



**HAL**  
open science

## Projet d'accélérateur européen d'électrons et défis expérimentaux

P. Vernin

► **To cite this version:**

P. Vernin. Projet d'accélérateur européen d'électrons et défis expérimentaux. École thématique. Ecole Joliot Curie "Matière hadronique ou..aujourd'hui et demain avec des électrons", Maubuisson, (France), du 14-19 septembre 1992: 11ème session, 1992. cel-00648086

**HAL Id: cel-00648086**

**<https://cel.hal.science/cel-00648086>**

Submitted on 5 Dec 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.

# Projet d'Accélérateur Européen d'Electrons et défis expérimentaux

*Cours donné à l'École Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire,  
Maubuisson, 14-19 Septembre 1992,  
dans le cadre de la session "Le noyau, laboratoire de la dynamique des quarks"*

Pascal VERNIN

DAPNIA/SPHN CE-Saclay F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex

## Résumé

Deux aspects du projet EEF sont traités: l'accélérateur supraconducteur d'électrons de 15-30 GeV et les détecteurs à forte luminosité, qui sont des spectromètres optimisés pour le programme expérimental de la transparence de couleur. Dans les deux cas quelques questions de physique et de technique, importantes pour le projet, sont examinées en détail. Pour l'accélérateur: le cycle utile, les cavités accélératrices supraconductrices, le rayonnement synchrotron et la recirculation. Pour les détecteurs: la résolution en masse manquante, les aimants supraconducteurs pour spectromètres et l'optique magnétique.

## Abstract

Two aspects of the EEF project are described: the 15-30 GeV superconducting electron linac and high luminosity detectors, which are spectrometers based on color transparency experiment specifications. In both cases a few important points of physics or technics are discussed in more details. For the machine: duty cycle, superconducting cavities, synchrotron radiations and recirculation. For the detectors: missing mass resolution, superconducting spectrometer magnets and magnets optics.

## 1 Introduction

La diffusion électron-hadron dans la région  $Q^2 = 10 - 30 \text{ (GeV/c)}^2$  n'est pas un domaine vierge où aucun équipement n'existe: le SLAC a été construit pour cela et a produit de nombreux résultats fondamentaux, comme la diffusion profondément inélastique électron-proton à l'origine du modèle des partons. Le collisionneur HERA commence à produire des données, en diffusion électron-proton également, jusqu'à  $\approx 10^5 \text{ GeV/c}^2$  pour la mesure des fonctions de structure du nucléon à petit  $x$ . Malheureusement, aucune des installations existantes ne regroupe les caractéristiques requises par les nouveaux objectifs que s'est fixée la physique hadronique:

- un cycle utile de 100%
- une forte intensité
- des cibles nucléaires "épaisses"
- des détecteurs adaptés

Le cycle utile est impératif pour surmonter les problèmes des événements fortuits dans les expériences exclusives. La nature nucléaire de la cible signifie que l'on ne peut se limiter au nucléon, ni même aux quelques noyaux légers disponibles sur un jet gazeux. L'intensité et l' "épaisseur" de la cible sont là pour compenser l'extrême faiblesse des sections efficaces. Clairement, nous avons besoin d'une nouvelle installation dédiée à ce programme de physique. Pour l'Europe, ce projet s'appelle "European Electron Facility". Entre les ateliers de Dourdan (octobre 90) et de Mainz (octobre 92), un travail de clarification de la physique et de définition de l'accélérateur et des détecteurs a été fait, parfois à marche forcée (Clermont F<sup>d</sup>, juin 92). Ce cours procède directement du travail effectué <sup>1)</sup>. Il est divisé en deux parties:

- l'accélérateur de 15–30 GeV
- les détecteurs à forte luminosité

Deux autres sujets auraient mérité d'être abordés: les détecteurs à grand angle solide et les détecteurs à "angle avant". Je n'ai malheureusement pas la place de les traiter ici avec le niveau d'explication et de justification qui sied à un cours. Ils seront exposés dans les compte-rendus de l'atelier de Mainz, à paraître.

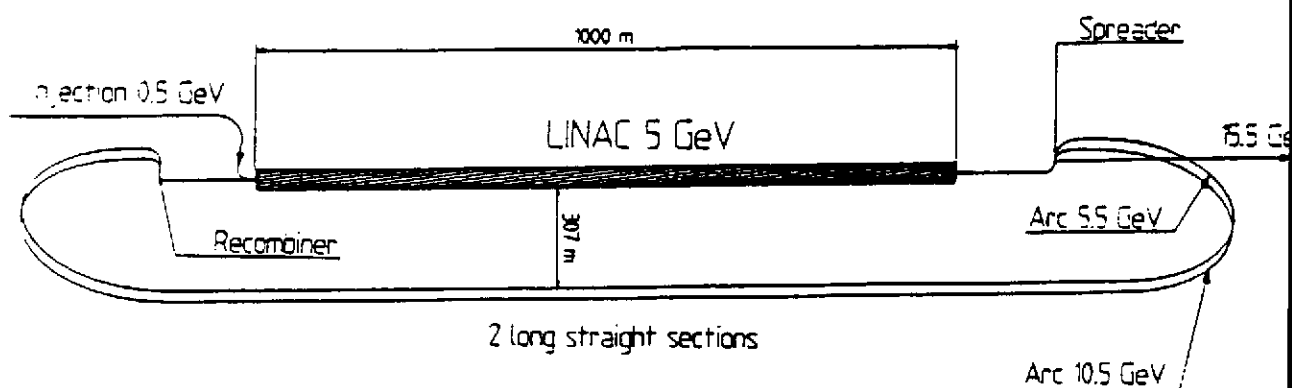


Figure 1: l'Accélérateur Européen d'Electrons de 15–30 GeV.

## 2 L'accélérateur de 15-30 GeV

Il existe depuis longtemps des accélérateurs d'électrons de plus de 15GeV, d'autres délivrant des intensités de l'ordre du mA, et il n'aurait pas été difficile de rassembler ces caractéristiques sur une même machine. Le problème vient du cycle utile de 100% demandé.

### 2.1 Définition du cycle utile

"Le cycle utile est la fraction du temps durant laquelle le faisceau est présent". Cette définition simple ne suffit plus lorsque l'on a affaire à un faisceau réel, où l'intensité n'est pas forcément stable et où plusieurs structures en temps (macro et microstructure) sont présentes. Une définition intégrale, inspirée du taux d'évènements accidentels, est nécessaire.

Essayons la définition:

$$C = \frac{\left( \int_0^T I dt \right)^2}{T \int_0^T I^2 dt} \quad (2.1.1)$$

$C$  est le cycle utile,  $T$  la durée de la mesure et  $I=I(t)$  le courant du faisceau, fonction du temps  $t$ .

Si on observe l'arrivée des particules avec une résolution en temps infiniment bonne, tous les faisceaux ont un cycle utile nul: l'intensité est en général nulle, sauf lorsqu'une particule arrive où cette intensité est infinie, ce qui donne  $C=0$  dans tous les cas. En pratique la résolution en temps ( $\tau$ ) de l'expérience n'est pas infiniment bonne mais est de l'ordre de la ns. Nous devons donc modifier la définition de  $C$  pour "lisser" les variations d'intensité de période inférieure à  $\tau$ . Le cycle utile ainsi obtenu dépendra de  $\tau$  et sera noté  $C_\tau$ . Nous adopterons donc:

$$C_\tau = \frac{\left( \int_0^T I' dt \right)^2}{T \int_0^T I'^2 dt} \quad (2.1.2)$$

où  $I'$  est le courant lissé défini par:  $I'(t) = \sum_i q_i \alpha_\tau(t - t_i)$ .

L'indice  $i$  désigne chaque particule,  $q_i$  sa charge,  $t_i$  son temps d'arrivée et  $\alpha_\tau$  est la fonction de lissage définie par (d'autres définitions sont possibles):

$$\alpha_\tau(t') = \begin{cases} 1/\tau & \text{si } |t'| \leq \frac{\tau}{2} \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.1.3)$$

Cette fonction a la propriété:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_\tau(t - t_i) dt = 1 \quad (2.1.4)$$

qui confirme que la charge totale est bien conservée.

## 2.2 Cavités accélératrices, cycle utile et résolution en énergie

Muni de la nouvelle définition de  $C$ , on voit qu'une cavité accélératrice fournira un faisceau de cycle utile 100% si:

- sa fréquence est supérieure à 1 GHz (pour  $\tau=1$  ns)
- elle fonctionne en continu.

La première condition ne pose pas problème. La seconde, par contre, n'est pas réalisable au delà de 1 GeV (microtron MAMI de Mainz) avec des cavités résistives ordinaires: la puissance dissipée par effet Joule dans les parois est telle que l'on est condamné à des champs accélérateurs très faibles ( $\ll 10$  MeV/m). Le choix de telles cavités conduit donc à une longueur de linac ou à un nombre de recirculations inacceptables. Le coût de l'énergie électrique est aussi un problème. Ceci explique pourquoi les linacs de la première génération étaient pulsés.

Les cavités seront donc supraconductrices à cause du cycle utile. A la fréquence de 1.3 GHz et à une température de 2 K elles fournissent un champ accélérateur de 10 à 15 MeV/m. Le choix de cavités supraconductrices apporte deux autres avantages: la réduction du halo et la résolution en énergie.

Sur un linac classique pulsé (SLAC ou ALS) la définition en énergie du faisceau est difficilement meilleure que  $10^{-3}$  à cause du caractère pulsé de la machine: entre le début et la fin de l'impulsion, le champ accélérateur varie (temps d'établissement du champ E.M. à vide, puis temps d'établissement du champ E.M. porté par le faisceau). Les expériences à haute résolution nécessitent des fentes d'analyse situées en un point du transport où la dispersion est importante. Ce filtrage dégrade encore le cycle utile ( puisque l'énergie varie pendant l'impulsion, le courant en aval des fentes varie également pendant l'impulsion) et les effets de bord sur ces fentes contribuent à la formation d'un halo d'électrons autour du faisceau. Ce halo a un effet catastrophique sur un détecteur à géométrie ouverte (détecteur à grand angle solide par exemple) car il interagit avec la matière, inévitable, qui entoure l'axe faisceau et limite en pratique la luminosité maximum tolérée. Un linac supra continu n'a pas ce problème et peut se passer de fentes d'analyse: le gain en énergie des électrons qui le traversent est fixé par la stabilité de la HF et par l'extension en phase ( $\Delta\phi$ ) de chaque micropaquet.

Le champ accélérateur est en effet de la forme:  $E = E_0 \cos \phi$  où  $\phi = \omega t$

Si les électrons sont injectés autour de  $\phi=0$  avec l'extension  $\Delta\phi$ , on aura:  $\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\Delta\phi^2}{8}$

Soit  $\frac{\Delta E}{E_0} = 1.4 \cdot 10^{-4}$  (largeur totale) pour  $\Delta\phi = 2^\circ$  ( $\phi \in [-1^\circ, 1^\circ]$ )

Un tel groupement en phase est techniquement réalisable: on envisage pour le projet 15 GeV  $\Delta\phi < 1^\circ$  et une stabilité pour  $E_0$  de  $10^{-4}$  (largeur totale)

En pratique, à partir de 10 GeV la résolution en énergie du faisceau sera limitée, non par l'accélération, mais par le rayonnement synchrotron dans les déviations magnétiques. La nécessité de déviations magnétiques apparaîtra à propos de la recirculation.

## 2.3 Rayonnement synchrotron

En électrodynamique, même classique, toute charge accélérée rayonne de l'énergie. Pour des raisons historiques, ce rayonnement est appelé "synchrotron" lorsque la charge est portée par une particule relativiste accélérée par un champ E.M. macroscopique (cavité ou aimant), mais les accélérateurs linéaires n'en sont pas épargnés. Si dans un champ électrique de 10MV/m (champ accélérateur typique) un électron subit une "accélération" de 10 MeV/m, dans un champ magnétique

de 1 T (champ typique d'un dipole de transport) cette accélération sera, si l'électron est relativiste, de 300 MeV/m. Le calcul\* montre, de plus, qu'une accélération transverse induit plus d'énergie rayonnée que la même accélération dirigée parallèlement à la vitesse. Le transport est donc de loin la première source de perte d'énergie par rayonnement synchrotron.

Le rayonnement est polarisé, dépend de la polarisation du faisceau et est émis vers l'avant, dans un cône de demi-angle d'ouverture  $1/\gamma$ . Pour simplifier, nous négligerons par la suite les effets angulaires et de polarisation de l'émission synchrotron. Dans ces conditions, un électron d'énergie  $E$  et de module d'impulsion  $p$  dévié par un champ magnétique uniforme d'un angle  $\Delta\theta$  avec le rayon de courbure  $\rho$ , subit une perte d'énergie dont la valeur moyenne  $\Delta E$  s'écrit<sup>2,3)†</sup>:

$$\Delta E = \frac{2}{3} r_e m_e c^2 \frac{\beta^3 \gamma^4}{\rho} \Delta\theta \quad (\text{MKS}) \quad (2.3.5)$$

$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$  est le rayon classique de l'électron,  $e$  sa charge

$m_e$  sa masse

$\beta = |p|c/E$

$\gamma = E/m_e c^2$

La perte d'énergie effective est distribuée autour de cette valeur moyenne. Le  $\sigma$  de cette distribution est:

$$\delta E = \left( \frac{8}{15\alpha\sqrt{3}} r_e^2 (m_e c^2)^2 \frac{\beta^6 \gamma^7}{\rho^2} \Delta\theta \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{MKS}) \quad (2.3.6)$$

$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$  est la constante de structure fine.

Si on choisit comme unités m, rad, GeV et GeV/c, et dans le cas ultrarelativiste ( $\beta=1$ ):

$$\Delta E = 1.4082 \cdot 10^{-5} \frac{\Delta\theta E^4}{\rho} \quad (2.3.7)$$

$$\delta E = \left( 9.6169 \cdot 10^{-12} \frac{\Delta\theta E^7}{\rho^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3.8)$$

Si plusieurs déviations sont subies successivement, les  $\delta E$  individuels s'ajoutent quadratiquement.

Prenons comme exemple numérique:  $E=15$  GeV,  $\Delta\theta=0.5$  rad,  $\rho=50$  m, soit un champ de 1 T sur une longueur de 25 m.

$$\Delta E = 7.129 \text{ MeV} \quad (\Delta E/E = 4.7 \cdot 10^{-4})$$

$$\delta E = 0.573 \text{ MeV} \quad (\delta E/E = 0.38 \cdot 10^{-4}, \sigma)$$

\* Pour calculer le rayonnement synchrotron, on part de la forme dipolaire classique de l'émission calculée dans le centre de masse instantané de la particule. On se ramène ensuite au labo par une transformation de Lorentz.

† On a les deux relations:  $|p| = e B_{\perp} \rho$  (MKS, où  $B_{\perp}$  est la composante perpendiculaire à  $p$  du champ magnétique  $B$ ) et  $\Delta L = \rho \Delta\theta$  (ou  $\Delta L$  est la longueur de la trajectoire dans le champ). Il est facile avec ces relations d'exprimer  $\Delta E$  et  $\delta E$  en fonction de 2 variables choisies parmi  $|p|$ ,  $B_{\perp}$  et  $\rho$ , et 2 autres choisies parmi  $\Delta L$ ,  $\rho$  et  $\Delta\theta$ .

Ce sont les fluctuations  $\delta E$  de perte d'énergie, et non pas la perte moyenne  $\Delta E$  qui affectent la résolution en énergie du faisceau. Ces fluctuations ont pour origine la nature du rayonnement émis, assimilable à un nombre moyen  $N$  de photons ayant chacun une énergie caractéristique  $E_c$ :

$$N = \left( \frac{\Delta E}{\delta E} \right)^2, \quad E_c = \frac{\Delta E}{N} \quad (2.3.9)$$

L'exemple numérique précédent donne:  $N=153$  et  $E_c=31$  keV. Il faut considérer ces nombres comme des ordres de grandeur.

## 2.4 Recirculation

Les cavités accélératrices supra sont des objets coûteux. Une de leurs caractéristiques est qu'elles supportent assez bien des intensités élevées. Plus précisément le coût de la partie accélératrice est constitué:

- du coût des cavités et de leurs cryostats, proportionnel à la longueur du linac
- du coût de la HF par cavité, lié principalement au champ accélérateur  $E_0^\ddagger$
- du coût de la cryogénie nécessaire pour maintenir la cavité à 2 K.

Ce dernier est proportionnel à la puissance déposée par effet Joule sur les parois de la cavité. Cette puissance n'est pas tout à fait nulle bien que les cavités soient supraconductrices, du fait que le champ E.M. n'y est pas constant mais alternatif. Elle est proportionnelle à  $E_0^2/Q$  où  $Q$  est le facteur de qualité de la cavité<sup>5)</sup>. On sait réaliser actuellement des  $Q$  de  $6 \cdot 10^9$  conduisant au champ  $E_0$  optimum de 10 MeV/m (optimum pour le coût de la cryogénie par MeV d'accélérateur). Aucun de ces coûts n'étant directement proportionnel à l'intensité, il est économique de construire un accélérateur de longueur modérée, fonctionnant au champ accélérateur optimum et d'y faire circuler le faisceau plusieurs fois (soit  $n$  le nombre de passages). Dans cette optique, CEBAF a adopté un schéma où  $n=5$ .

Le faisceau sortant de l'accélérateur est réinjecté à l'entrée grâce à  $n-1$  transports indépendants, mais empruntant les mêmes tunnels, composés chacun de 2 arcs de  $180^\circ$  séparés par une section droite parallèle au linac.

Les arcs sont malheureusement une source de dégradation de la résolution en énergie du faisceau par suite de l'émission de rayonnement synchrotron. La puissance rayonnée par l'émission synchrotron croît rapidement avec l'énergie: c'est donc la dernière recirculation qui apportera la contribution essentielle. En conséquence:

- on adoptera une solution à un seul linac, au lieu de deux linacs parallèles comme à CEBAF, de sorte que la dernière recirculation ait lieu à l'énergie la plus faible possible;
- on augmentera le rayon de courbure des arcs (réduction du champ magnétique dans les dipôles), mais cette évolution entraînera une augmentation du coût de la recirculation.

La résolution en énergie du faisceau a été fixée à  $\Delta E/E=3 \cdot 10^{-4}$  à 15 GeV de manière à séparer les groupes de niveaux nucléaires dans le résiduel. La contribution de l'accélérateur de  $10^{-4}$  laisse donc la place à une contribution du rayonnement synchrotron dans les arcs de  $2.8 \cdot 10^{-4}$ . Partant de cette valeur, il est possible de déterminer la valeur de  $n$  optimum du point de vue économique.

<sup>†</sup> mais dépendant moins-que-proportionnellement de  $I$  à cause du couplage adopté entre source HF et cavité

Cette étude a montré que le coût ne diminue plus beaucoup au delà de  $n=3$  et augmente à partir de  $n=7$ . Ce nombre  $n=3$  a été adopté, conduisant au dessin de la Fig. 1 composé:

- d'un injecteur de 500 MeV
- d'un linac de 5 GeV (1 km hors tout dont 500 m de cavités accélérant à 10 MeV/m)
- de deux recirculations, la première transportant le faisceau de 5.5 GeV, la seconde celui de 10.5 GeV.

Le rayon de courbure apparent des arcs est de 150 m, le rayon de courbure effectif dans les dipôles est de 30 m pour la première recirculation et de 60 m pour la seconde. L'énergie maximale du faisceau extrait est de 15.5 GeV mais une extraction à 5.5 GeV ou à 10.5 GeV est possible dans le cas de la desserte simultanée de plusieurs expériences.

## 2.5 Distribution du faisceau dans les salles expérimentales

Le projet prévoit trois salles expérimentales:

- la salle "S" (pour Spectromètre) équipée de deux spectromètres
- la salle "Ω" (pour grand angle solide) équipée d'un détecteur "4π"
- la salle "F" (pour *Forward detector*) équipée d'un détecteur couvrant les petits angles de diffusion.

CEBAF dispose également de trois salles d'expérience dans lesquelles le faisceau est réparti sur la base d'un tri HF à l'échelle des micropaquets: l'accélérateur délivre ces paquets à la fréquence de 1.5GHz, chaque salle les recevant à 500 MHz. Ce système, par ailleurs délicat, présente quelques inconvénients (perte de cycle utile, corrélation entre les énergies disponibles dans chaque salle). Il suppose surtout qu'en général les trois salles seront disponibles pour recevoir le faisceau à des énergies corrélées.

Le schéma proposé pour la machine européenne est techniquement plus simple: il est basé sur le partage du faisceau entre 2 (ou éventuellement 3) salles sur une échelle de temps longue (plusieurs secondes). Ni la perte de cycle utile (macroscopique dans ce cas), ni la corrélation entre les énergies ne sont évitées, mais ce principe s'accorde mieux à la situation assez probable où une salle est en phase de prise de données et nécessite l'essentiel du faisceau à l'énergie voulue, une autre est en phase de réglage et se contente du reste du faisceau sans contrôle fin de l'énergie, la troisième est en phase de montage/démontage ou développement et ne souhaite pas recevoir de faisceau.

Sur la machine européenne comme sur CEBAF, l'intensité, le nombre de recirculations et éventuellement la polarisation sont réglables pour chaque salle indépendamment des autres.

## 2.6 Evolution de 15 à 30 GeV

L'énergie de l'accélérateur, initialement de 15.5 GeV, sera portée à 30 GeV dans une étape ultérieure. Suivant l'argument qu'à 30 GeV nous ne sommes plus intéressés à isoler les groupes de niveaux nucléaires du résiduel mais à signer l'éventuelle émission d'un pion supplémentaire dans le bilan de masse manquante, l'objectif de résolution en énergie du faisceau a été relâché dans cette phase à  $10^{-3}$  (au lieu de  $3 \cdot 10^{-4}$  à 15 GeV). Il se trouve que la géométrie des arcs qui contribue pour  $2.8 \cdot 10^{-4}$  à 15 GeV, contribuera pour  $10^{-3}$  à 30 GeV. On peut donc conserver l'infrastructure existante, en doublant le champ magnétique dans les arcs. Il reste encore à doubler l'énergie d'injection et le gain d'énergie dans le linac. Pour ces deux points on augmentera le champ accélérateur (si on parvient à fabriquer des cavités ayant un meilleur  $Q$ ) et/ou on rajoutera



des cavités dans des espaces laissés libres à cette fin. Il reste en réserve la possibilité d'augmenter également le nombre de recirculations.

## 2.7 Caractéristiques de l'Accélérateur Européen d'Electrons <sup>4)</sup>

J'ai également porté pour mémoire les caractéristiques de CEBAF <sup>8)</sup>:

	EEF		CEBAF
	Energie maxi	15.5 GeV	30 GeV
Fréquence	1.3GHz		1.5 GHz
Champ accélérateur	10 MeV/m	?	7.5 MeV/m
Température des cavités	2 K		1.8 K
Courant maxi	20 $\mu$ A	10 $\mu$ A	200 $\mu$ A
Emittance horizontale <sup>§</sup> ( $\epsilon_H/\pi$ pour 95% du faisceau)	$\leq 10^{-8}$ m	$\leq 3 \cdot 10^{-7}$ m	$2 \cdot 10^{-9}$ m
$\Delta E/E$ (à $2.35 \sigma$ )	$\leq 3 \cdot 10^{-4}$	$10^{-3}$	$0.6 \cdot 10^{-4}$
Cycle utile	100%		100%
Nombre de passages	3	?	5
Polarisation (performances actuelles)	>80% à courant maxi (80% à 10 $\mu$ A)		(80% à 10 $\mu$ A)
Puissance du faisceau	310 kW	300 kW	1200 kW

Table 1 : caractéristiques de l'Accélérateur Européen d'Electrons

Par manque de place je n'ai pas abordé ici plusieurs autres aspects intéressants de ce projet, comme les questions d'optique de faisceau, d'émittance ou de polarisation.

*En conclusion, la partie accélérateur du projet EEF satisfait les spécifications imposées par les objectifs de physique. Pour cela il ne fait appel à aucune prouesse technique, mais utilise l'état de l'art actuel en matière d'accélérateur d'électron.*

## 3 Détecteurs à forte luminosité

Une partie importante du programme expérimental autour du faisceau d'électrons de 15 GeV nécessitera l'usage de spectromètres. Si on les compare aux détecteurs à grand angle solide, le handicap de leur angle solide réduit est compensé par les avantages:

- de luminosité: le cycle utile de 100%, la forte intensité du faisceau extrait et un détecteur bien protégé du bruit ambiant permettant d'utiliser des cibles relativement épaisses; ces éléments autorisent à travailler à des luminosités dépassant  $10^{38}$  nucléons  $cm^{-2}s^{-1}$ .
- de sélectivité: ils permettent de sélectionner une fenêtre dans l'espace des phases; centrée sur la région inéressante;
- de résolution: l'optique magnétique soignée des spectromètres permet de transporter les particules vers un détecteur bien protégé du bruit et de reconstruire avec précision le quadrimoment et la position qu'avait la particule à sa sortie de la cible; dans le cas où le noyau résiduel

<sup>§</sup> on aura  $\epsilon_v \ll \epsilon_h$

présente une structure composée d'un ou plusieurs pics étroits, la résolution peut s'avérer aussi importante que l'angle solide pour attester de l'exclusivité de la réaction observée;

La manière dont ces avantages compensent la faiblesse de l'angle solide dépend de deux facteurs:

- le nombre de particules détectées (et donc de spectromètres); ce nombre s'avère à l'expérience limité à deux, c.à.d. trois particules dans l'état final pour une détection exclusive puisque la résolution permet de reconstruire le résiduel non détecté;
- le degré de corrélation angulaire entre les particules détectées, c.à.d. la précision avec laquelle on peut prédire la direction d'émission de la seconde particule lorsque l'on a détecté la première.

Le programme expérimental du futur accélérateur se partagera entre spectromètres et détecteurs à grand angle solide, selon les caractéristiques propres à chaque expérience.

Des réactions telles que  $H(e,e'p)\pi^0$ ,  $H(e,e'p)\gamma$  ou  $A(e,e'p)A-1$  sont de bons candidats à l'usage d'une paire de spectromètres. Les deux premières ne demandent au système de spectromètres qu'une résolution en masse manquante modérée pour signer l'éventuelle émission d'un pion supplémentaire. La troisième est plus contraignante en résolution car le système  $A-1$  présente une structure complexe, composée du fondamental, des autres niveaux nucléaires liés, du continuum d'émission de plusieurs nucléons et enfin du continuum d'émission de pion. Elle jouit cependant d'un regain d'intérêt comme test de la prédiction de transparence de couleur. Comme de plus le degré de corrélation entre les particules détectées y est exceptionnellement élevé, cette expérience bénéficie pleinement des avantages des spectromètres et elle a été choisie comme "*physics case*" pour la justification et le dessin des spectromètres.

### 3.1 Résolution nécessaire pour l'expérience $A(e,e'p)A-1$

Identifier tous les états excités du résiduel demanderait une résolution de 100 keV, hors de notre portée à 15 GeV. Nous nous contenterons d'une résolution  $\Delta E < 10$  MeV FWHM de manière à séparer entre elles les "régions d'excitation" du résiduel: états liés dans la première région, émission d'un nucléon supplémentaire dans la seconde, etc... Cette identification grossière sera suffisante pour comparer les mesures aux modèles de ré-interaction nucléon-résiduel, et par là tester la prédiction de transparence de couleur.

Dans la phase 30 GeV, nous avons vu que l'objectif n'est plus que de signer l'émission d'un pion supplémentaire. Une contribution des spectromètres de quelques dizaines de MeV sera donc suffisante.

### 3.2 Calcul de la résolution en masse manquante de l'expérience

Dans le cas général d'une réaction où interviennent  $m$  particules (2 entrantes,  $m-2$  sortantes dont  $m-3$  détectées et une "manquante"), la conservation de l'énergie-impulsion s'écrit:

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4 + \dots + p_{m-1} + p_m \quad (3.2.1)$$

ou mieux:  $\sum_{i=1}^m s_i p_i = 0$ , avec  $s_i = \begin{cases} +1 & \text{pour les particules entrantes (i = 1, 2)} \\ -1 & \text{pour les sortantes (i > 2)} \end{cases}$

$p_1$  désigne le faisceau,  $p_2$  la cible et  $p_m$  la particule manquante.  $p_1$  et  $p_2$  sont connus *a priori*,  $p_3 \dots p_{m-1}$  sont mesurés à chaque évènement, et donc  $p_m$  est complètement déterminé:

$$p_m = \sum_{i=1}^{m-1} s_i p_i \quad (3.2.2)$$

Sa composante temporelle  $p_m^0$  est l'énergie manquante, ses composantes spatiales  $p_m$  constituent l'impulsion manquante (on adopte désormais un système d'unités où  $c=1$ ) et la masse manquante  $M_m$  s'écrit:

$$M_m = p_m^2 = \left( \sum_{i=1}^{m-1} s_i p_i \right)^2 = p_m^{0^2} - p_m^2 \quad (3.2.3)$$

Un problème de vocabulaire se pose: pour des raisons obscures les spécialistes du domaine (e,e'p) ont adopté le terme d' "énergie manquante" pour désigner une grandeur toute différente, reliée en fait à  $M_m$  ( $E_m^{(e,e'p)} = M_m - M_2 + M_{proton}$ ). Il est donc prudent de ne pas utiliser du tout ce terme ambigu. L'impulsion manquante, quant à elle, est souvent appelée "impulsion de recul", de même que la particule manquante est aussi appelée "recul" ou "résiduel". Pour assurer une bonne compréhension entre les physiciens des hadrons et ceux des particules, il serait sage de n'employer que les termes de "masse manquante" et d' "impulsion manquante" pour désigner respectivement  $M_m$  et  $p_m$

Limitons-nous désormais au cas  $m=5$  qui nous intéresse et à des cinématiques centrées sur une cinématique coplanaire<sup>1</sup>. La résolution en masse manquante  $M_5$  s'obtient en dérivant l'équation  $M_5^2 = p_5^{0^2} - p_5^2$ . On choisit comme variables indépendantes de ce calcul les observables expérimentaux, c.à.d. les modules  $|p_i|$  des impulsions et les angles  $\theta_i$  et  $\phi_i$  des particules  $i=1$  à 4.

$$\begin{aligned} M_5 dM_5 &= p_5^0 dp_5^0 - |p_5| d|p_5| \\ dM_5 &= \gamma_5 (dp_5^0 - \beta_5 d|p_5|) \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

avec  $\beta_i = |p_i|/p_i^0$ ,  $\gamma_i = p_i^0/M_i$ , où  $M_i$  désigne la masse de la particule  $i$ ,

$$dp_5^0 = \sum_{i=1,3 \text{ et } 4} s_i \beta_i d|p_i| \quad (3.2.5)$$

La somme exclut  $i=2$  (la cible) qui ne contribue pas à l'erreur. La cinématique centrale étant coplanaire, les angles  $\phi_i$  n'interviennent pas dans la dérivée première et:

$$d|p_5| = \sum_{i=1,3 \text{ et } 4} s_i d(|p_i| \cos \theta_{i5}) \quad (3.2.6)$$

où  $\theta_{ij}$  désigne l'angle entre  $p_i$  et  $p_j$ . On obtient finalement:

$$dM_5 = \gamma_5 \sum_{i=1,3 \text{ et } 4} s_i \left[ d|p_i| (\beta_i - \beta_5 \cos \theta_{i5}) + d\tilde{\theta}_i \beta_5 |p_i| \sin \theta_{i5} \right] \quad (3.2.7)$$

Nous avons assimilé, à cause de la coplanarité,  $d\theta_{i5}$  à  $d\tilde{\theta}_i$ , où  $\tilde{\theta}_i$  est l'angle entre l'axe faisceau et la projection de  $p_i$  sur le plan de la diffusion (supposé horizontal dans la suite). La formule obtenue est généralisable à  $m>5$ . Elle sépare clairement les contributions des résolutions en impulsion  $d|p_i|$  et en angle horizontal  $d\tilde{\theta}_i$  du faisceau ( $i=1$ ) et des spectromètres ( $i=3$  et 4).

<sup>1</sup> La question de savoir si les spectromètres doivent ou non sortir du plan ne sera pas discutée ici par manque de place.

3.2.1 *Cas de la réaction A(e,e'p)A-1.* En diffusion d'électrons, on a  $\beta_1 \approx \beta_3 \approx 1$  (désormais les indices 3 et 4 désigneront respectivement l'électron et le proton diffusés et  $Q^2 = -q^2 = -(p_1 - p_3)^2$ ). De plus la transparence de couleur s'intéresse aux noyaux-cibles lourds et aux impulsions manquantes faibles (donc  $\gamma_5 \approx 1$   $\beta_5 \ll 1$ ), le tout à grand  $Q^2$  (donc  $\beta_4 \approx 1$  car  $|p_3| \approx |q|$  et  $|q|$  est grand) et la résolution en masse manquante s'écrit simplement:

$$dM_5 \approx \sum_{i=1,3,4} s_i d|p_i| \quad (3.2.1.8)$$

d'où l'erreur:

$$\Delta M_5^2 \approx \sum_{i=1,3,4} (d|p_i|)^2 \quad (3.2.1.9)$$

*Pour le programme de transparence de couleur via la réaction A(e,e'p)A-1 sur cible lourde, les résolutions en angle (horizontal ou vertical) n'interviennent pas significativement et la résolution en masse manquante n'est autre que la somme quadratique des résolutions absolues en impulsion du faisceau et des deux spectromètres.*

3.2.2 *Cas des réactions H(e,e'p) $\pi^0$  et H(e,e'p) $\gamma$ .* Lorsque la particule manquante est légère et de grande impulsion, la résolution en angle intervient et pour H(e,e'p) $\pi^0$  il faudra utiliser la formule générale (3.2.7). Le cas extrême est donné par la diffusion Compton virtuelle H(e,e'p) $\gamma$  où la masse manquante est nulle. La formule générale ne s'applique plus ( $\gamma_5 = \infty$ ) et la "bonne" variable à utiliser pour signer la réaction est alors  $M_5^2$  au lieu de  $M_5$  :

$$d(M_5^2) = 2p_5^0 dp_5^0 - 2|p_5| d|p_5| \quad (3.2.2.10)$$

En remarquant que dans ce cas  $p_5^0 = |p_5|$ , on obtient la forme générale:

$$d(M_5^2) = 2p_5^0 \sum_{i=1,3,4} s_i \left[ d|p_i| (\beta_i - \cos \theta_{i5}) - d\tilde{\theta}_i |p_i| \sin \theta_{i5} \right] \quad (3.2.2.11)$$

Dans le cas  $\beta_i \approx 1$  ( $i = 1, 3, 4$ ) et en assignant à  $\theta_{i5}$  une valeur moyennement défavorable du point de vue de la résolution, c.à.d.  $\theta_{i5} = \pi/2$  ( $i = 1, 3, 4$ )

$$d(M_5^2) \approx 2p_5^0 \sum_{i=1,3,4} s_i |p_i| \left( \frac{d|p_i|}{|p_i|} - d\tilde{\theta}_i \right) \quad (3.2.2.12)$$

d'où l'erreur:

$$(\Delta M_5^2)^2 \approx 4(p_5^0)^2 \sum_{i=1,3,4} |p_i|^2 \left( \left( \frac{\Delta |p_i|}{|p_i|} \right)^2 + (\Delta \tilde{\theta}_i)^2 \right) \quad (3.2.2.13)$$

On voit que la résolution relative en moment intervient dans l'erreur avec le même poids que la résolution angulaire. Il est donc souhaitable, pour le faisceau comme pour les spectromètres, que ces deux valeurs soient "équilibrées", par exemple 1 mrad pour  $10^{-3}$ , 0.1 mrad pour  $10^{-4}$ , etc... Dans ces conditions, on pose  $\Delta |p_i| / |p_i| = \Delta \theta = \Delta$  et pour  $\theta_{i5}$  quelconque on trouve:

$$\Delta M_5^2 = 4p_5^0 \Delta \left( \sum_{i=1,3,4} \left( |p_i| \sin \frac{\theta_{i5}}{2} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (3.2.2.14)$$

### 3.3 Spécification de résolution des spectromètres

Les résolutions ci-dessous sont données à  $2.35\sigma$ , c.à.d. FWHM dans l'approximation gaussienne. On prendra  $\left(\frac{\Delta|p|}{|p|}\right)_{spectro} = 5 \cdot 10^{-4}$  à combiner avec  $\left(\frac{\Delta|p|}{|p|}\right)_{faisceau} = 3 \cdot 10^{-4}$  obtenu précédemment. Pour la cinématique à  $16 \text{ (GeV/c)}^2$  de la table 2 ( $|p_1| = 15 \text{ GeV}$ ,  $|p_3| = 6.47 \text{ GeV}$ ,  $|p_4| = 9.42 \text{ GeV/c}$ ), on obtient une résolution en masse manquante  $\Delta M_5 = 7.3 \text{ MeV}$ . Cette valeur est compatible avec l'objectif fixé  $\Delta M_5 < 10 \text{ MeV}$ . Pour la résolution en angle horizontal des spectromètres, on prendra  $\left(\Delta\tilde{\theta}_i\right)_{spectro} = 5 \cdot 10^{-4}$  (valeur équilibrée). Pour le faisceau  $\left(\Delta\tilde{\theta}_i\right)_{faisceau} \ll 5 \cdot 10^{-4}$  devrait être obtenue sans problème. Les résolutions en angle vertical ne contribuent qu'au second ordre et ne donnent pas lieu à spécification.

Avant d'aborder la description des spectromètres proprement dits, une parenthèse technique sur les aimants supraconducteurs et une autre sur l'optique magnétique sont nécessaires car elles conditionnent fortement la solution proposée.

$-q^2$ ( $(\text{GeV/c})^2$ )	$ p_1 $ ( $\text{GeV/c}$ )	$ p_3 $ ( $\text{GeV/c}$ )	$\tilde{\theta}_3$ ( $^\circ$ )	$ p_4 $ ( $\text{GeV/c}$ )	$\tilde{\theta}_4$ ( $^\circ$ )
6	10	6.80	17.08	4.03	29.74
8	12	7.74	16.80	5.12	26.05
10	15	9.67	15.09	6.20	23.97
12	15	8.61	17.54	7.27	20.89
14	15	7.54	20.26	8.35	18.23
15	15	7.01	21.78	8.88	17.02
16	15	6.47	23.42	9.42	15.86

Table 2 : cinématiques de l'expérience de transparence de couleur<sup>1)</sup>.

### 3.4 Aimants supraconducteurs

Comme pour les cavités, la supraconductivité apporte aux aimants des avantages décisifs<sup>#</sup>:

— densité de courant de  $\approx 1 \text{ kA/mm}^2$  au lieu de  $\approx 10 \text{ A/mm}^2$  dans les conducteurs classiques;

<sup>#</sup> Avec l'avantage supplémentaire que dans les aimants à champ constant le dépôt d'énergie par effet Joule est rigoureusement nul et donc la puissance cryogénique limitée aux seuls défauts d'isolation thermique des supports et surtout des amenées de courant.

— consommation électrique réduite car limitée à l'énergie dissipée dans l'alimentation de courant et à celle consommée par la cryogénie.

L'avantage de la densité de courant est atténué par la nécessité d'entourer le conducteur par un cryostat. Il reste néanmoins décisif et autorise la conception d'aimants où le champ magnétique n'est plus dominé par l'aimantation du fer mais fixé par la géométrie des courants. Autrement dit, c'est presque exclusivement la loi de Biot et Savart qui régit la relation (distribution de courant) → (distribution de champ). Outre la facilité du calcul du champ, ce point est déterminant car:

- la distribution de champ ne change pas de forme en fonction du courant appliqué; on dit que le comportement de l'aimant est linéaire;
- on peut dépasser le champ de saturation du fer (1.5 à 2 T), encore que la densité de courant autorisée décroisse et que le coût de l'aimant croisse rapidement avec le champ maximum;
- on peut envisager des aimants de grande dimension utile sans entraîner une masse prohibitive.

La présence de fer est néanmoins souvent nécessaire à titre de blindage magnétique (évitant qu'un champ magnétique important ne s'établisse dans la salle entière), mais il est de volume réduit et placé loin de la zone utile, à l'extérieur du cryostat. Son effet est de renforcer le champ utile, sans trop affecter la forme de la distribution.

Le problème des aimants supra est leur coût de construction: les forces auxquelles est soumis le conducteur sont considérables et la nécessité de travailler à 4 K, donc bien isolé thermiquement, rend les solutions mécaniques délicates et coûteuses. De nombreux dessins d'aimants supra pour spectromètre ont été essayés depuis une vingtaine d'années (quadrupoles type Panofsky, bobines supra dans une géométrie de dipôle classique, etc...) et il semble aujourd'hui que la solution optimum pour un élément de spectromètre soit un aimant de la famille "cos nθ" fonctionnant à des champs ≲ 2 T environ.

**3.4.1 Aimants de type "cos nθ" <sup>6)</sup>**. Soit un cylindre de longueur infinie, d'axe  $\vec{Oz}$  et de rayon  $a$  sur lequel sont disposés des conducteurs filamenteux, également infinis, le long de génératrices (Fig.2). On utilise les coordonnées cylindriques  $r, \theta, z$  avec  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $x = r \cos \theta$ ,  $y = r \sin \theta$ . On appelle densité azimutale de courant la quantité  $\frac{dI(\theta)}{d\theta}$  où  $I(\theta')$  est le courant total des conducteurs placés entre  $\theta = 0$  et  $\theta = \theta'$

On s'intéresse à la distribution de champ magnétique à l'intérieur du cylindre, c.à.d. pour  $r < a$ , générée par une distribution de courant quelconque  $I(\theta)$ . On attend un champ magnétique indépendant de  $z$ , ayant sa composante  $B_z$  nulle et donc dérivant d'un potentiel vecteur  $\vec{A}(r, \theta)$  réduit à sa seule composante  $A_z(r, \theta)$ . On montre qu'il existe une relation directe entre la transformée en série de Fourier de  $\frac{dI(\theta)}{d\theta}$  et celle de la distribution de champ généré au rayon  $r$ : seuls les harmoniques présents dans la distribution de courant sont également présents dans la distribution de champ\*.

$\frac{dI(\theta)}{d\theta}$  se développe sous la forme:

$$\frac{dI(\theta)}{d\theta} = \sum_{n=1}^{\infty} I_n \cos n\theta + I'_n \sin n\theta \quad (3.4.1.21)$$

Prenons le cas simple où tous les harmoniques sont nuls à l'exception de  $I_n$  (c.à.d. la distribution:  $\frac{dI}{d\theta} = I_n \cos n\theta$ ), le potentiel vecteur à l'intérieur du cylindre s'écrira:

\* Pour ce calcul, il faut partir du potentiel vecteur Biot-Savart d'un conducteur infini et faire subir à son système de coordonnées polaires un changement d'origine. Ce changement, assez classique, est aisé en notations complexes<sup>6)</sup>.

$$A_z = \frac{\mu_0 I_n}{2} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{a}\right)^n \cos n\theta \quad (\mu_0 = 4\pi 10^{-7}, \text{ MKS})$$

et le champ est donné par  $\vec{B} = \text{rot}(\vec{A})$  :

$$\begin{cases} B_r &= \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} \\ B_\theta &= -\frac{\partial A_z}{\partial r} \\ B_z &= 0 \end{cases}$$

$$B_r = -\frac{\mu_0 I_n r^{n-1}}{2a^n} \sin n\theta$$

$$B_\theta = \frac{\mu_0 I_n r^{n-1}}{2a^n} \cos n\theta$$

$$B_z = 0$$

Pour  $n=1$  c'est l'écriture en coordonnées cylindriques d'un champ dipolaire uniforme orienté selon l'axe  $\vec{O}_y$  et de module  $B_y = -\frac{\mu_0 I_1}{2a}$

De même la distribution  $\frac{dI}{d\theta} = I_2 \cos 2\theta$  produira un champ quadrupolaire uniforme, et plus généralement  $\frac{dI}{d\theta} = I_n \cos n\theta$  produira un champ "2n-polaire" uniforme proportionnel à  $I_n$

Dans un aimant réel, cette image bidimensionnelle idéale sera adaptée de la façon suivante:

- la distribution de densité azimutale est obtenue en disposant un grand nombre de conducteurs portant tous le même courant  $I_0$  à des positions azimutales judicieusement choisies, l'espace séparant les conducteurs est fixé avec précision grâce à des cales d'espacement ajustées de manière à approcher la loi en  $\cos n\theta$  voulue<sup>†</sup>;
- le cylindre a évidemment une longueur finie et les courants positifs sont reliés aux négatifs au niveau de ses extrémités, pour former finalement une bobine. Les résultats précédents restent qualitativement vrais pour un cylindre de longueur finie. Les liaisons d'extrémité, appelées "tête de bobine" sont elles aussi ajustées en position pour obtenir la distribution *intégrale* de champ voulue.

L'intérêt de ce type d'aimant tient à la forme cylindrique du cryostat/bobinage, relativement peu coûteuse à construire. De plus le même aimant peut contenir plusieurs enroulements alimentés séparément (par exemple dipole + quadrupole) disposés sur le cylindre en couches superposées. C'est là un atout systématiquement exploité par le projet de spectromètres discuté ici.

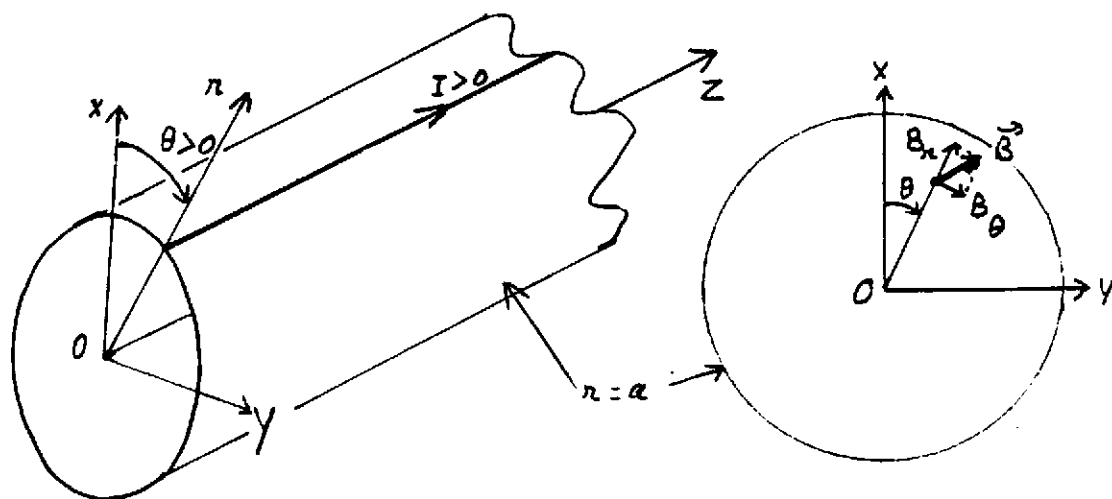


Figure 2: principe des aimants du type "cos  $n\theta$ ".

<sup>†</sup> Dans la pratique il n'y a pas une cale par conducteur, mais  $m$  cales séparant  $m$  "blocs" de conducteurs à l'intérieur desquels les spires sont jointives. Par ex. pour les quadrupoles de CEBAF HRS  $m=3$  par demi-pole suffit.

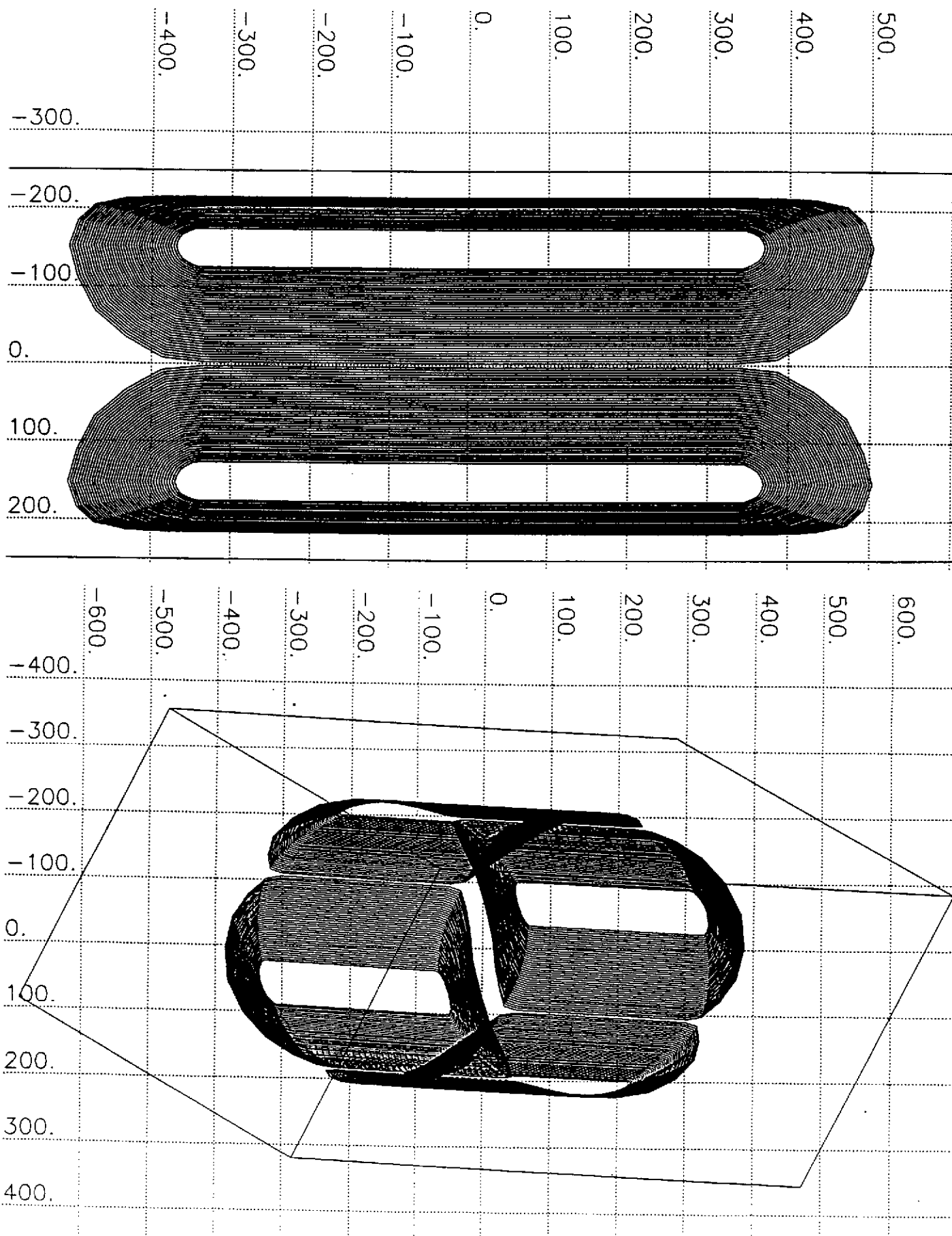


Figure 2<sup>bis</sup>: exemple de bobinage simplifié de quadrupole " $\cos 2\theta$ ": vue de profil (en haut) et vue 3 D (en bas). Les graduations sont en *mm*.



### 3.5 Optique magnétique

Soit dans le vide une distribution de champ magnétique statique  $\vec{B}$ . La trajectoire d'une particule chargée d'impulsion  $\vec{p}$ , de vitesse  $\vec{v}$  et de charge  $q$  est solution de l'équation différentielle:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (3.5.22)$$

plus utilisable sous sa forme:

$$\dot{\vec{r}} = \frac{q}{|\vec{p}|} \dot{\vec{r}} \wedge \vec{B}(\vec{r}) \quad (3.5.23)$$

où  $\vec{r}(t)$  est le vecteur position de la particule.

**3.5.1 Fonction de transport.** Choisissons une solution particulière comme "trajectoire de référence" et sur cette trajectoire deux points A et B tels que la particule se déplace de A vers B. Soit  $\mathcal{P}_A$  (respectivement  $\mathcal{P}_B$ ) un plan<sup>†</sup> contenant A (resp. B) et perpendiculaire en ce point à la trajectoire. Une trajectoire quelconque, mais coupant les plans  $\mathcal{P}_A$  puis  $\mathcal{P}_B$ , est repérée par 4 coordonnées d' "entrée" à son passage par  $\mathcal{P}_A$  ( 2 coordonnées de positions,  $x_A$  et  $y_A$ , 2 coordonnées d'angle  $\theta_{xA}$  et  $\theta_{yA}$  ) et 4 coordonnées de "sortie" à son passage par  $\mathcal{P}_B$  ( $x_B$ ,  $y_B$ ,  $\theta_{xB}$  et  $\theta_{yB}$ )

A  $q$  fixé, les coordonnées de sortie ne sont fonctions que de 5 variables: les 4 coordonnées d'entrée et le module  $|\vec{p}|$  de l'impulsion. Construisons les vecteurs  $\vec{q}_A = (x_A, \theta_{xA}, |\vec{p}|, y_A, \theta_{yA})$  et  $\vec{q}_B = (x_B, \theta_{xB}, |\vec{p}|, y_B, \theta_{yB})$ . On appelle "fonction de transport" de  $\mathcal{P}_A$  vers  $\mathcal{P}_B$  la fonction  $T_{AB}$  qui relie  $\vec{q}_B$  à  $\vec{q}_A$ :

$$\vec{q}_B = T_{AB}(\vec{q}_A) \quad (3.5.1.24)$$

Remplaçons maintenant  $|\vec{p}|$  par

$$\delta = \frac{|\vec{p}| - |\vec{p}_0|}{|\vec{p}_0|} \quad (3.5.1.25)$$

où  $|\vec{p}_0|$  est l'impulsion de la trajectoire de référence et choisissons les systèmes de coordonnées de sorte que pour la trajectoire de référence on ait:  $\vec{q}_A = \vec{q}_B = \vec{0}$ . La fonction s'écrit:

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta_x \\ \delta \\ y \\ \theta_y \end{pmatrix}_B = T_{AB} \left[ \begin{pmatrix} x \\ \theta_x \\ \delta \\ y \\ \theta_y \end{pmatrix}_A \right] \quad (3.5.1.26)$$

avec les propriétés:  $T_{AB}(\vec{0}) = \vec{0}$  et  $\delta_B = \delta_A = \delta$  car l'impulsion est conservée en module au cours du transport.

$T_{AB}$  est en général analytique et on peut la développer autour de  $\vec{q}_A = \vec{0}$  en série de Taylor:

$$x_B = \sum_{i_x=0}^{\infty} \sum_{i_{\theta_x}=0}^{\infty} \sum_{i_{\delta}=0}^{\infty} \sum_{i_y=0}^{\infty} \sum_{i_{\theta_y}=0}^{\infty} c_{i_x i_{\theta_x} i_{\delta} i_y i_{\theta_y}}^x x_A^{i_x} \theta_{xA}^{i_{\theta_x}} \delta_A^{i_{\delta}} y_A^{i_y} \theta_{yA}^{i_{\theta_y}} \quad (3.5.1.27)$$

<sup>†</sup> On peut choisir une surface plus générale qu'un plan.

et des expressions analogues pour  $\theta_{xB}, y_B$  et  $\theta_{yB}$ .

$c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^x$  est le coefficient d'ordre  $i_x + i_{\theta_x} + i_\delta + i_y + i_{\theta_y}$  du développement de  $x_B$ . Il est relié à la dérivée partielle:

$$c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^x = \frac{1}{(i_x + i_{\theta_x} + i_\delta + i_y + i_{\theta_y})!} \left( \frac{\partial^{i_x + i_{\theta_x} + i_\delta + i_y + i_{\theta_y}} x_B}{\partial x_A^{i_x} \partial \theta_{x_A}^{i_{\theta_x}} \partial \delta_A^{i_\delta} \partial y_A^{i_y} \partial \theta_{y_A}^{i_{\theta_y}}} \right)_{\vec{q}_A = \vec{0}} \quad (3.5.1.28)$$

Des relations analogues existent pour les 3 autres groupes de coefficients.

On utilisera désormais la notation abrégée de l'optique magnétique:

$$\begin{aligned} c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^x &= \langle x | x^{i_x} \theta_x^{i_{\theta_x}} \delta^{i_\delta} y^{i_y} \theta_y^{i_{\theta_y}} \rangle \\ c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^{\theta_x} &= \langle \theta_x | x^{i_x} \theta_x^{i_{\theta_x}} \delta^{i_\delta} y^{i_y} \theta_y^{i_{\theta_y}} \rangle \\ c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^y &= \langle y | x^{i_x} \theta_x^{i_{\theta_x}} \delta^{i_\delta} y^{i_y} \theta_y^{i_{\theta_y}} \rangle \\ c_{i_x i_{\theta_x} i_\delta i_y i_{\theta_y}}^{\theta_y} &= \langle \theta_y | x^{i_x} \theta_x^{i_{\theta_x}} \delta^{i_\delta} y^{i_y} \theta_y^{i_{\theta_y}} \rangle \end{aligned} \quad (3.5.1.29)$$

Avec les coordonnées choisies, les 5 coefficients d'ordre 0 sont nuls.

En général cette série converge et  $T_{AB}$  peut être approximé par la série limitée aux ordres les plus bas. On peut par exemple se limiter au premier ordre et les coefficients constituent alors une matrice  $5 \times 5$ , la matrice du premier ordre:

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta_x \\ \delta \\ y \\ \theta_y \end{pmatrix}_B = \begin{pmatrix} \langle x|x \rangle & \langle x|\theta_x \rangle & \langle x|\delta \rangle & \langle x|y \rangle & \langle x|\theta_y \rangle \\ \langle \theta_x|x \rangle & \langle \theta_x|\theta_x \rangle & \langle \theta_x|\delta \rangle & \langle \theta_x|y \rangle & \langle \theta_x|\theta_y \rangle \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ \langle y|x \rangle & \langle y|\theta_x \rangle & \langle y|\delta \rangle & \langle y|y \rangle & \langle y|\theta_y \rangle \\ \langle \theta_y|x \rangle & \langle \theta_y|\theta_x \rangle & \langle \theta_y|\delta \rangle & \langle \theta_y|y \rangle & \langle \theta_y|\theta_y \rangle \end{pmatrix} (x, \theta_x, \delta, y, \theta_y)_A \quad (3.5.1.30)$$

La matrice inverse transporte de  $\mathcal{P}_B$  vers  $\mathcal{P}_A$  et le produit de 2 matrices correspond au transport dans 2 régions successives. Pour les aimants de transport de faisceau, le premier ordre est souvent une approximation suffisante et le formalisme des matrices est intensivement utilisé. Ce n'est pas vrai pour les spectromètres de haute résolution et grande acceptation qui doivent être "dessinés" au moins au second ordre (corrections *hard*) et exploités par le logiciel de reconstruction d'événements à des ordres plus élevés (corrections *soft*). Le premier ordre est cependant utile pour discuter dans les grandes lignes du dessin des spectromètres.

**3.5.2 Symétries du champ.** La distribution du champ produit par un spectromètre présente en général un plan de symétrie  $\mathcal{D}$  (pour Dirichlet) tel que, si une trajectoire est solution de l'équation du mouvement, alors la trajectoire miroir par rapport à  $\mathcal{D}$  de même impulsion l'est aussi. Cela entraîne que la composante tangentielle du champ s'annule au voisinage de  $\mathcal{D}$  et on dit que la condition aux limites de Dirichlet est respectée sur  $\mathcal{D}$  pour le potentiel scalaire<sup>‡</sup>. On dira par la suite que le spectromètre possède la symétrie  $\mathcal{D}$ . Si de plus:

- la trajectoire de référence choisie est contenue dans  $\mathcal{D}$
- les deux systèmes de coordonnées respectent la symétrie, en particulier si les axes  $\vec{A}_y$  et  $\vec{B}_y$  sont choisis normaux à  $\mathcal{D}$

<sup>‡</sup> Son pendant est la condition de Neumann pour le potentiel scalaire: la composante normale du champ s'annule au voisinage de la surface. Un quadrupole par exemple possède 4 plans de symétrie contenant son axe: les plans horizontaux et verticaux (condition de Dirichlet) et les 2 plans bissecteurs des précédents (condition de Neumann). Un 5<sup>ème</sup> plan de symétrie perpendiculaire à l'axe (Neumann) coupe en général le quadrupole par son milieu.

alors le développement de  $T_{AB}$  reflète explicitement cette symétrie et les coefficients des développements de  $x_B$  et  $\theta_{x_B}$  pour lesquels  $(i_y + i_{\theta_y})$  est impaire s'annulent, de même ceux des développements de  $y_B$  et  $\theta_{y_B}$  pour lesquels  $(i_y + i_{\theta_y})$  est paire. La matrice du premier ordre est alors réduite à:

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta_x \\ \delta \\ y \\ \theta_y \end{pmatrix}_B = \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle x|x \rangle & \langle x|\theta_x \rangle & \langle x|\delta \rangle \\ \langle \theta_x|x \rangle & \langle \theta_x|\theta_x \rangle & \langle \theta_x|\delta \rangle \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} & \mathbf{O} \\ \mathbf{O} & \begin{pmatrix} \langle y|y \rangle & \langle y|\theta_y \rangle \\ \langle \theta_y|y \rangle & \langle \theta_y|\theta_y \rangle \end{pmatrix} \end{pmatrix} (x, \theta_x, \delta, y, \theta_y)_A \quad (3.5.2.31)$$

où  $\mathbf{O}$  désigne la matrice nulle. Au premier ordre, les coordonnées  $x_B$  et  $\theta_{x_B}$  sont découplées de  $y_B$  et  $\theta_{y_B}$  et elles seules dépendent de l'impulsion: une matrice  $3 \times 3$  relie  $(x, \theta_x, \delta)_B$  et  $(x, \theta_x, \delta)_A$  et une matrice  $2 \times 2$  relie  $(y, \theta_y)_B$  et  $(y, \theta_y)_A$ . Le spectromètre est dispersif dans le plan  $\mathcal{D}$  et achromatique suivant l'axe des  $y$ . L'axe des  $x$  est appelé "dispersif", celui des  $y$  "transverse". La terminologie suivante est tirée de l'optique classique:

- le terme  $\langle x|\delta \rangle$  est la dispersion ( $D$ );
- $\langle x|x \rangle$  (resp.  $\langle y|y \rangle$ ) est le grossissement en dispersif ( $G$ ) (resp. en transverse); s'il est nul, on parle d'optique parallèle-point en dispersif (resp. en transverse);
- $\langle \theta_x|\theta_x \rangle$  (resp.  $\langle \theta_y|\theta_y \rangle$ ) est le grossissement angulaire en dispersif (resp. en transverse); s'il est nul, on parle d'optique point-parallèle en dispersif (resp. en transverse)
- si le terme  $\langle x|\theta_x \rangle$  (resp.  $\langle y|\theta_y \rangle$ ) est nul, les points A et B sont dits conjugués en dispersif (resp. en transverse). Si de plus A est au centre de la cible, on dit (improprement) que B est le foyer dispersif (resp. transverse); on parle d'optique point-point en dispersif (resp. en transverse); si les 2 termes sont simultanément nuls, le spectromètre est dit doublement focalisant;
- si (d'aventure)  $\langle x|\delta \rangle$  et  $\langle \theta_x|\delta \rangle$  sont nuls, le spectromètre est achromatique;
- les termes d'ordre supérieure à l'unité sont appelés aberrations; ces aberrations sont qualifiées de chromatiques lorsqu'elles mettent en jeu  $\delta$  (par ex.  $\langle x|\theta_x \delta \rangle$ ), de géométriques sinon (par ex.  $\langle x|\theta_x^2 \rangle$ );
- sortons de la trajectoire de référence: on appelle surface focale le lieu géométrique des points où  $\partial x_B / \partial \theta_{x_A} = 0$ . Le foyer dispersif est à l'intersection de cette surface avec la trajectoire de référence et le plan tangent à cette surface en ce point est appelé plan focal. Si B est un foyer dispersif, l'angle  $\psi$ , mesuré dans le plan  $\mathcal{D}$ , entre le plan focal et le trajectoire de référence est donné par:

$$\tan \psi = \frac{\langle x|\theta_x \delta \rangle}{D \langle \theta_x|\theta_x \rangle} \quad (3.5.2.32)$$

**3.5.3 Reconstruction d'un événement.** Désormais le point A est placé au point cible et le point B dans la région du détecteur, de sorte que les 4 coordonnées  $x_B$ ,  $y_B$ ,  $\theta_{x_B}$  et  $\theta_{y_B}$  soient données à l'intersection de la trajectoire avec le plan  $\mathcal{P}_B$  (avec les erreurs  $\Delta x_B$ ,  $\Delta y_B$ ,  $\Delta \theta_{x_B}$  et  $\Delta \theta_{y_B}$ ). Le problème posé est, connaissant  $T_{AB}$ , de calculer  $\vec{q}_A$  à partir des 4 coordonnées mesurées. Ce serait l'inverse du problème précédent qui consistait à calculer  $\vec{q}_B$  à partir de  $\vec{q}_A$  si  $\delta$  n'était maintenant du côté des inconnues. Pour simplifier nous adoptons l'approximation au premier ordre de  $T_{AB}$  et supposons l'existence de la symétrie  $\mathcal{D}$ .

Pour calculer  $y_A$  et  $\theta_{yA}$  il suffit d'inverser la matrice  $2 \times 2$  contenue dans (3.5.2.31)

Pour extraire  $x_A$ ,  $\theta_{xA}$  et  $\delta$  à partir de  $x_B$  et  $\theta_{xB}$ , il nous manque visiblement une donnée. On est donc contraint de fixer  $x_A^*$  (on prend  $x_A = 0$ ), faute de quoi le spectromètre sera incapable de mesurer  $\delta$ , mais fournira seulement deux combinaisons linéaires indépendantes entre  $x_A$ ,  $\theta_{xA}$  et  $\delta$ . La contrainte  $x_A = 0$  signifie en clair que la "source" des trajectoires ne doit pas avoir d'extension en  $x$ , ou du moins qu'elle doit rester aussi faible que possible faute de quoi la résolution du spectromètre serait dégradée. Le faisceau étant horizontal et, pour simplifier, le spectromètre placé à  $90^\circ$  du faisceau, la solution technique est de choisir pour l'axe  $\vec{Ax}$  la direction verticale: même avec une cible étendue, l'intersection faisceau-cible qui constitue la source n'aura pour extension verticale que la dimension verticale du faisceau. Celle-ci peut être  $< 100 \mu\text{m}$ , c.à.d. faible devant la dimension caractéristique du spectro qui est le rayon de courbure des trajectoires  $\rho \approx 50 \text{ m}$  à  $15 \text{ GeV}$ . Le raisonnement est plus complexe lorsque l'angle spectro-faisceau diffère de  $90^\circ$ , ou lorsqu'on inclut les termes d'ordre supérieur à 1, mais la conclusion est la même: *pour s'accommoder d'une cible étendue, les spectros doivent dévier verticalement (pour un faisceau et un plan de réaction horizontaux).*

Maintenant que nous avons débloqué le calcul de  $\delta$  en imposant la contrainte  $x_A = 0$ , calculons au premier ordre les 2 coordonnées importantes pour la résolution en masse manquante:  $\delta$  et  $\theta_{yA}$ . On obtient facilement à partir de (3.5.2.31):

$$\delta = \frac{\theta_{xB}\langle x|\theta_x \rangle - x_B\langle \theta_x|\theta_x \rangle}{\langle \theta_x|\delta \rangle\langle x|\theta_x \rangle - \langle x|\delta \rangle\langle \theta_x|\theta_x \rangle} \quad (3.5.3.33)$$

et:

$$\theta_{yA} = \frac{\theta_{yB}\langle y|y \rangle - y_B\langle \theta_y|y \rangle}{\langle \theta_y|\theta_y \rangle\langle y|y \rangle - \langle y|\theta_y \rangle\langle \theta_y|y \rangle} \quad (3.5.3.34)$$

**3.5.4 Optique et résolution.** Quel choix d'optique donnera la meilleure résolution sur ces 2 coordonnées? Le détecteur est équipé de chambres à fils, qui intrinsèquement mesurent des positions mais pas des angles. On obtient l'angle par 2 mesures de position écartées d'une certaine distance ( $d$ ), le bras de levier. Or les expressions de  $\delta$  et  $\theta_{yA}$  dépendent chacune de 2 quantités: une mesure d'angle et une mesure de position. Le calcul d'erreur montre que la contribution à l'erreur de la mesure d'angle est supérieure à celle de la mesure de position, à moins que:

- $d$  ne soit de l'ordre de grandeur de la distance A-B (c.à.d. la longueur du spectro), ce qui est difficilement envisageable;
- ou que les coefficients de  $\theta_{xB}$  dans (3.5.3.33) et de  $\theta_{yB}$  dans (3.5.3.34) soient petits, voire nuls, ce qui est réalisable.

On choisira donc l'optique qui annule au premier ordre la contribution de l'angle dans le calcul de  $\delta$  et  $\theta_{yA}$ , c.à.d.  $\langle x|\theta_x \rangle = 0$  (les points A et B sont conjugués en dispersif, c'est la condition de focalisation) et  $\langle y|y \rangle = 0$  (optique transverse point-parallèle)<sup>†</sup>. Dans ces conditions:

$$\delta = \frac{x_B}{\langle x|\delta \rangle} = \frac{x_B}{D} \quad (3.5.4.35)$$

\* On peut aussi déterminer  $x_A$  indépendamment du spectromètre, dans le cas par ex. d'une agitation verticale du faisceau à basse fréquence, ou établir une corrélation entre  $x_A$  et l'énergie du faisceau dans le cas de "dispersion matching". Je ne développerai pas ici cette dernière technique.

†  $y_A$  est la position horizontale d'origine de la particule dans la cible et il est parfois utile de la reconstruire avec précision, par ex. pour éliminer la contribution de fenêtres de cible ou pour corrélérer les  $y_A$  mesurés par chaque spectromètre. Si la reconstruction de  $y_A$  est prioritaire devant celle de  $\theta_{yA}$ , on optera pour  $\langle y|\theta_y \rangle = 0$  au lieu de  $\langle y|y \rangle = 0$ .

et:

$$\theta_{yA} = \frac{y_B}{\langle y|\theta_y \rangle} \quad (3.5.4.36)$$

Chacune de ces deux coordonnées importantes de la reconstruction ne dépend que de la mesure d'une position au niveau du détecteur. Calculons maintenant, au premier ordre, la résolution en impulsion relative ( $\Delta\delta$ ) du fait de l'extension verticale du faisceau ( $\Delta x_A$ ) et de la résolution en vertical du détecteur ( $\Delta x_B$ ). C'est la "résolution au premier ordre" du spectromètre. Pour ce calcul, nous devons revenir à (3.5.2.31) et réintroduire explicitement  $x_A$  dans l'expression de  $\delta$ . On trouve l'une des deux combinaisons linéaires évoquées précédemment, où le terme  $\theta_{xA}$  a disparu:

$$\delta = \frac{x_A G}{D} + \frac{x_B}{D} \quad (3.5.4.37)$$

d'où l'erreur:

$$\Delta\delta^2 = \left(\frac{\Delta x_A G}{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_B}{D}\right)^2 \quad (3.5.4.38)$$

La résolution en  $\theta_{yA}$  est simplement:

$$\Delta\theta_{yA} = \frac{\Delta y_B}{\langle y|\theta_y \rangle} \quad (3.5.4.39)$$

*Une installation de haute résolution en impulsion nécessite, en plus des conditions de focalisation précédentes, un faisceau de faible extension verticale, une mesure de position précise au niveau du détecteur, et entre la cible et le détecteur une optique en dispersif de faible grossissement et de forte dispersion. On aura de plus une bonne reconstruction de l'angle horizontal si le terme transverse  $\langle y|\theta_y \rangle$  est grand.*

Dans la pratique la résolution finale est en général dominée par la contribution des aberrations, ce qui relativise l'importance de la résolution au premier ordre. Lorsque la résolution au premier ordre est bonne et que les mesures de positions sont faites à proximité immédiate de la surface focale, ce sont les aberrations géométriques et non chromatiques qui sont les plus dommageables à cette résolution. Par ailleurs, le propre des aberrations étant leur degré  $>1$ , leur effet augmente rapidement avec l'acceptance du spectromètre. On peut contrôler une aberration particulièrement gênante en modifiant le dessin du spectromètre, mais cette modification entraîne elle-même de nouvelles aberrations, si bien que la situation devient rapidement inextricable. Ce contrôle se limite donc en général au deuxième ordre, exceptionnellement au troisième ordre. Les corrections *soft*, quant à elles, réduisent sans l'annuler l'incidence des aberrations sur la résolution: les erreurs de mesure de position et d'angle entraînent une incertitude sur la valeur de la correction à appliquer.

Le calcul au premier ordre prescrit  $D$  et  $D/G$  grands, qui entraînent un spectromètre de grand angle de déviation, ce qui à 15 GeV est coûteux et encombrant. Existe-t-il un compromis économique qui permette de relâcher cette contrainte? Si ce compromis se traduit par le choix entre une bonne résolution au premier ordre (grande dispersion  $D$ ) ou un dessin pour lequel les aberrations gênantes pour la résolution sont intrinsèquement faibles, on préférera la seconde solution. Justement, l'étude des spectromètres de 15 GeV a montré que les aberrations gênantes tendent à diminuer, à acceptance fixée, lorsque l'angle de déviation diminue <sup>7)</sup>. De plus, à basse énergie,

un des arguments en faveur d'une grande dispersion est de réduire la contribution à  $\Delta x_B$  de la diffusion coulombienne multiple (DCM) dans la fenêtre de sortie de l'aimant. L'angle de DCM variant comme  $(|p_i|\beta_i)^{-1}$ , l'argument n'a plus beaucoup de poids à 15 GeV. *Nous optons donc pour un angle de déviation faible, donc D et D/G modérés, et nous ne retenons des prescriptions de l'étude au premier ordre que les points suivants:*

- $\Delta x_B$  petit, c.à.d. des chambres à fil de très haute résolution;
- $\Delta x_A$  petit, c.à.d. un faisceau bien focalisé en vertical sur la cible;
- $\langle x|\theta_x \rangle = 0$ , c.à.d. un foyer dispersif dans la région de détecteur

Pour ce qui concerne la résolution en angle horizontal, les prescriptions sont moins claires, car dépendantes de l'expérience. De plus, avec des cibles épaisses et de Z élevé, la contribution de la DCM dans la cible reste importante jusqu'à plusieurs GeV/c. *Nous optons donc pour un spectromètre flexible, c.à.d. une optique réglable entre la condition  $\langle y|\theta_y \rangle = 0$  (double focalisation) et la condition  $\langle y|y \rangle = 0$  (parallèle-point en transverse).*

**3.6 La solution proposée.** Le mérite de ce long préambule est que maintenant les spectromètres sont presque "ficelés". Pour que la liste des spécifications soit complète, il reste à extraire des cinématiques de la Table 2 les domaines en énergie et angle requis. On trouve  $|p|_{max} = 10 \text{ GeV/c}$  et  $\theta_{mini} = 15^\circ$ .

A l'issue d'un travail d'optimisation qu'il serait trop long de détailler ici, nous avons été conduits à proposer deux spectromètres identiques du point de vue de l'optique, un spécialisé dans la détection des électrons et l'autre dans celle des hadrons avec les caractéristiques suivantes (sont portées entre parenthèses les caractéristiques non explicitement demandées par l'expérience de transparence de couleur, mais nécessaires à d'autres expériences):

- une impulsion maximum de 10 GeV/c (portée immédiatement à 15 GeV/c, ultérieurement à 30 GeV/c);
- la résolution est optimisée à 10 GeV/c où elle vaut  $5 \cdot 10^{-4}$  FWHM ( $10^{-3}$  FWHM à 30 GeV/c);
- une dimension verticale du faisceau sur la cible de 50  $\mu\text{m}$  FWHM et une résolution en mesure de position du détecteur de 50  $\mu\text{m}$  FWHM également
- l'angle minimum entre l'axe du spectromètre et celui du faisceau, sans perte d'angle solide est  $15^\circ$  ( $6^\circ$  pour le spectromètre hadron avec un angle solide réduit, obtenu en éloignant le spectromètre de la cible);
- une déviation (verticale pour s'accommoder de cibles étendues) de  $22^\circ$  à 15 GeV/c (CEBAF HRS:  $45^\circ$ ) et décroissant ensuite en proportion inverse de l'énergie ( $11^\circ$  à 30 GeV/c); ce concept de géométrie variable s'accorde bien avec les spécifications de résolution, avec la limitation du champ magnétique et avec l'effet du rayonnement synchrotron; il offre en outre des possibilités intéressantes pour contrôler la précession du spin des particules;
- l'acceptance angulaire verticale très supérieure à l'acceptance horizontale pour s'accommoder des variations rapides de la section efficace de diffusion d'électron en fonction de l'angle:
  - acceptance angulaire verticale:  $\pm 91 \text{ mrad}$ ;
  - acceptance angulaire horizontale:  $\pm 24 \text{ mrad}$ ;
- une acceptance en impulsion de  $\pm 10\%$ , qui s'accorde dans le spectromètre électron avec l'acceptance horizontale de  $\pm 24 \text{ mrad}$  pour la réaction  $H(e, e'p)$  à  $Q^2 = 16 \text{ GeV}^2/c^2$ : dans cette cinématique, l'impulsion de l'électron varie en effet de  $\pm 10\%$  selon les angles de diffusion extrêmes acceptés;

— une résolution angulaire horizontale et verticale de 1 mrad FWHM (0.5 mrad FWHM en horizontal dans l'optique parallèle-point et avec un angle solide légèrement réduit).

Ces caractéristiques sont obtenues par trois aimants du type " $\cos n\theta$ " ayant le même rayon utile de 0.5 m. Ce nombre d'éléments est le minimum compatible avec les propriétés de focalisation demandées. Les valeurs de gradient ci-dessous sont données pour un réglage optique adapté à l'expérience de transparence de couleur, c.à.d. à mi-chemin entre les réglages transverse point-point et parallèle-point:

- le premier aimant est un quadrupole pur ( $n=2$ ), baptisé Q, de 2.5 m de long et focalisant dans le plan vertical de manière à ramener aussitôt que possible le rapport hauteur/largeur de l'enveloppe des trajectoires à une valeur proche de l'unité; le gradient est de 4 T/m à 15 GeV/c;
- le second et le troisième sont physiquement (et non magnétiquement) identiques, d'une longueur de 8 m; ils combinent un champ quadrupolaire ( $n=2$ ) et dipolaire horizontal ( $n=1$ ). Ils ont été baptisés "CF1" et "CF2" (pour "Combined Function magnet"); le champ quadrupolaire de CF1 est défocalisant en vertical (1 T/m), celui de CF2 focalisant (0.8 T/m); la composante dipolaire est de 0.8 T à 15 GeV/c dans les deux cas, le rayon de courbure moyen  $\rho=42$  m de 0 à 15 GeV/c, 84 m à 30 GeV/c.

La séquence de focalisation est donc "FDF" dans le plan dispersif (CEBAF HRS: "FDFD") et "DFD" dans le plan transverse. Il est plus classique de terminer la séquence en dispersif par un élément défocalisant, qui a pour effet d'augmenter  $D$  sans changer significativement  $G/D$  et donc de diminuer la contribution de  $\Delta x_B$  à la résolution en impulsion (cf. formule 3.5.4.37). Le choix présenté ici est motivé par le souci de réduire le nombre d'éléments et s'appuie sur les bonnes performances envisagées pour la résolution en position du détecteur.

Les CF sont des dipôles à indice *rectilignes*, géométrie jusqu'ici réservée aux dipôles de transport de faisceau<sup>‡</sup>. L'utilisation de tels aimants pour transporter des particules sur des trajectoires très courbées peut paraître paradoxale car elle entraîne une perte d'acceptance. Cette perte est réduite ici par l'emploi de deux aimants de 8 m au lieu d'un seul de 16 m, mais si elle est négligeable pour un angle de déviation de  $11^\circ$  (à 30 GeV/c), elle ne l'est pas pour l'angle de  $22^\circ$  (au dessous de 15 GeV/c). C'est en fait le résultat d'un compromis économique où l'on a cherché à utiliser des éléments aussi simples que possible (quoi que grands), en nombre aussi réduit que possible.

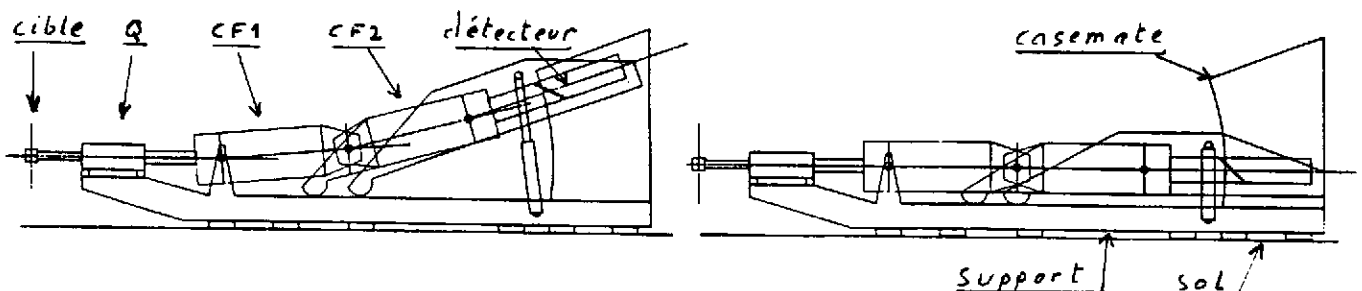


Figure 3: vue de profil du spectromètre pour 2 valeurs de l'angle de déviation:  $22^\circ$  (à gauche) et  $0^\circ$  (à droite).

<sup>‡</sup> Les aimants en "tranche d'orange" possèdent la même distribution de champ, sans toutefois être de forme rectiligne en général.

Distance cible →point focal	32.5m
Angle du plan focal	83.5°
Acceptance en impulsion	20% (±10%)
Angle solide (elliptique)	7 msr
Acceptance en vertical/dispersif	±91 mr
Acceptance en horizontal/transverse	±24 mr
Grossissement en dispersif G=	-1.56
Dispersion D=	2.55 cm/%
D/G	-1.63
Résolution en impulsion au 1 <sup>er</sup> ordre	0.64 10 <sup>-4</sup> FWHM
Résolution en impulsion finale	5 10 <sup>-4</sup> FWHM (estimation)
Résolution en angle horizontal/transverse	1 mrad FWHM (0.5 mrad en réglage parallèle-point)
Résolution en angle vertical/dispersif	1 mrad FWHM
Résolution en position horizontale cible	1 mm FWHM
<b>Q:</b>	
distance cible →entrée Q	4 m
longueur	2.5 m
rayon utile	500 mm
champ maxi au rayon utile	Qpole: 2 T
<b>CF1:</b>	
distance sortie Q →entrée CF1	2 m
longueur	8 m
rayon utile	500 mm
champ maxi au rayon utile	dipole: 0.8T Qpole: 0.5T
<b>CF2:</b>	
distance sortie CF1 →entrée CF2	2 m
longueur	8 m
rayon utile	500 mm
champ maxi au rayon utile	dipole: 0.8T Qpole: 0.4T
distance sortie CF2 →point focal	6 m

**Table 3** : caractéristiques des spectromètres et performances attendues à 10 GeV/c et pour un angle de déviation de 22°



La Table 3 présente les dimensions et les caractéristiques optiques obtenues. On notera au premier ordre la résolution en impulsion de  $0.64 \cdot 10^{-4}$  FWHM obtenue avec  $D=2.55$  cm/% et  $D/M=-1.63$ , à comparer avec les valeurs de CEBAF HRS ( $D=12.4$  cm/% et  $D/M=-5$  pour 4 GeV/c et une résolution au premier ordre  $0.25 \cdot 10^{-4}$  FWHM)

Au second ordre, une seule aberration géométrique demande à être corrigée pour l'angle solide proposé. Il suffit pour cela d'introduire une faible composante sextupolaire dans CF1. Par ailleurs le plan focal est très éloigné de la normale aux trajectoires ( $\psi = 83.5^\circ$ , c.à.d. que le plan focal forme un angle de  $6.5^\circ$  avec la trajectoire de référence) ce qui interdit de placer la fenêtre de sortie du spectromètre et une chambre à fil à proximité immédiate du plan focal (à moins d'utiliser des détecteurs fonctionnant sous vide, tel que des *silicon strip detectors*). Cette caractéristique, difficile à corriger, serait gênante à basse énergie du fait de la DCM dans la fenêtre, mais elle est acceptable à 10 GeV/c au prix d'un détecteur adapté.

Pour ce qui concerne les effets du rayonnement synchrotron, on se reportera à l'exemple numérique de la section (2.3) qui s'applique également ici, avec les remarques suivantes:

- seul le spectromètre électron est concerné, l'effet sur les plus légers des hadrons ( $\pi^\pm$ ) étant négligeable;
- nous ne nous intéressons pas ici à l'énergie réelle des électrons à la sortie du spectromètre, mais à leur énergie apparente, c.à.d. leur position de passage dans le détecteur: l'effet de  $\Delta E$  et  $\delta E$  est donc la moitié de leur valeurs, car ces pertes sont réparties continuellement le long des parties courbées de la trajectoire où a lieu l'analyse;
- la perte moyenne  $\Delta E$  produit au premier ordre un déplacement prédictible du foyer, sans conséquence directe sur la résolution. Au second ordre, la simulation n'a pas montré d'effets importants sur les aberrations géométriques;
- la partie imprédictible  $\delta E$ , par contre produit une dégradation *effective* de la résolution en impulsion  
 $\frac{1}{2} \frac{\delta E}{E} = 0.5 \cdot 10^{-4}$  FWHM à 15 GeV, ce qui est acceptable

Le calcul précis de la résolution finale, c.à.d. incluant les aberrations, les défauts de réalisation et de stabilisation des différents éléments et enfin les défauts d'alignement de ces éléments entre eux est un travail compliqué, qui n'est pas terminé à ce jour. Ce calcul implique en particulier une définition détaillée des chambres à fils, de la cible et des éléments magnétiques de façon à intégrer leur champ de fuite. Nous ne disposons que d'estimations, basées pour partie sur des calculs propres à ce spectromètre et pour partie sur des résolutions obtenues avec des spectromètres existants. Cette estimation est  $\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-4}$  FWHM (CEBAF HRS:  $0.510^{-4}$ ), mais il est prudent, dans l'état actuel de l'étude de prendre  $\Delta E/E = \leq 10^{-3}$  FWHM. Il s'agit ici de la capacité à séparer deux impulsions voisines, et non pas de mesurer la valeur absolue de l'énergie, ce qui est un problème plus délicat.

La montée à 30 GeV/c implique le doublement de la composante quadrupolaire de chacun des trois éléments (de manière à conserver la focalisation), mais la composante dipolaire sera conservée du fait de l'utilisation d'un angle de déviation variable. Le champ dans les CF est suffisamment faible à 15 GeV/c pour accepter cette évolution sans changement notable. Le premier quadrupole, par contre, supporte déjà 2 T au rayon utile maxi et devra être renforcé ou allongé lors du passage à 30 GeV/c

La Figure 3 présente deux vues schématiques du spectromètre, l'une dans la position où l'angle de déviation vaut  $22^\circ$ , l'autre dans celle où cet angle est nul (cas limite d'une impulsion infinie),

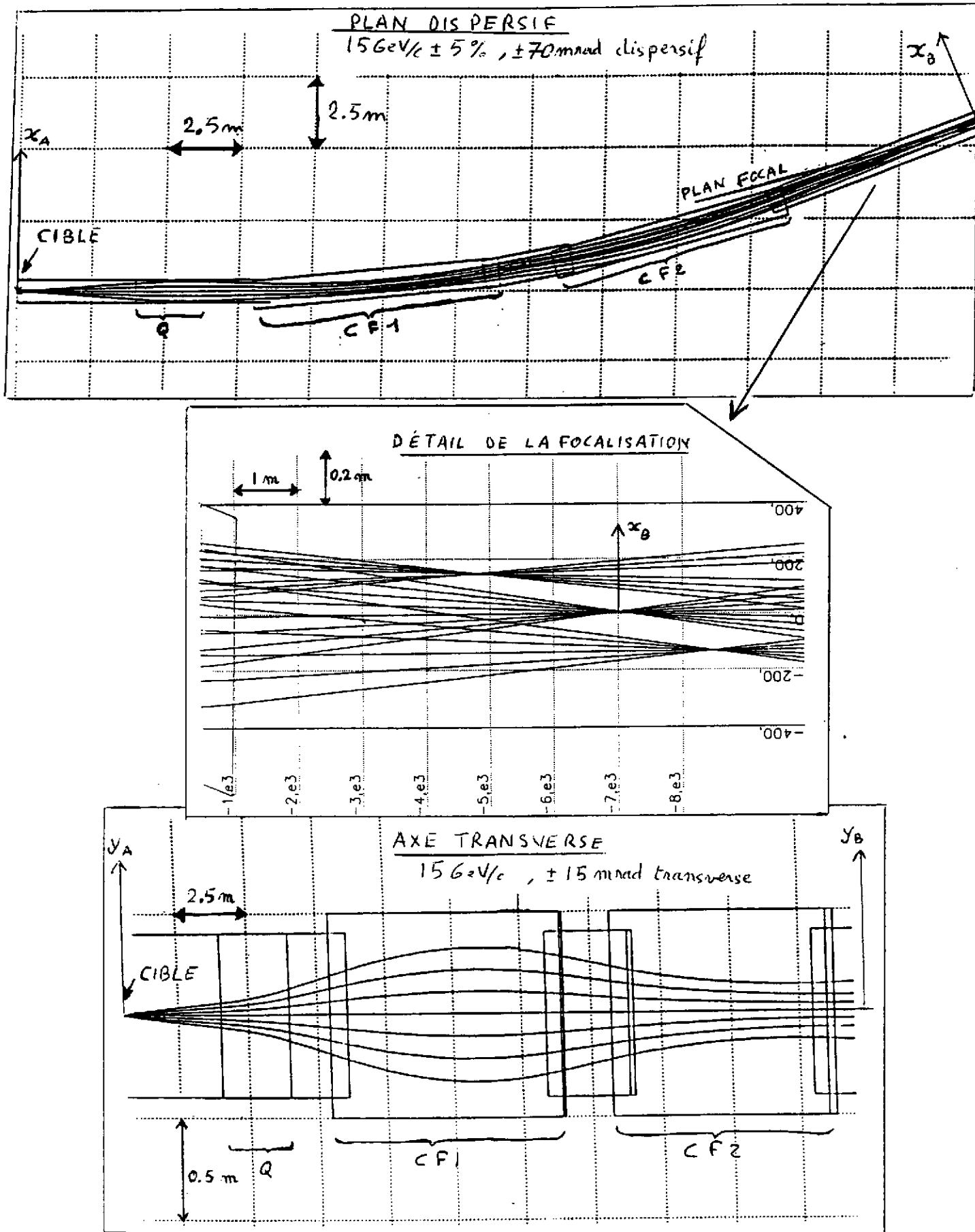


Figure 4: trajectoires acceptées par le spectromètre.

ainsi qu'une ébauche de solution mécanique pour la variation de l'angle de déviation. La Figure 4 présente le faisceau des trajectoires acceptées projeté sur les plans vertical et horizontal. On notera le confinement satisfaisant des enveloppes dans la zone utile des aimants.

*En conclusion de la partie consacrée aux détecteurs à haute luminosité, il est clair que le programme de physique de EEF nécessite une paire de spectromètres. Sous réserve d'une étude plus complète, des spectromètres ayant les performances requises sont réalisables pour un coût et une complexité raisonnables, pourvu que l'on s'oriente vers des solutions techniques bien adaptées au problème, et pour certaines assez novatrices.*

## Références bibliographiques

- 1) Clermont-Ferrand Working Session, Experiment Proposals edited by SPhN-Saclay
- 2) E. Klein, communication privée.
- 3) J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Second Edition, p 645, edited by J. WILEY & SONS, New York.
- 4) J.M. De Conto, The European Electron Machine, first draft, to be published.
- 5) A. Veyssière, J.P. Charrier, J. Gratadour, Formules et méthodes de mesures relatives aux cavités résonnantes supraconductrices, Rapport interne DPhN/STAS-90-R-13
- 6) K.-H. Meß, CERN Accelerators school, Supraconductivity in Particules Accelerators, Hambourg 1988, p. 87, Proceedings edited by CERN Geneva, 1989.
- 7) J. Doornbos, Conceptual Design of 15 GeV Spectrometer for Future European Electron Accelerator, Rapport interne LNS/GT/ME/92-10.
- 8) Conceptual Design Report, Basic Experimental Equipment, revised version, April 13,1990, edited by SURA, CEBAF, Newport News, Virginia