

AVANT-PROJET DE FAISCEAU SEPARÉ DANS LE HALL SUD

Les chambres à bulles disposent actuellement des faisceaux séparés suivants: un faisceau k_1 (1) fournissant des mésons K^\pm de 1 à 1.5 GeV/c, et un faisceau m_1 (2) fournissant des antiprotons jusqu'à 3.6 GeV/c et des mésons π^\pm jusqu'à 6 GeV/c, avec une très bonne définition de la quantité de mouvement.

Il est souhaitable de pouvoir prochainement disposer de mésons K et d'antiprotons d'énergie plus élevée, tout en conservant les excellentes possibilités de m_1 vis-à-vis des mésons π .

Le projet présenté ici tend à obtenir des faisceaux séparés de K de 1.5 à 3 GeV/c, et d'antiprotons et de π jusqu'à 4.5 GeV/c, ainsi que des mésons π (non séparés) de 4.5 à 6 GeV/c.

1. Renseignements tirés du faisceau m_1

Les études faites au CERN (3) et à Brookhaven (4) donnent une bonne estimation des flux relatifs de particules pour différentes valeurs des quantités de mouvement des particules produites et des angles de production.

Pour obtenir la valeur absolue des flux, nous avons utilisé comme nombre de base le flux de mésons π^- obtenu à 3 GeV/c dans le faisceau m_1 , dans les conditions d'utilisation avec chambres à bulles ("impulsion courte").

Les caractéristiques du faisceau m_1 sont les suivantes (5):

- angle de production = $12^\circ \frac{1}{4}$
- angle solide = 0.74×10^{-4} steradian
- bande de quantité de mouvement = ± 0.3 o/o (6)
- longueur = 113 m
- image calculée $\left\{ \begin{array}{l} 1.46 \text{ mm pour le grandissement} \\ 1.92 \text{ mm pour l'aberration chromatique} \end{array} \right.$
soit un triangle de 3.4 mm de base (bien vérifié)
- intensité en impulsion-courte: 1000 π^- à la fente de masse (97 m) soit 1840 π^- à la cible^(*), et $10 \bar{p}$ de 3 GeV/c par 10^{11} protons de 19 GeV (cette énergie correspond au rythme de prise de photos de 1 par 2 secondes)

2.3

(*) Ceci est inférieur d'un facteur ~~4.6~~ de ce que l'on déduirait des courbes de Baker et al (4). Ce facteur englobe donc l'efficacité relative de la cible en impulsion courte et la transmission du faisceau. Nous admettons que ce rapport ne sera pas amélioré dans un faisceau futur. Il a approximativement la même valeur dans le faisceau de \bar{p} de Brookhaven (Baltay et al., unpublished report).

- contamination globale (π , μ) rapportée au flux de mésons π à la fente de masse:

TABLEAU I

Rapport $\frac{\text{séparation}}{\text{image}}$	1.5	2	2.5	3	4
Mesure avec fente de 7 mm (2 fois l'image)	30 o/o	2.5 o/o	0.5 o/o	0.4 o/o	0.25 o/o
Estimation avec fente de 3.5 mm (1 fois l'image)	10 o/o	1 o/o	0.25 o/o	0.2 o/o	0.12 o/o

Le faisceau m_1 du Hall Sud, tel qu'il est mais en ajoutant un séparateur, est susceptible de fournir $0.8 K^-$ de 3 GeV/c par 10^{11} protons de 19 GeV, avec une contamination de l'ordre de 2 particules par 10^{11} protons (nous ignorons encore les proportions de π et de μ), qui pourrait être réduite à 1 en prenant une fente deux fois plus petite.

Des améliorations possibles (7) permettraient de multiplier l'intensité par 5 environ (par accroissement de l'angle solide et de la bande de quantité de mouvement) mais en gardant au mieux la même contamination relative. Cependant le flux de K dans un faisceau du type m_1 présente un maximum très marqué à 3 GeV/c : du fait de la désintégration il y a deux fois moins de K à 2.5 GeV/c et 6 fois moins à 2 GeV/c. Au-dessus de 3 GeV/c, l'intensité redescend très vite si on cherche à réduire l'image afin d'arriver à séparer.

Il est clair que le moyen le plus simple d'augmenter le flux des mésons K à la chambre est de diminuer la longueur du faisceau. De plus, le rapport des longueurs de vol moyennes des mésons π et des mésons K étant de 7.5, le flux de π est relativement peu augmenté et le rapport $\frac{K}{\pi}$ croît presque aussi vite que le flux de K, ce qui rend la contamination beaucoup plus faible à séparation égale.

2. Intensités possibles. Choix de l'angle de production

Nous verrons plus loin que pour atteindre une séparation correcte la longueur minimum d'un faisceau susceptible de séparer des K de 3 GeV/c est de 80 m. Pour cette longueur, et pour un faisceau type de $\omega = 10^{-4}$ steradian et de $\frac{\delta p}{p} = \pm 1$ o/o, les intensités escomptées ont été calculées suivant la méthode indiquée ci-dessus, pour des angles de production de 9° et de $12^\circ \frac{1}{4}$.

TABLEAU II

p GeV/c	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5
$K^-(12^{\circ}1/4)$	0.9	4.2	9.6	14	19	-	-	-
$K^-(9^{\circ})$	3.3	19.5	53	95	127	-	-	-
$K^+(9^{\circ})$	7	42	160	286	436	-	-	-
$K^+(9^{\circ})$	440	430	380	350	276	233	176	120
π^- cible 9°	62500	62000	57500	50000	40000	33300	24000	17000
$\frac{K^-}{\pi}$ à la chambre	0.14	0.65	1.7	3	4.9	-	-	-
rapport $\frac{K^-}{\pi}$ 9° $12^{\circ}1/4$	3.7	4.6	5.5	6.7	6.7	6.4		

al. (2), $\left[\frac{\pi^-}{p} \right]$ Ce flux d'antiprotons a été estimé sur la seule donnée de Baker et $= 7 \times 10^{-3}$ à 4 GeV/c pour des protons de 20 GeV. Dans m_1 on aurait plutôt $\left[\frac{\pi^-}{p} \right] = 6 \times 10^{-3}$, ce qui réduirait un peu le flux espéré d'antiprotons (15 o/o).

Bien entendu on recherche un flux maximum de K, de manière à n'utiliser si possible qu'une fraction du faisceau de protons. C'est pourquoi nous recherchons une intensité de 10 K^- au moins par 10^{11} protons (on a choisi l'énergie de 19 GeV, car au-delà les flux augmentent trop lentement pour que l'on perde l'avantage de la cadence élevée d'une photo par 2 secondes).

D'autre part, la séparation doit être telle que la contamination soit inférieure à 10 o/o, étant donnée la nature des expériences proposées. Ceci nécessite une réjection des π de l'ordre de 10^4 .

Nous verrons que ceci amène à réduire le produit $\omega \frac{\delta p}{p}$ (pour diminuer l'image). Ceci multiplie les flux par un facteur de l'ordre de 0.2 à 3 GeV/c, et supérieur à 1 à 2 GeV/c.

Rapprochant cette remarque du Tableau II, on constate que le choix de $12^{\circ}1/4$ ne permet pas d'atteindre une intensité suffisante.

D'autre part, il est actuellement impossible d'aller en-dessous d'un certain angle à cause des effets du champ de fuite. Dans notre situation ces effets deviennent gênants vers 7° environ. Nous proposons donc un angle de 9° , qu'il faudra peut-être réduire d'un demi-degré pour tenir compte des dimensions de la nouvelle chambre à vide (éjection)(8). Quoi qu'il en soit, à cet angle, l'effet du champ de fuite (9) (dépendant de l'énergie du faisceau de protons) peut être compensée sans toucher à l'alignement géométrique du faisceau (par changement du courant dans l'aimant analyseur de la quantité de mouvement).

3. Choix de la structure générale

Nous partons donc de la cible 1 avec un angle de 9° environ. Nous supposons qu'il est possible de remplacer la cible actuelle de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ par une cible équivalente de $1 \times 4 \text{ mm}^2$ avec la même efficacité. Une hauteur de 1 mm n'est toutefois indispensable qu'à l'approche de la limite de séparation (K de 3 GeV/c).

Pour séparer les K^- des π^- à 3 GeV/c, il faut environ 20 m de séparateur. Nous utilisons deux cavités NPA de 10 m donnant une séparation angulaire ($\pi^- K^-$) de 0,21 mrad chacune, à 3 GeV/c.

Les longueurs de glissement et les contraintes matérielles imposées par la géométrie des lieux donnent alors une longueur minimum totale du faisceau de 80 m environ.

Dès lors deux raisons conduisent à préférer deux étages de séparation, comportant chacun un séparateur de 10 m, à un seul étage comportant deux séparateurs en série:

- 1) la possibilité de placer une cavité dans la zone des cibles;
- 2) le facteur important gagné sur la contamination (voir Annexe I).

L'optique que nous proposons se sépare naturellement en deux parties.

La première comporte un étage de séparation et l'analyse en quantité de mouvement.

Le triplet $Q_1 Q_2 Q_3$ (à grandissement variable) forme deux images distinctes de la cible, l'une en F_1 dans le plan horizontal sur le collimateur d'analyse en quantité de mouvement, l'autre en F_2 dans le plan vertical sur le collimateur d'analyse de masse. Le faisceau est ainsi convergent dans le séparateur, ce qui est rendu nécessaire par la présence du mur de protection (voir Annexe II).

La dispersion nécessaire à l'analyse en quantité de mouvement est obtenue par l'aimant M_1 placé avant le premier séparateur.

La deuxième partie comporte un quadrupôle Q_4 placé en F_2 (image verticale), portant en F_3 l'image F_1 .

- 5 -

En effet il faut deux images horizontales si l'on désire compenser par l'aimant M_2 la dispersion de M_1 , car M_1 et M_2 tournent en sens inverses.

Le doublet Q_5 Q_6 forme à partir de F_2 et F_3 un faisceau parallèle dans le deuxième séparateur (voir Annexe II).

Le doublet Q_7 Q_8 focalise en F_4 dans les deux plans sur le deuxième collimateur d'analyse de masse.

Ensuite, il faut encore un aimant défecteur M_3 (pour balayer le fond transmis) et un quadripôle Q_9 (pour étaler le faisceau verticalement dans la chambre à bulles).

Il faut donc au total:

- 1 cible "point" de 1 x 4 x 25 mm à 9° ,
- 9 quadripôles de 1 m,
- 2 aimants de 2 m,
- 1 aimant de 1 m,
- 2 séparateurs de 10 m NPA, pour lesquels il n'existe encore que deux aimants courts associés sur les quatre nécessaires.

4. Résultats de l'étude

a) Notations et formules

La dimension de l'image est définie par:

$$y = \gamma_y y_0 + 2 a_y \alpha \frac{\delta p}{p}$$

- où l'axe O_x est horizontal, l'axe O_y vertical,
 γ est le grandissement,
 x_0 y_0 les dimensions de la cible (champ de fuite inclus éventuellement),
 α la demi-ouverture à la cible (mrad),
 $\pm \frac{\delta p}{p}$ la bande de quantité de mouvement en o/o,

- a l'aberration chromatique réduite pour une $\sqrt{2}$ ouverture égale à l'unité et pour un $\frac{\delta p}{p}$ de ± 1 o/o ($\frac{\delta p}{p} = 1$)

Cette façon de calculer l'image est vérifiée dans m_1 si l'on prend deux fois la largeur expérimentale à mi-hauteur. Les causes possible d'agrandissement sont éliminées par l'application des conclusions de l'étude critique faite dans (2).

L'intensité est définie par :

- 6 -

$$I = I_0 \omega \frac{\delta p}{p}$$

soit

$$I = 4 I_0 \alpha_x \alpha_y \frac{\delta p}{p}$$

où ω est l'angle solide et I_0 le nombre extrait du Tableau II correspondant à l'énergie choisie. L'angle solide $\omega = 4 \alpha_x \alpha_y = 0.374 \alpha$ (steradian $\times 10^{-4}$) car α_x (et α_{max}) sont fixés par le domaine linéaire (à l'‰) des quadrupoles (la distance du premier quadrupôle à la cible fixe complètement α_x).

Il est intéressant de remarquer ici que l'aberration chromatique est proportionnelle à l'intensité.

La séparation angulaire est

$$\theta_{1,2} = \frac{E \ell}{2 p^3} (m_2^2 - m_1^2)$$

dans un séparateur de longueur ℓ avec champ E . La séparation spatiale est

$$s_{1,2} = F \theta_{1,2}$$

où F est la distance de glissement (distance du centre du séparateur à l'image en montage "convergent" ou distance focale image en montage "parallèle").

b) Optique

Les calculs ont d'abord été faits à la main, en lentilles minces* et les solutions retenues ont été étudiées en détail à l'aide de la calculatrice Mercury du CERN, avec les excellents programmes de S. van der Meer (10), dont la bonne qualité a pu être appréciée lors de l'étude du faisceau m_1 .

Nous détaillons surtout l'optique dans le plan vertical, seule importante pour la séparation.

Dans le premier étage, le grandissement γ est variable, entraînant nécessairement une variation de α_{max} . Cette variation est continue grâce à l'emploi du triplet assymétrique $^y Q_1 Q_2 Q_3$ au lieu d'un doublet classique (11).

TABLEAU III

γ	:	1	:	1.25	:	1.65
	:		:		:	
$\alpha_{y \max}$:		:		:	
(mrad)	:	3	:	3.9	:	4.8
	:		:		:	
ω_{\max}	:		:		:	
(10^{-4} sterad)	:	1.12	:	1.45	:	1.8

* Précision voisine de 10 ‰ comparée aux calculs à la machine en lentilles épaisses.

Il se trouve que l'aberration chromatique varie alors de ± 5 o/o seulement autour de

$$a_y = 0.75$$

que l'on prendra comme une constante.

Dans le 2ème étage, le grandissement est fixe et égal à 1. L'aberration chromatique propre se trouve être également

$$a_y = 0.75$$

En F_1 , dans le plan horizontal, le grandissement est de l'ordre de 4. (Il faut faire attention ici à ne pas ajouter l'aberration chromatique d'ailleurs faible en un point de l'image sans la multiplier par le $\frac{\delta p}{p}$ du point considéré;

en effet elle est nulle pour les particules ayant la quantité de mouvement nominale). Ceci conduit avec la cible

$$x_0 = 4 \text{ mm} , \quad y_0 = 1 \text{ mm} .$$

à une résolution limite de $\frac{\delta p}{p} = \pm 0.25$ o/o , pouvant être divisée par 2 si la cible devient $2 \times 2 \text{ mm}^2$ (qui convient sauf à la limite de séparation de masse).

L'image F_3 sera deux fois plus grande que F_1 , et finalement, tout compris, la largeur de F_4 sera de l'ordre de 8 cm, ce qui est parfaitement acceptable.

c) Séparation

Dans chaque étage la distance de glissement F est de 19 m. Les deux séparations sont donc numériquement égales pour chaque étage:

TABLEAU IV

p	: 1.5	: 2	: 2.5	: 3	: 3.5
θ (mrad)	: 1.7	: 0.717	: 0.368	: 0.212	: 0.133
$s = F\theta$ (mm)	: 32	: 13.6	: 7	: 4	: 2.5

Ces séparations sont calculées entre K et π , avec des séparateurs du CERN, de 9.2 m de longueur efficace, et avec un champ de 5,5 MV/m (obtenu dans m_1)(12).

d) Choix des paramètres en fonction de l'énergie

Nous cherchons à atteindre un rapport de séparation $r = 2$. En effet, ce rapport marque (dans m_1) le début de la région où la contamination ne diminue plus qu'assez lentement. Nous n'arrivons pas tout à fait à ce rapport dans le deuxième étage, mais, selon la discussion de l'Annexe I, cela ne gêne pas trop. Avec ce choix la réjection des π est estimée à mieux que 10^4 avec deux étages, donnant donc toujours moins de π que de K (cf. Tableau II).

A chaque image verticale nous plaçons un collimateur de hauteur égale à l'image calculée y .

La donnée de s et de r fournit y . A grandissement et cible fixés, on trouve le produit $\alpha_y \frac{\delta p}{p}$ maximum (intensité maximum).

$$\alpha_y \frac{\delta p}{p} = \left(\frac{s}{2} - \gamma_y y_0 \right) \times \frac{1}{2 a_y}$$

On choisit alors le plus grand α_y possible (limité rappelons-le par la zone linéaire des quadripôles). En effet ceci permet d'augmenter l'ouverture du diaphragme limitant le faisceau, donc de réduire le rapport du bruit de fond à l'intensité du faisceau. Par voie de conséquence le $\frac{\delta p}{p}$ est alors minimum, ce qui satisfait

le physicien utilisateur des photos; il y a là une exception remarquable à la loi bien connue de l'enchantement minimum. Néanmoins la recherche du plus grand α_y et d'un $\frac{\delta p}{p}$ possible (limité par la dispersion) peut amener à augmenter l'angle solide maximum, c'est-à-dire le grandissement.

5. Conclusion

A l'aide de ces éléments il est alors possible de dresser le tableau des performances attendues de notre projet.

Tableau V, voir page suivante

- 9 -

TABLEAU V

p	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	GeV/c
γ_y	1.65	1.65	1.65	1.25	1	:	:	:	1er étage
s	32	13.6	7	4	2.5	:	:	:	mm par étage
ω	1.8	1.8	1.5	0.75	0.21	:	:	:	10^{-4} sterad
$\frac{\delta p}{p}$	± 1.5 (± 2) \ddagger	± 0.715	± 0.375	± 0.33	± 0.25	:	:	:	en o/o
K^-	9 (12) \ddagger	25	30	24	7	:	:	:	par 10^{11} protons de 19 GeV, im- pulsion courte
contam. $\pi^- + \mu^-$	72o/o	18o/o	5,4o/o	3,3o/o	2o/o	:	:	:	"
K^+	19 (25) \ddagger	54	90	72	23	:	:	:	"
contam. $\mu^+ + \pi^+$	36o/o	8.4o/o	2.4o/o	1.4o/o	0.8o/o	:	:	:	"
\bar{p} (contam.) lo/o	2370	2320	2050	1890	550	250	120	48	s, γ , ω différents

\ddagger (si possible pour l'optique)

Nous avons donc atteint le but fixé, avec même un espoir raisonnable de le dépasser.

Quelques remarques sont nécessaires. D'abord la nécessité d'employer un angle de production de 9° apparaît bien maintenant; cette variable ne changeant rien au reste du faisceau, à $12\frac{1}{4}$ les flux seraient 6 à 7 fois plus faibles (Tableau I).

Par ailleurs, nous avons négligé la possibilité de la correction des aberrations chromatiques (2), que l'on pourrait espérer compenser par deux sextupôles placés en F_1 et F_3 . Si cette méthode réduisait l'aberration d'un facteur f , l'intensité serait à augmenter d'autant ($f = 2$ paraît raisonnable). Nous espérons pouvoir entreprendre bientôt l'étude expérimentale systématique de cette méthode.

- 10 -

Notons enfin que l'ensemble de l'appareillage prévu permet de changer la nature ou l'énergie du faisceau sans jamais demander plus qu'un arrêt de quelques minutes de l'accélérateur.

Nous exprimons toute notre reconnaissance à nos collègues qui ont participé à l'élaboration du faisceau m_1 et à tous ceux qui ont bien voulu nous aider par leurs suggestions et critiques.

J. Goldberg
F. Muller
J.-M. Perreau

R é f é r e n c e s

- (1) Rapport interne CERN/TC/HBC30 62-8.
- (2) S. van der Meer. Achromatic beam optics. CERN 60-22.
- (3) Cocconi et al. Report at the 1960 Rochester Conference, p. 799.
- (4) Baker et al., Phys. Rev. Letters, 1st August 1961.
- (5) Armenteros, Blaskovic, Dehne, French, Goldberg, van der Meer, Meyer, Miller, Muller, Neale, Perreau, de Raad, Shaw, Tallini: communication privée.
- (6) L. Montanet: communication privée.
- (7) S. van der Meer: communication privée.
- (8) G. Munday: communication privée.
- (9) S. van der Meer, que nous remercions particulièrement pour cette communication.
- (10) S. van der Meer, rapport interne NPA/Int. 61-5.
- (11) J. Goldberg, rapport interne TC/HBC81 62-6.
- (12) C. Germain, Principe du séparateur électrostatique. CERN 59-38.

I.2

Dans les cas usuels la réjection A sera de l'ordre de 10^{+3} , les réjections B_1 et B_2 étant chacune 10^{+2} . La réjection totale de B sera alors 10^{+4} soit 10 fois meilleure que celle de A.

2. Le deuxième raisonnement ajoute un facteur important en faveur du faisceau B en deux étages:

Il consiste à évaluer les différents facteurs déterminant la forme de l'image. Nous distinguons:

- a) le grandissement;
les aberrations chromatiques;

qui sont responsables de la taille de l'image mais non de sa queue.

- b) Le halo de la cible provenant de la désintégration de particules à vie très courte;
les effets de bords des collimateurs et autres mass slits;
les désintégrations en vol;

qui sont responsables de la forme de l'image loin du centre et sont les seules causes directes de la contamination.

- Dans le cas d'un faisceau A à un seul étage les 5 effets se combinent sur l'image finale pour donner le facteur de réjection RA.

- Dans le cas d'un faisceau B à deux étages:

- a) le halo est éliminé totalement par le premier slit de masse;
b) les effets de bords dus aux collimateurs de limitation verticale et horizontale et un collimateur d'analyse de moment sont presque toujours situés dans le 1er étage et éliminés également. Seul subsiste l'effet de bord du 1er slit de masse soit en première approximation $1/4$ de l'effet total.
c) Les désintégrations en vol du premier étage sont éliminées, soit un facteur inférieur à $1/2$ de l'effet total.

On voit que si dans le premier étage la forme de l'image B_1 est assez semblable à celle de A, dans le second, par contre, l'image finale formée à partir du premier mass slit pris comme objet présente une queue de distribution réduite d'un facteur important.

Il est impossible de chiffrer ce facteur de réduction de la queue d' image. Mais il semble raisonnable de l'estimer grossièrement à 3.

3. Nous ne citerons que pour le principe le raisonnement qui néglige tous effets de bords et toutes désintégrations en vol dans le deuxième étage B_2 . On aboutit en effet à la conclusion que l'image finale est un trapèze dans le plan vertical et que si le rapport séparation du deuxième étage est supérieur image à 1 la contamination finale est nulle (voir courbe 2).

I.3

Conclusion

Le gain sur la contamination apporté par l'emploi d'un faisceau à deux étages est important et indiscutable.

Il ne peut être chiffré dans le cas général car il dépend non seulement de la forme des images et de la séparation mais aussi du rapport $\frac{\text{hauteur du mass slit}}{\text{taille d'image}}$

Dans les cas usuels il peut varier de 10 à 10^3 . Nous l'estimons à 30 dans le cas du faisceau proposé.

Ceci donnerait une réjection de B de l'ordre de $3 \cdot 10^4$.

II.1

ANNEXE IIFaisceau parallèle ou convergent dans le séparateur

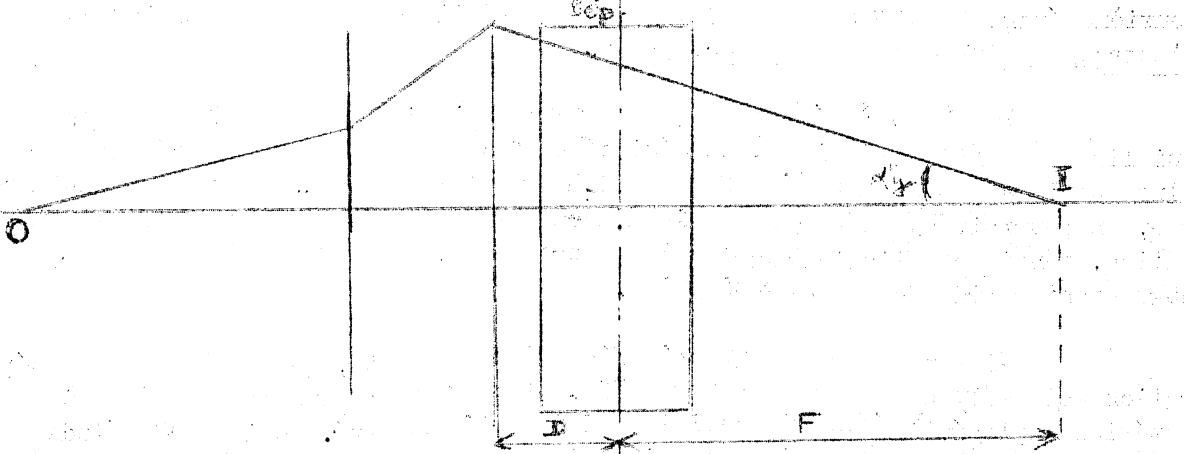
Nous reprenons les notations et les formules du par. 4.a. Nous faisons les hypothèses suivantes.

- 1) Les deux montages ont le même grandissement γ_y , et leurs aberrations chromatiques réduites sont pratiquement numériquement égales (soit α_y);
- 2) l'acceptance maximum est limitée par la zone linéaire $2H$ des quadrupôles (14 cm); les séparateurs peuvent en effet très bien travailler à cette ouverture;
- 3) la séparation spatiale s est la même;
- 4) le rapport $r = \frac{\gamma}{s}$ est le même.

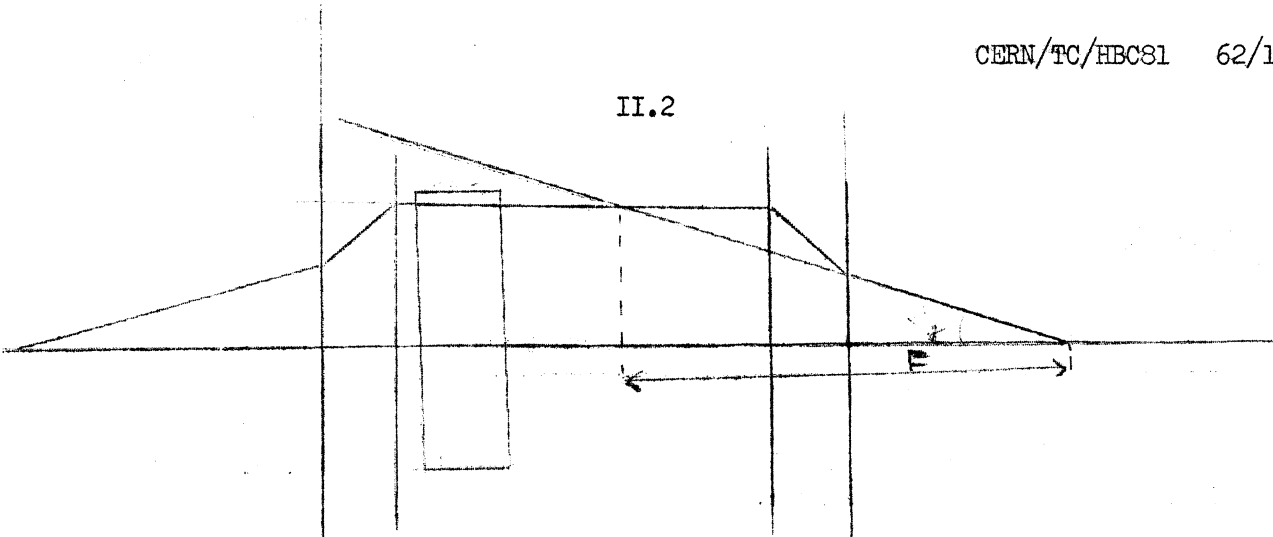
Ecrivons $r = r_1 + r_2$, où r_1 représente la partie grandissement et r_2 la partie aberration chromatique. Comme $r = \frac{\gamma_y y_0}{s}$ est le même dans les deux cas, ainsi que r_1 , on voit que $r_2 = \frac{2a_y \alpha_y \delta p/p}{s}$ doit être le même. L'intensité étant proportionnelle à $\alpha_y \frac{\delta p}{p}$ est aussi inchangée.

Par conséquent, compte non tenu de la désintégration due à la différence de longueur des deux montages, ceux-ci sont absolument équivalents tant que le produit $\alpha_y \frac{\delta p}{p}$ qu'on en déduit peut être matériellement réalisé.

Nous pensons donc que la seule différence entre les deux montages réside dans le fait que $\alpha_y \max > \alpha_y \max$, ce que nous allons montrer.



II.2



Dans le cas convergent $\alpha'_{y_c} \max = \frac{H}{F+D}$

Dans le cas parallèle $\alpha'_{y_p} \max = \frac{H}{F}$

ou $\alpha_{y_p} \max = \frac{F+D}{F} \alpha_{y_c} \max$ car $\alpha_y = \gamma_y \alpha'_y$

Avec des étages tels que ceux de notre faisceau ce facteur vaut environ 1.5 (D étant la distance du centre du séparateur au point du rayon émergent limite correspondant au remplissage d'un quadrupôle. En général, d'ailleurs, ce point est simplement le centre du dernier quadrupôle).

On peut donc dire que l'acceptance géométrique maximum, à séparation et grandissement égaux, d'un système parallèle est plus grande que celle d'un système convergent. Mais l'aberration chromatique oblige à restreindre cette acceptation à la même valeur dans les deux cas.

Pratiquement, nous retenons pour le premier étage le montage convergent parce que plus court de 11 m que l'autre (à cause du mur de protection), pour le deuxième étage le montage parallèle parce que réalisable en 4 m de moins que l'autre, et pour cette raison uniquement.

En effet, à l'énergie ($p < 2 \text{ GeV}/c$) où c'est le produit $\omega \delta p/p$ qui limite le flux admissible, la désintégration des K sur 11 m représente beaucoup plus que le gain possible d'un facteur 1.5 sur l'acceptance. Si ceci ne suffisait pas, on pourrait ajouter que le gain d'acceptance multiplie d'autant la contamination, tandis que l'allongement agit beaucoup plus sur les K que sur les π , augmentant rapidement la contamination.

Il faut remarquer que l'affirmation courante, que le rapport de séparation est meilleur dans le cas parallèle, n'est valable que dans le cas où le matériel employé, à l'énergie choisie, limite l'intensité. Mais notre étude a montré que là où la séparation est difficile, à cause des aberrations chromatiques, ce n'est pas le matériel qui limite l'intensité.

II.3

En définitive on choisira la solution la plus courte. Si les deux se trouvaient être de longueurs égales, il serait alors justifié de prendre la solution parallèle si l'acceptance était limitée par cet étage.

III.1

ANNEXE IIICompensation de la dispersion

Soit deux aimants M_1 et M_2 imprimant des rotations U_1 et U_2 à des particules de quantité de mouvement p , qu'une optique supposée achromatique conduit d'un objet T à une image F_4 , en passant par l'image intermédiaire F_1 . Les particules de quantité de mouvement $p + \delta p$ passent par F_1' , en dehors de l'axe du faisceau. Le problème est de les ramener en F_4 , sur l'axe du faisceau.

$$\text{Rappelons que } dU_1 = -U_1 \frac{dp}{p} .$$

Il est évident que la dispersion ne peut être compensée que s'il y a un nombre pair d'images intermédiaires à grandissement négatif (dans le plan horizontal) si les aimants vont en sens inverses, ou un nombre impair s'il vont dans le même sens.

1. Rotations dans le même sens

On n'a alors pas besoin de l'image F_3 . F_1 et F_2 peuvent être confondus (simplification de la mise au point du faisceau). La dispersion sera compensée si on ajoute sur l'image F_1 F_2 un quadrupôle convergent horizontalement focalisant M_1 sur M_2 (compte tenu des autres lentilles), avec la condition supplémentaire que $\frac{U_2}{U_1}$ soit égal au grandissement angulaire β entre M_2 et M_1 .

En effet, on aura alors

$$dU_2 = \beta dU_1 = \left(\frac{U_2}{U_1} \right) dU_1 = -U_2 \frac{dp}{p}$$

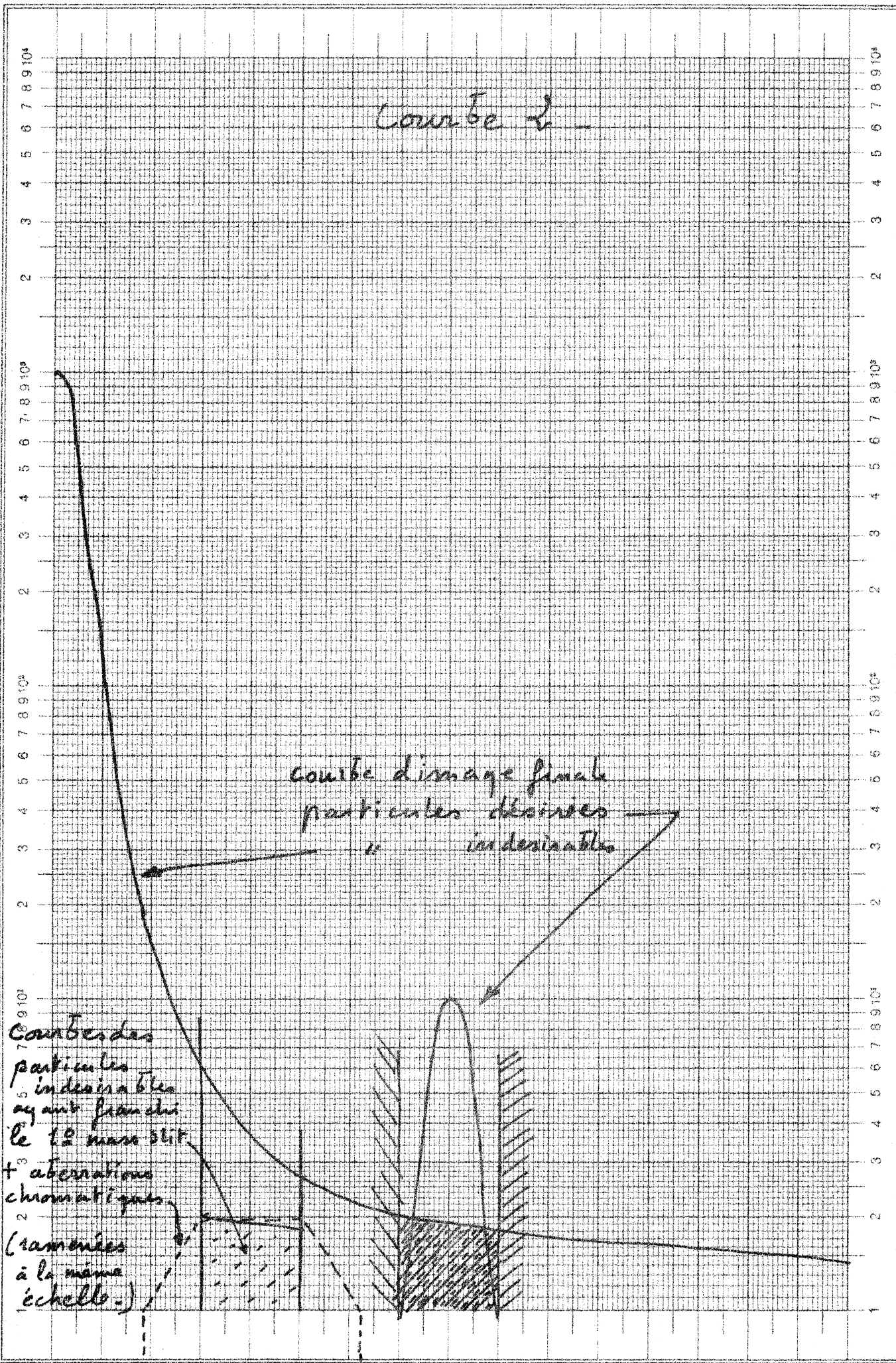
et les particules arrivant sur M_1 le long de l'axe quitteront bien M_2 le long de l'axe.

2. Rotations en sens opposés

L'image F_3 est alors nécessaire. Comme on ne veut rien changer au plan vertical il faut mettre sur F_2 la lentille transformant F_1 en F_3 , donc séparer les images F_1 et F_2 .

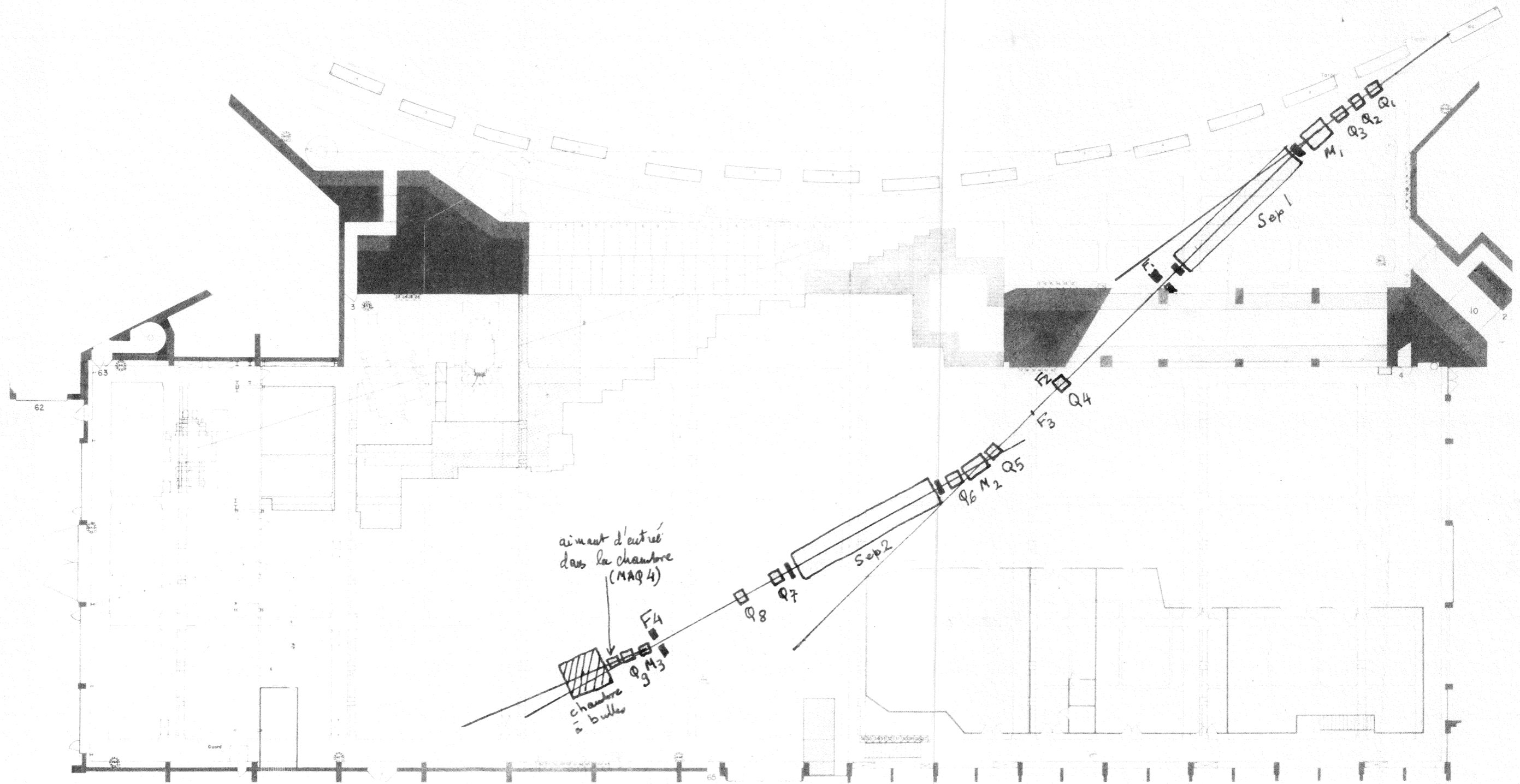
On constate en effet qu'il est possible de trouver pour F_3 une position telle que les rayons axiaux mais avec $\delta p \neq 0$ convergent en F_4 , mais qu'il est impossible de trouver une position telle que M_1 soit focalisé sur M_2 comme avant. En effet, F_1 est entre M_1 et M_2 , et l'optique doit être placée entre F_1 et M_2 .

Curve 2



curve d'image finale
particules desirées
" " indésirables

Curves des
particules
indésirables
ayant franchi
le 12 mm slit
+ aberrations
chromatiques
(ramenées
à la même
échelle.)



Longueur cible-centre chambre: 81,6 m.

Echelle $\frac{1}{320}$

Plan proposé.