesure. Les calorimètres doivent avoir une épaisseur suffisante pour contenir les gerbes.

En résumé

Se rappeler qu'une zone morte est difficile à gérer au niveau de l'analyse et qu'il est donc essentiel de les faire assez simples pour qu'elles puissent être modélisées et donc prises en compte dans l'analyse correctement. Un détecteur est fait pour être analysé, non pour le plaisir de sa construction.

b) Précision de la mesure.

Pour les particules isolées. Lorsque les particules sont en jets la granularité doit être prise en compte, nous regarderons cela au paragraphe suivant.

--- Mesure magnétique de l'impulsion des chargés.

Remarquons d'abord que la charge des particules n'est mesurée que dans un champ magnétique. Certains détecteurs n'en renoncent pas moins à sa mesure, ainsi de D_0 qui est en construction pour le Tevatron de Fermilab.

- Mesure de $|p|$

Les impulsions des particules peuvent être mesurées en même temps que la charge par la déviation des trajectoires dans un champ magnétique. Celui-ci ne peut être quelconque en raison de son influence sur les faisceaux. C'est pourquoi la plupart des détecteurs utilisent des champs solénoïdaux parallèles aux faisceaux alors même qu'une telle configuration peut être défavorable lorsque la distribution des particules est très piquée le long des faisceaux. Remarquons qu'une telle configuration respecte la symétrie de révolution.

Exception notable: UA1 dont le champ est perpendiculaire au faisceau. Dans une même situation CDF a choisi un champ solénoïdal complété à l'avant et à l'arrière par des champs toroïdaux qui respectent aussi la symétrie.

La mesure est en fait celle de l'impulsion transverse au faisceau p_T . A petit angle polaire cette mesure se dégrade dans la plupart des détecteurs par suite du faible nombre de points de mesure car leur espacement est radialement constant.

Notons θ l'angle polaire, entre le faisceau et la particule et prenons pour unités les unités SI sauf pour l'impulsion où nous utiliserons le GeV:

B est le champ en Teslas.

L est la longueur de mesure dans le champ en mètres.

Δf est l'erreur sur la flèche en mètres.

$$p_T = P \sin \theta \quad \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta p_T}{p_T}$$

$$p_T = 0,3 B R \quad f = \frac{L^2}{8R} \quad \text{donc} \quad \frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{\Delta f}{f}$$

et

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{8}{0,3 B L^2} \Delta f$$

Exemple tiré d' \mathcal{N} :

$L = 1,5 \text{ m}$, $B = 1,5 \text{ T}$, $\Delta f = 100 \mu\text{m}$ avec 20 points de mesure.

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 10^{-3} p_T$$

soit 2 % à 20 GeV.

- Connaissance du point d'interaction.

Le point où s'est effectuée la collision est déterminé par les performances de la machine à une précision le plus souvent insuffisante. Ainsi à Lep ce point est défini verticalement à 10 μm près et transversalement dans le plan horizontal à 300 μm mais le long du faisceau à $\pm 1.5 \text{ cm}$., à Hera cette dernière valeur atteint $\pm 25 \text{ cm}$. Une meilleure précision peut être obtenue en cherchant par extrapolation le point d'origine des traces mesurées.

La précision est alors limitée par celle de l'extrapolation: précision des points, longueur de l'extrapolation, diffusion multiple.

Pour cette dernière raison et pour quelques autres que nous verrons plus loin il est essentiel de limiter l'épaisseur de matériau traversée avant le détecteur de chargé, dans celui-ci et jusqu'à l'entrée des calorimètres.

La connaissance du point d'interaction permet d'affiner la mesure de $|p_T|$, de la direction de p et la mesure de la durée de vie des particules à durée de vie convenable (parcours de l'ordre du millimètre).

- Mesure de la direction de p .

Son importance est largement liée à la mesure des masses d'un groupe de particules et à la définition du vertex. La mesure des particules le long du champ magnétique est généralement beaucoup moins précise que dans le plan perpendiculaire que le détecteur soit à fils alignés avec le champ ou de type TPC, mais la trajectoire étant linéaire dans cette direction la précision sur l'angle reste bonne, de l'ordre du mrad. Dans le plan perpendiculaire au champ elle dépend beaucoup de la connaissance du point où l'on extrapole cette direction.

Note: Le champ magnétique est à peu près la seule manière de mesurer l'énergie des muons.

--- Mesure calorimétrique.

Pour les neutres mais aussi (malheureusement ?) les chargés.

Il faut distinguer les caractéristiques intrinsèques du type de calorimètre que l'on choisit et les dégradations dues à sa construction et son emploi. Les caractéristiques intrinsèques pourront s'observer localement mais les effets d'étalonnage ou de zones mortes peuvent devenir dominants.

La résolution en énergie d'un calorimètre se décrit en fonction de l'énergie par l'expression

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} + \beta$$

Le terme en α correspond aux fluctuations intrinsèques des mesures calorimétriques, le terme β prend en compte les termes systématiques: étalonnage, zones mortes, ...

On peut couramment distinguer une première partie de calorimètre où se développe toute la composante électromagnétique (électrons et photons) d'une seconde où ne s'épanouissent plus que les hadrons.

Calorimètre électromagnétique,

Les valeurs de α s'étalent de .01 à .2 selon le type choisi:

calorimètres homogènes comme le BGO (.01) ou le verre au plomb (.06)

calorimètres hétérogènes comme plomb-argon liquide (.11), plomb-scintillateur (.14) ou plomb-chambre à gaz (.16).

Elles sont liées à la fluctuation de la gerbe et à la fluctuation de la part d'énergie échantillonnée.

La dépendance en $E^{-0.5}$ montre qu'à haute énergie nous sommes en fait dominé par le deuxième terme: à 49 GeV un α de .14 donne une erreur de 2 % comparable aux effets systématiques. Il est donc essentiel de savoir dans quel domaine d'énergie on entend travailler. A haute énergie un bon α n'est pas nécessaire, il est par contre indispensable à basse énergie.

Les valeurs de β vont de .01 à .03.

Ce terme est lié

à la qualité de l'étalonnage des éléments du calorimètre,

à la présence de zones mortes,

à la présence de matière devant le détecteur.

L' étalonnage est d'autant plus délicat que le nombre d'éléments indépendants est grand et

l'électronique instable dans le temps (photomultiplicateurs). Il faut donc prévoir des dispositifs efficaces d'étalonnage des électroniques utilisées et des détecteurs eux-mêmes, par exemple des sources radioactives. L'étalonnage final est couramment obtenu avec des cosmiques ou, si l'expérience s'y prête avec des électrons d'énergie connue tels ceux produits par la diffusion e^+e^- .

La présence de matière devant le calorimètre dégrade aussi la résolution et il est fréquent de voir les calorimètres installés maintenant dans les bobines magnétiques ainsi d'Aleph pour le calorimètre électromagnétique, de H1 ou de SLD pour l'ensemble des deux calorimètres. Ceci induit néanmoins certaines contraintes: la lecture des signaux doit être insensible au champ et les matériaux utilisés non magnétiques.

Profondeur du calorimètre.

La taille longitudinale des gerbes croît logarithmiquement avec l'énergie. Dans le domaine de la dizaine de GeV les gerbes sont contenues dans une vingtaine de longueurs de radiation soit environ 10 cm de plomb.

Deux autres caractéristiques importantes au moment du choix du type de calorimètre sont le rapport signal sur bruit et le coût.

Calorimètre hadronique.

La précision est dominée par un α qui va de .4 à 1.

Ce calorimètre mesure l'énergie tant des neutres hadroniques (n et K) que des chargés. Ces derniers sont également mesurés dans le champ magnétique avec une précision $10^{-3} p_T$ à comparer à celle du calorimètre $0,6 E^{-0,5}$. Il est donc clair qu'au-dessous de 50 GeV pour des particules suffisamment séparées les unes des autres et à un angle suffisant du champ magnétique il est préférable d'utiliser la mesure magnétique. C'est ainsi que pour les jets collimés à l'avant de H1 on ne peut guère faire usage que d'une mesure calorimétrique, et le calorimètre est plus travaillé dans cette région. Il ne fournit néanmoins qu'un flux d'énergie et non une description détaillée. Il est à remarquer que l'usage conjoint d'une mesure magnétique pour les chargés et calorimétrique pour les neutres est une délicate affaire car il faut distinguer dans le calorimètre les contributions des deux types de particules.

Nous ne détaillerons pas ici les effets de compensation qui sont décrits dans d'autre cours de cette école.

Néanmoins signalons certaines implications de la compensation:

lorsqu'elle obtenue par la construction de l'appareil le choix des matériaux donc la technique sont contraints.

lorsqu'elle obtenue par des subtilités d'analyse, comme une prise en compte des densités d'énergie déposée, elle complique cette dernière et introduit quelque incertitude.

Dans certains cas un tel calorimètre hadronique est réduit à un simple filtre à muons, un "tail catcher".

Direction.

Un calorimètre est assez mal armé pour déterminer une direction et celle-ci résulte le plus souvent d'une hypothèse sur le vertex d'origine. Néanmoins lorsque la granularité du calorimètre est suffisante en profondeur et transversalement il est possible d'estimer la direction à 50-100 mrd.

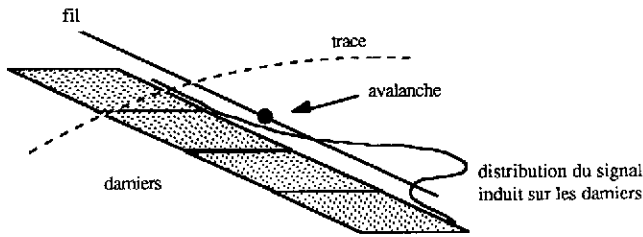
c) Granularité.

Lorsqu'on effectue une mesure on attache un nombre à un domaine géométrique défini soit directement dans l'espace soit par l'intermédiaire de la projection temporelle d'une des dimension spatiales (chambre à dérive).

La granularité mesure la taille typique de ces domaines. Une forte granularité (grain fin) vise à permettre la distinction entre signaux voisins, fournissant de ceux-ci des mesures indépendantes. La reconnaissance des particules à l'origine de ces signaux est ainsi rendue possible.

Nous devons distinguer la granularité le long de la trace et perpendiculaire. La première est clairement beaucoup moins importante. Si donc toutes les traces viennent à peu près d'une même origine un système projectif sera plus économique à construire pour une qualité donnée. Exemple des longs damiers de la TPC arrangés en cercles concentriques, ou des tours du calorimètre d'Aleph.

Mais la granularité a également à faire avec la précision de mesure et nous l'illustrons sur un exemple de chambre à damiers et de calorimètre à tours projectives.



- Soit un fil sensible courant au-dessus d'une rangée de darniers cathodiques (TPC). L'influence électrostatique s'étale sur une zone à peu près deux fois la distance fil-darnier. Pour mesurer avec précision la position de l'avalanche sur le fil il faut que cette influence s'étende sur au moins deux darniers ou mieux trois.

- Lorsque une gerbe se développe dans un calorimètre, si elle est entièrement contenue dans une tour la précision en position est de l'ordre de la taille de la tour. Si elle s'étale sur plusieurs il est possible d'interpoler la position du centre. Ainsi dans le calorimètre d'Aleph une taille de tour de 3 cm nous donne-t-elle une précision meilleure que 2mm à 10 GeV soit une précision angulaire du milliradian puisque la distance du point d'interaction au calorimètre est d'environ 2m.

Revenons sur la distinction entre signaux voisins et reprenons les mêmes exemples.

Si deux traces génèrent sur ce même fil des avalanches simultanées elles pourront être mesurées si leur zones d'influence sont séparées, d'après ce que nous avons dit ci-dessus un darnier au moins doit donc séparer les signaux et la distance entre traces sera d'au moins deux darniers. Si leur distance est plus faible leur existence sera néanmoins signée par un élargissement du signal induit .

De la même manière dans un calorimètre deux gerbes seront séparées si la distance entre elles est d'au moins 2 à 3 tours pour un étalement de la gerbe du même ordre.

La granularité doit donc être ajustée à la probabilité d'observer deux traces à une distance donnée, ceci dépend de la physique envisagée. Regardons l'exemple de H1, figure 4, la granularité est plus élevée à l'avant où la densité de traces l'est aussi. Puisque la taille des cellules est optimisée en fonction de la densité du milieu (ou de sa longueur de radiation) le seul paramètre dont nous disposons pour ajuster la séparation est la distance du point d'interaction au calorimètre.

N'oublions pas qu'à haute énergie lorsque les partons produits dans la réaction sont des quarks ce sont bien plus des jets que l'on cherche à isoler que des particules.

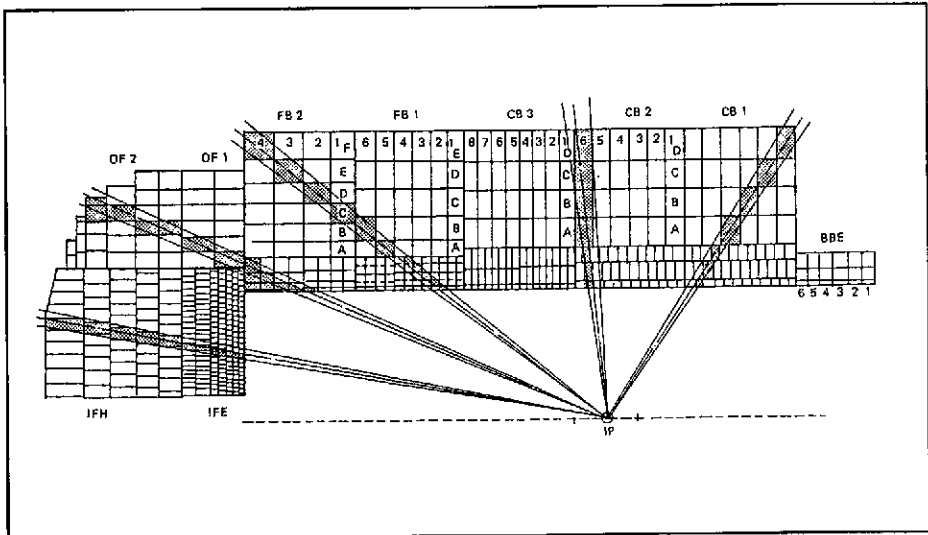


Figure 4 - Segmentation du calorimètre à argon liquide de H1.

Le prix à payer.

Au delà de ces simples considérations géométriques l'électronique qui suit doit avoir les

performances nécessaires en nombre de canaux pour une séparation spatiale par exemple 6000 blocs de verre au plomb dans Venus (KEK), 10000 blocs de BGO dans L3 (LEP), 40000 dans le calorimètre de H1, 50000 dans la TPC d'Aleph, 216000 dans le calorimètre d'Aleph. La solution adoptée dans Aleph a été d'utiliser le temps moyen entre événements et de multiplexer les signaux. Dans le cas de projection temporelle il faut aussi assurer la rapidité de réponse pour une séparation temporelle, la TPC d'Aleph assure 500 échantillonnages durant les 40 μ s de dérive des électrons.

Ainsi dans un calorimètre pour p p la découpe des tours suit-elle la rapidité et non l'angle.

Résumons nous:

La granularité optimale pour la précision de mesure est donnée par la taille de la gerbe ($\sim \lambda$).

La granularité optimale pour la séparation dépend de la densité a priori, sans descendre au-dessous de la taille de la gerbe. Ainsi dans les calorimètres pour antiproton-proton la découpe des tours suit-elle la rapidité et non l'angle. Mais on cherche alors plus à séparer les jets que les particules.

L'identification des traces nécessite la même granularité que la mesure mais une meilleure séparation. Ainsi en est-il du dE/dx dans les chambres à trace ou de la séparation $e/\pi/\gamma$ ou $\gamma/\gamma\gamma$ en calorimétrie.

Remarque: lorsque le système n'est pas projectif la granularité doit être essentiellement isotrope ce qui engendre une forte inflation du nombre de canaux (H1).

d) Séparation dans le temps. Vitesse de lecture. Déclenchement

Les temps entre croisements sont très différents d'un collisionneur à l'autre. Ainsi Lep paresse 22,5 μ s entre deux croisements alors qu'Hera ne concède que 100 ns et que le projet de LHC prévoit entre 10 et 25 ns.

Tant au Lep qu'à Hera la probabilité d'avoir un événement produit dans un croisement est très petite. Celle d'avoir deux événements dans le même temps est donc négligée.

Au Lep où la fréquence d'événements attendus est de l'ordre du Hz il est possible de faire usage du temps libre et on utilise des chambres à longue dérive (TPC d'Aleph et Delphi), on intègre longuement les signaux pour diminuer le bruit et on se soucie peu de la récupération de l'appareillage après une impulsion. Le déclenchement de l'acquisition sera donné par le croisement et l'acquisition arrêtée peu après si la présence d'un événement n'est pas reconnue.

A très haute luminosité (au LHC ou au SSC) le panorama est complètement différent. Le temps moyen entre événements est le temps entre croisement; alors non seulement les événements vont se succéder à un rythme effréné mais la probabilité d'en avoir deux ensemble devient non négligeable (δ Poisson !). Le délai entre croisements est aussi bien plus faible que le temps de lecture des signaux et plus encore que le temps de récupération de l'appareillage. Pour distinguer les événements il est donc nécessaire de savoir en assigner un à son croisement, reconnaître lorsqu'il y en a deux produits dans le même croisement et si possible les distinguer.

On doit alors faire usage de la faible probabilité d'avoir des signaux au même endroit en des temps très proches. Les signaux doivent être traités en continu car l'avis de présence d'un événement ne peut être propagé dans un temps adéquat et seule une recherche a posteriori du temps origine du signal permettra d'assigner ce dernier à un croisement particulier et donc de l'associer à un événement.

e) Identification

Il s'agit ici de déterminer la nature des particules décelées.

Identification par des détecteurs généralistes.

- Détecteurs à traces:

La détection des cassures sur une trace ou celle de la désintégration en vol d'un neutre ($V0$) donne une partie des K ou des Λ .

La perte d'énergie (dE/dx) permet de séparer les e , π , K, p entre eux à basse énergie (faible β) et de séparer les électrons des autres à moyenne énergie: ~ 15 GeV dans Aleph.

Cela nécessite un grand nombre de mesures distinctes, cette méthode est donc difficile dans les jets.

- Calorimètres:

Séparation e/π à $\sim 10^{-3}$

Elle peut utiliser l'égalité entre l'impulsion mesurée dans le champ magnétique et l'énergie mesurée dans le calorimètre, la structure longitudinale de la gerbe, en particulier la position de son début, sa taille latérale, la corrélation entre le point d'impact estimé en extrapolant la trace et la position de la gerbe. En fait ces diverses méthodes sont très corrélées.

Une fine granularité est essentielle pour tenter une telle séparation dans les jets qui reste délicate.

Rappelons que la limite intrinsèque de séparation due à la production de π^0 dans l'interaction initiale dans le calorimètre est voisine de 10^{-4} .

Séparation μ/π à $\sim 10^{-2}$

Elle utilise la propriété des μ de pénétrer bien plus profondément la matière que les autres particules. Elle est de ce fait peu sensible aux jets. Néanmoins la probabilité de désintégration en vol d'un π ou celle qu'il passe le filtre à μ , multipliées par le rapport du nombre de π au nombre de μ (grand) nous laisse avec une séparation de 1 %.

Séparation γ/π^0

Résulte de la résolution angulaire du calorimètre. Elle peut être bonne jusqu'à 10 GeV dans Aleph.

Remarque Prises comme telles ces probabilités de méprise n'ont guère de sens. Il faut aussi connaître les probabilités a priori d'observer chacune de ces particules dans ces conditions. Ces probabilités peuvent dépendre dramatiquement de l'expérience et des conditions cinématiques. Ainsi du rapport π isolé / e isolé ou γ/π^0 .

Les détecteurs spécialisés. Leurs avantages et inconvénients.

- détecteur de vertex. (Aleph et bien d'autres SLD.)

Sert à mesurer avec précision ($10 \mu\text{m}$) les traces au voisinage du point d'interaction et permet de reconstruire les vertex avec soin. Cela permet alors d'identifier des vertex secondaires proches du point d'interaction et donc les particules de saveurs lourdes telles les D ou les τ qui les ont engendrés. Cela donne ainsi accès à la durée de vie de ces particules.

Il introduit de la matière très près du début des traces (détecteur plus câbles et électronique) qui provoque de la diffusion multiple mais surtout la matérialisation de photons.

- Cerenkov Rich de Delphi (Ring Imaging Cerenkov)
ou Crid du SLD (Cerenkov Ring Imaging Device).

Ils mesurent le β des particules avec précision et peuvent séparer $\pi/K/p$ dans un domaine d'impulsion intéressant donnant ainsi accès à une certaine identification des saveurs lourdes.

Leur usage dans un jet reste problématique.

Ils introduisent de la matière, de l'espace entre le suivi des traces et calorimètre et dégradent les performances de ce dernier, ils introduisent une importante complexité.

- Radiation de transition. (H1)

Cet effet est une fonction du γ des particules et semble donc très prometteur.

Permet l'identification des électrons. Elle fournit une identification indépendante du calorimètre. Cela est utile dans les jets et lorsque la probabilité a priori du rapport e/π est défavorable. Un bon exemple en est l'équipement de l'avant de H1 avec ce détecteur.

De même que précédemment ces détecteurs introduisent de la matière et de l'espace entre le suivi des traces, auquel ils peuvent néanmoins contribuer et le calorimètre.

3.) Stratégie

Après ce panorama nous pouvons résumer les grandes lignes qui se sont dégagées.

Il n'existe pas de meilleure solution universelle, pas d'excellent compromis.

Il nous faut donc commencer par reconnaître puis exploiter les contraintes de la physique envisagée, cinématique, probabilités a priori, .. et celles de la machine, fréquence, énergie, ...

Il nous faut choisir des priorités dans le champ de physique qui nous est ouvert et les moyens d'accès que nous y avons: identification ou mesure des leptons, des saveurs, bonne mesure des jets..

Nous devons qualifier les performances recherchées du détecteur en termes de matière, résolution en énergie et en espace, de granularité, de réaction en temps, mais aussi en termes d'étalonnage, de stabilité, d'aisance de traitement et de simulation.

Les réponses doivent être claires spatialement pour une reconnaissance de forme aisée (3D)
et temporellement stables pour un étalonnage et un suivi aisés.

Le détecteur doit être aisé à modéliser car il faut une simulation rapide, précise et peu dépendante de petits détails mal connus pour l'analyse.

Il est souhaitable que les informations fournies par les divers éléments soient aisées à additionner. Il est donc bon de choisir globalement les techniques et non d'apporter une solution ad hoc à chaque problème. L'adjonction de tout élément nouveau de détection doit être pesé.

Simplicité.

Rappelons nous qu'un détecteur n'est pas le divertissement de ses constructeurs mais un instrument dont les données devront produire de la physique, et il n'est guère difficile d'arguer que la performance finale d'un détecteur dépend bien plus de la qualité de l'équipe de physiciens qui l'exploite et l'analyse que de la créativité de ses concepteurs.

Après de telles recommandations pourrais-je encore développer l'exemple d'Aleph?

Bibliographie.

Le sujet abordé dans cet exposé n'est guère décrit dans des articles publiés qui traitent généralement de points plus précis. En dehors de mon expérience personnelle j'ai trouvé l'essentiel de la matière dans les propositions d'expériences ou dans les rapports techniques. Pour le lecteur intéressé je peux en citer ici quelques uns que l'on peut trouver dans les bibliothèques de laboratoires.

- 1/ Design report for the Fermilab Collider Detector Facility.
 - 2/ Aleph technical report.
 - 3/ SLD design report.
 - 4/ H1 technical proposal.
- etc...
-

Petit lexique des sigles que nous avons rencontrés très souvent dans l'exposé:

Cern	Centre européen de recherches nucléaires sis près de Genève
LEP	Large Electron Positron. Collisionneur e^+e^- en fin de construction au Cern
$S\bar{p}p\bar{s}$	Collisionneur $p\bar{p}$ situé au Cern
LHC	Large Hadron Collider. Collisionneur pp envisagé dans le tunnel du Lep
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center. Californie
SLC	Stanford Linear Collider situé au SLAC
DESY	Deutsches Elektronen Synchrotron sis près de Hambourg
HERA	Hadron Elektron Ring Anlage. Collisionneur $e\bar{p}$ situé à Desy
KEK	Collisionneur e^+e^- situé au Japon
Fermilab	Centre américain sis près de Chicago
SSC	Super Synchrotron Collider. Futur collisionneur pp situé au Texas
ALEPH \times	Détecteur auprès du Lep
DELPHI	Détecteur auprès du Lep
UA1	Underground Area 1. Détecteur auprès du $S\bar{p}p\bar{s}$
UA2	Underground Area 2. Détecteur auprès du $S\bar{p}p\bar{s}$
H1	Détecteur auprès de Hera
D0	Détecteur sur le collisionneur $p\bar{p}$ de Fermilab
CDF	Collider Detector Facility. Expérience sur le collisionneur $p\bar{p}$ de Fermilab
SLD	Détecteur en construction pour le SLC
TPC	Time Projection Chamber. Grande chambre à dérive développée initialement au Lawrence Berkeley Laboratory.