

N.S.C. 65-7, 1.3.1965
Circulation interne
seulement.
Non pour publication.

Proposition d'expérience

DIFFUSION ELASTIQUE, QUASI-ELASTIQUE ET INELASTIQUE
DES PIONS SUR NOYAUX LEGERS

par

SB
L. Gilly, M. Jean, R. Meunier, M. Spighel,
J.P. Stroot et P. Duteil

CERN et Laboratoire de Physique nucléaire - Orsay

* * *

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00073710

Genève - Février 1965

DIFFUSION ELASTIQUE, QUASI-ELASTIQUE ET INELASTIQUE
DES PIONS SUR NOYAUX LEGERS

Dans une série d'expériences précédentes, nous avons mesuré en énergie et en intensité les gammes de désexcitation de noyaux légers, excités par diffusion inélastique de π^- . Nous avons alors observé un nombre de raies nouvelles non classées dans les tables parmi des raies connues. Comme suite à ces mesures, nous nous proposons d'entreprendre une étude systématique sur quelques noyaux légers ^4He à ^{12}C par exemple, de la diffusion élastique, quasi-élastique et inélastique des pions en fonction de l'angle et de l'énergie.

L'interprétation expérimentale et théorique de la diffusion inélastique demande des expériences systématiques et précises, en particulier la mesure des distributions angulaires et la mesure de la variation de la section efficace en fonction de l'énergie des pions incidents. Simultanément, ceci permet la mesure systématique elle aussi, de la diffusion élastique et quasi-élastique. De plus, l'interprétation dans le cadre du modèle optique et la recherche des mécanismes d'interaction π -noyau demandent l'étude simultanée de ces trois types de diffusion.

I. INTERET DES EXPERIENCES DE DIFFUSION DE PIONS SUR LES NOYAUX

a) Diffusion élastique

La diffusion élastique des π sur des noyaux trouve une interprétation naturelle dans le cadre du modèle optique. Les paramètres du potentiel optique peuvent être rattachés¹⁾, moyennant certaines approximations usuelles (impulse approximation, effets de liaison négligés, réduction à un potentiel local, etc.), à la distribution des nucléons (densité nucléaire) pour la portée et la forme, aux amplitudes de diffusion π -nucléon libre pour la profondeur de la partie réelle et à la section efficace totale et la section efficace d'absorption pour la profondeur de

la partie imaginaire. On s'attend à ce que la partie réelle V_R corresponde à un potentiel attractif pour des énergies inférieures à 185 MeV avec un minimum vers un peu plus de 100 MeV (énergie du pion incident) et à un potentiel répulsif au-delà de 185 MeV. On s'attend par ailleurs à ce que la partie imaginaire V_I présente un maximum à l'énergie de la résonance π -N. Jusqu'à maintenant la détermination des paramètres du potentiel optique n'a été faite qu'à des énergies isolées dans des situations expérimentales différentes et à une exception près²⁾ où la précision est insuffisante pour des énergies inférieures à celle de la résonance. L'étude de la variation en fonction de l'énergie du π des paramètres du potentiel optique est donc d'un grand intérêt du point de vue théorique³⁾ tant par leur comparaison avec les prévisions tirées des données des processus élémentaires (diffusion π -N, absorption sur un nucléon, une paire ou des sous-structures) que par le contrôle de la validité des approximations usuelles dans la dérivation du potentiel optique. Par ailleurs, la théorie simplifiée peut être raffinée par l'introduction d'un terme gradient de la densité nucléaire^{4,5)} dont l'influence paraît très sensible dans la région du second maximum (80-100°). Il est donc particulièrement important de pouvoir étudier la distribution angulaire aux grands angles, les études précédentes n'ayant qu'exceptionnellement dépassé 120°. On prévoit à notre part une indépendance des profondeurs des potentiels réels et imaginaires par rapport à l'élément considéré, indépendance qu'il serait bon de confirmer ou préciser dans des conditions expérimentales identiques. La comparaison de la diffusion élastique avec des π^- et des π^+ dans les mêmes conditions est également intéressante en raison des interférences destructive et constructive suivant le cas entre les diffusions nucléaire et coulombienne.

Enfin, la détermination précise des paramètres du potentiel optique ouvre la porte à une étude détaillée de la diffusion inélastique ou quasi-élastique dans le cadre de la théorie des ondes distordues.

b) Diffusion quasi-élastique

La diffusion quasi-élastique sur un nucléon du noyau permet de tirer, à partir de la forme et de la grandeur du pic quasi-élastique, des informations sur la distribution en moment des nucléons et sur l'énergie de liaison moyenne des nucléons. Nous pourrions peut-être lier ces grandeurs

aux corrélations spatiales de deux nucléons dans le noyau⁶⁾). L'avantage des pions par rapport aux électrons est l'absence du rayonnement de freinage qui conduit avec les électrons à des corrections importantes. Il sera intéressant de comparer la diffusion quasi-élastique dans le cas de noyaux voisins comme Li^6 et Li^7 avec ce qu'elle devient dans le cas d'un noyau à couche s complète comme ^4He . De même que l'on peut voir des pics de diffusion quasi-élastique de π sur un nucléon du noyau, pourrait-on peut-être voir des pics de diffusion quasi-élastique de π sur d'éventuelles sous-structures de quelques nucléons ? La diffusion quasi-élastique peut donc donner des informations sur les mécanismes de l'interaction π -noyau.

c) Diffusion inélastique

Essentiellement, l'avantage d'employer des pions par rapport aux électrons et nucléons pour exciter des noyaux réside dans le fait que, le spin isotopique du pion étant 1, on puisse exciter des états de spin isotopique $T+2$ si T est celui du fondamental, si une forte inhibition due au mécanisme d'excitation d'états de spin isotopique élevé ne vient pas considérablement diminuer la section efficace. Par exemple, dans le cas des noyaux à 4 nucléons, il serait intéressant de savoir si l'on peut exciter des états $^4\text{He}^*$ de $T = 2$, à la suite des travaux de Charpak et al. sur $\pi^+ + \text{Li}^6 \rightarrow ^4\text{He}^* + p + p$ et de nos résultats sur la vaine recherche de π^+ par double échange de charges. L'étude de la distribution angulaire, de la variation en fonction de l'énergie de la section efficace, de la diffusion inélastique conduisant à un état, apporte des renseignements sur les nombres quantiques et la structure de cet état par comparaison avec la diffusion π -nucléon. Cette étude peut être considérablement raffinée en utilisant la méthode "Distorted Wave Born Approximation" lorsque le potentiel optique a été déterminé par la diffusion élastique.

III. ETAT EXPERIMENTAL ACTUEL DES DIFFUSIONS DE π SUR NOYAUX

On peut dire que les expériences⁷⁻¹⁰⁾ de diffusion élastique de π sur noyaux n'ont pas encore été faites d'une façon systématique et comparative en faisant varier à la fois les paramètres énergie, angle de diffusion, noyaux voisins et signes de la charge des π . La diffusion quasi-élastique

n'a jamais été étudiée bien que ce soit au CERN qu'elle ait été mise en évidence pour la première fois¹⁰⁾ dans le cas π -nucléons de ^{12}C . Quant à la diffusion inélastique, la résolution insuffisante n'a pas permis de résoudre les niveaux et n'a amené aucun résultat autre qu'une section efficace globale en fonction de l'angle pour des énergies fixes de pions et ceci sans interprétation possible.

Toutes ces expériences ont en commun les points suivants :

- a) la résolution en énergie n'a jamais été meilleure que $6,0 \text{ MeV}^{10)}$;
- b) elles n'ont été faites chacune qu'à une énergie donnée $\leq 150 \text{ MeV}$;
- c) chacune n'a été faite qu'avec un signe de charge de pions;
- d) la distribution angulaire n'a jamais dépassé 120° à 140° ;

mais, elles ont l'avantage de nous montrer l'ordre de grandeur des phénomènes que l'on veut observer.

Les chapitres I. et II. nous permettent de fixer les conditions expérimentales pour que de nouvelles expériences améliorées apportent les données qui manquent et qu'ainsi une nouvelle étape soit franchie.

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

En particulier, pour l'étude de la diffusion inélastique, fixons-nous comme but d'atteindre une résolution de l'ordre du MeV dans la diffusion de pions de 100 à 300 MeV d'énergie cinétique.

Nous montrons dans l'Annexe A que pour arriver à ce but avec un faisceau dont la bande d'énergie serait de plusieurs MeV, si l'on voulait employer pour identifier sans séparation l'énergie de chaque pion une analyse magnétique et des chambres à étincelles, il faudrait que l'épaisseur totale de matière, avec en particulier les quatre parois des deux chambres à étincelles, soit plus petite que 10 mg/cm^2 .

Pour avoir cette résolution, nous trions physiquement les pions par une analyse magnétique ou monochromateur dont la résolution soit de l'ordre de $\frac{1}{200}$ à $\frac{1}{400}$. Dans l'Annexe B, nous analysons les possibilités de SC d'une analyse magnétique fine. Généralement, la résolution par tri des particules se fait aux dépens de l'intensité.

Pour regagner en intensité, nous avons d'une part étudié l'optique de sortie des faisceaux de pions du SC et dans l'Annexe C, nous présentons cette étude et les solutions qui nous permettent de remédier aux défauts inhérents à ce type de machine : les solutions envisagées, en particulier cible mince, fenêtre du SC, aimant de correction des aberrations placé sur la plate-forme du SC, permettent d'illuminer avec une intensité meilleure et maximum la fente d'entrée du monochromateur. Dans l'Annexe C, nous présentons aussi le problème de l'énergie variable des faisceaux.

D'autre part, la disposition bien connue du double spectromètre - chaque spectromètre monté en opposition de déviation - permet d'utiliser tout le spectre d'énergie se trouvant à la fente d'entrée du monochromateur et se retrouvant étalé sur la cible de l'expérience, avec une résolution égale à celles du monochromateur et du spectromètre d'analyse si celles-ci sont égales. La condition nécessaire est l'achromatisation des trajectoires de particules entre la fente d'entrée du monochromateur et le compteur de détection à la fin du spectromètre d'analyse.

Un autre facteur important peut être gagné en analysant simultanément avec le spectromètre toute une gamme d'énergies adjacentes séparées l'une de l'autre de $\Delta_{1/2} E/2$ si $\Delta_{1/2} E$ est la résolution de l'ensemble; dans le plan focal image du spectromètre, devant le DISC, sera placé un hodoscope de compteurs correspondant chacun à $\Delta_{1/2} E/2$, dont le nombre sera limité par le diamètre de 20 cm du DISC et l'accroissement des aberrations de l'ensemble en dehors de l'axe. Cela permettra, en dehors du gain en taux de comptage, d'enregistrer simultanément un pic inélastique avec le pic élastique par exemple. Cette méthode ne donne la section efficace que pour une bande d'énergie de quelques MeV, ce qui ne présente pas d'inconvénients si celle-ci ne varie pas trop rapidement avec l'énergie.

Dans l'Annexe D, nous présentons les caractéristiques à remplir par le monochromateur et le spectromètre pour réaliser cette achromatisation, l'étude du domaine de validité de cette propriété pour une bande d'énergie donnée à l'entrée du double spectromètre : la relation, $(dp/p)_{\text{initial}} = (dp/p)_{\text{final}}$ dans une diffusion, n'est réalisée qu'à une approximation près;

plus cette relation est stricte, plus la bande d'entrée du double spectromètre peut être grande. De plus, ce double spectromètre permet de définir l'angle de la diffusion avec une précision, suivant les cas, de 1° à 2° nécessaire pour une résolution effective de l'ordre du MeV.

Le rôle du compteur DISC est de trier les π des μ et e , et de déterminer la direction d'arrivée des particules, de surdéterminer l'énergie des particules, de diminuer les blindages sans augmenter le bruit de fond parasite, de pouvoir compter les événements réels en présence éventuellement d'un fort bruit de fond et ceci avec une grande surface de détection.

Avec ce dispositif, nous pouvons étudier d'une façon continue la diffusion de 0 à 147° . De plus, la diffusion aux environs de 180° peut être étudiée dans un dispositif différent ou l'on compare directement avec deux DISC identiques 1 et 2, le DISC 1 étant monté à l'envers, la diffusion à 180° avec celle à 90° (voir figure).

Le fait de faire varier l'angle ou l'énergie permet aussi de distinguer par la cinématique un pic inélastique d'un pic quasi-élastique.

La cible sera employée en transmission de 0 à 90° , par exemple, et pourra dans ce cas être relativement épaisse; de 90° à 180° elle sera employée en réflexion et devra être suffisamment mince pour ne pas introduire une trop grande dispersion en énergie. La limite de l'épaisseur sera, dans les deux cas, donnée par l'angle de diffusion multiple qui devra être inférieur à l'angle de définition de la diffusion.

IV PROGRAMME DE L'EXPERIENCE

Nous avons l'intention d'étudier principalement comme noyau, ^4He , ^{12}C , ^6Li : ce sont les noyaux légers pour lesquels le premier niveau au-dessus du fondamental est à une énergie plus grande que 2 MeV; nous sommes donc sûrs de pouvoir le séparer du pic élastique; ^4He est intéressant vu le travail déjà réalisé au CERN sur l'ensemble 4 nucléons et les questions qui se posent encore sur ce problème. ^{12}C est un élément de

référence où il y a déjà beaucoup de travail investi^{7,8,10}) sur la diffusion des π et que nous voulons poursuivre. ${}^6\text{Li}$ est un élément intéressant du point de vue diffusion quasi-élastique pour être comparée aux résultats des réactions $(p-2p)$ et $(\pi-2p)$. Pour tester et étalonner notre dispositif expérimental et la validité des résultats, nous serons obligés de passer l'hydrogène qui est bien connu. Suivant la région de diffusion explorée, nous serons amenés à employer une résolution variable, la résolution la meilleure étant réservée surtout à résoudre les pics de diffusion inélastique.

Le taux de comptage escompté par bande de 1 MeV et sur le trou du collimateur au centre du tuyau est $\approx 2.500 \pi^-/\text{sec.}$ sans amélioration. Avec l'amélioration du faisceau primaire (Annexe C), nous pensons avoir $10^4 \pi^-/\text{sec.}$ par bande de 1 MeV. Les sections efficaces des diffusions élastiques, quasi-élastiques et inélastiques se situent entre ≈ 1 et $\approx 10 \text{ mb/sr.}$ Pour $1 \text{ mb/sr, } 10^{23} \text{ atomes/cm}^2$ dans la cible, un angle solide de 10^{-3} sr, il y a environ 3 événements par minute au minimum. Sur cette base, nous pouvons passer un nuclide entre 1 et 2 semaines.

Nous demandons donc 100 shifts comme utilisateur principal pour réaliser ce programme. L'installation et les premiers réglages peuvent se faire comme parasite du canal μ ou du 70 MeV en π^- .

REFERENCES

- 1) R.M. Frank, J.L. Gammel et K.M. Watson, Phys.Rev. 101, 891 (1956).
- 2) V.P. Dzhelepov, V.G. Ivanov, M.S. Kozodaev, V.T. Osipenkov, N.I. Petrov et V.A. Rusakov, Soviet Phys. (J.E.T.P.) 4, 864 (1957).
- 3) T. Ericson, Rapport CERN 28-63.
- 4) L.S. Kisslinger, Phys.Rev. 98, 761 (1955).
- 5) W.F. Baker, H. Byfield et J. Rainwater, Phys.Rev. 112, 1773 (1958).
- 6) K.M. Mc Vay et L. Van Hove, Phys.Rev. 125, 1034 (1962).
- 7) T.A. Fujii, Phys.Rev. 113, 695 (1959).
- 8) R.M. Edelstein, W.F. Baker et J. Rainwater, Phys.Rev. 122, 252 (1961).
- 9) Y.A. Budagov, P.F. Ermolov, E.A. Kushnirenko et V.I. Moskalév, Soviet Phys. (J.E.T.P.) 15, 824 (1962).
- 10) F.P.G. Valckx, E.S. Gelsema et M. Kruiskamp, Nuovo Cimento XXIII, 1005 (1962).

ANNEXE A

MESURE DE L'ENERGIE D'UNE PARTICULE INDIVIDUELLE DANS UN FAISCEAU
AU SC PAR LA METHODE DE CHAMBRE A ETINCELLES AVANT ET
APRES UN ALLANT DE DEVIATION

Dans les "Minutes of the second meeting of the Nuclear Structure Physics Committee on 16 October, 1964", il est affirmé ce qui suit :

"In those cases where the energy resolution of the beam is too poor, one should apply the method of determining the energy of the individual incoming particle with some spark chambers, before and after the beam deflecting magnet. This method, normally applied in high-energy physics, should allow an improvement by about one order of magnitude in momentum resolution without loss in intensity."

L'objet de cette note est d'examiner le domaine de validité d'une telle affirmation.

Nous n'examinerons pas le problème de la précision nécessaire pour étudier des trajectoires dans un champ magnétique donné, mais nous examinerons uniquement l'influence de la matière des hodoscopes (chambres à étincelles), sur la précision de la mesure.

Une erreur sur l'angle ϑ de déviation des particules dans un champ magnétique entraîne une erreur sur l'énergie cinétique

$$\delta E_{\text{cin}} = \beta p \frac{\delta \vartheta}{\vartheta} .$$

Si l'erreur sur l'angle ϑ de déviation provient uniquement de la diffusion multiple, la largeur totale à mi-hauteur $(\Delta E_{\text{cin}})_{1/2}$ en résultant est

$$(\Delta E_{\text{cin}})_{1/2} = 2,36 \frac{p\beta}{\vartheta} < \delta \vartheta_{\text{proj}}^2 >^{1/2} \text{ multiple scattering}$$

d'où

$$(\Delta E_{\text{cin}})_{1/2} \approx \frac{35,4 \cdot (1 + \epsilon)}{\vartheta} \cdot \sqrt{\frac{L}{L_{\text{rad}}}} \text{ en MeV.}$$

Supposons que l'on veuille une précision de 1 MeV pour E_{cin}

$$\frac{L}{L_{\text{rad}}} \approx \frac{\vartheta^2}{(35,4)^2 (1 + \epsilon)^2}.$$

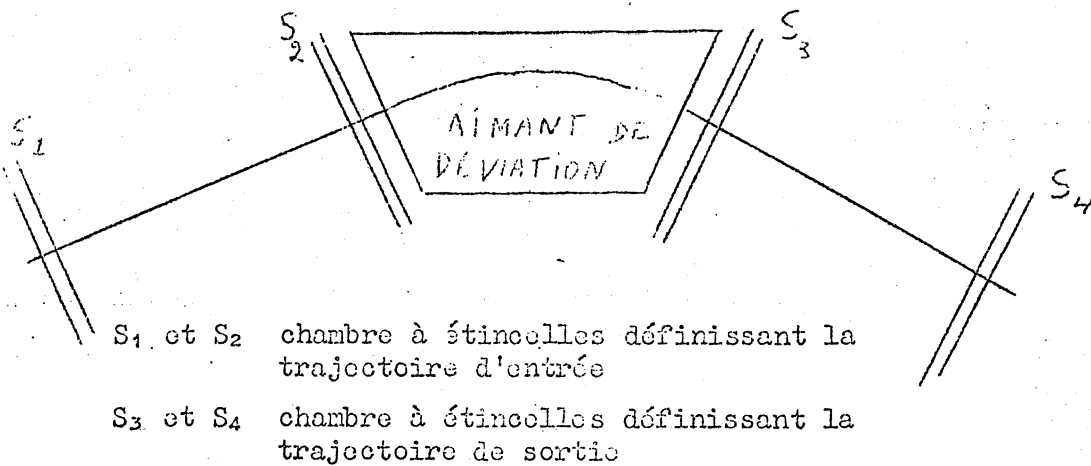
Les aimants utilisables au SC permettent d'employer $\approx 1/2$ radian comme valeur de l'angle ϑ de déviation

$$\frac{L}{L_{\text{rad}}} \approx 3,1 \times 10^{-4}.$$

Avec les matériaux "conventionnels" employés pour la construction des chambres à étincelles, on obtient une épaisseur de matière

$$L < 10 \text{ mg/cm}^2.$$

Le schéma de l'expérience proposée par le NSPC revient à ceci :



avec les deux conditions suivantes :

- a) de S_1 à S_4 le vide, d'où construction d'une chambre à vide de 3 à 4 mètres de long;
- b) S_1, S_2, S_3, S_4 , chambres à étincelles avec 4 parois (S_2 et S_3) d'épaisseurs totales $\leq 10 \text{ mg/cm}^2$; ce qui impose de construire des chambres à étincelles avec des parois dont l'épaisseur ne dépasse pas $2,5 \text{ mg/cm}^2$, montées dans l'enceinte à vide. Pour ne pas être soumis à des conditions aussi strictes, il faudrait utiliser un angle ϑ de déviation de 1 radian : dans ce cas on gagnerait un facteur 4 sur l'épaisseur des parois des chambres à étincelles.

A moins d'employer des chambres à grilles, on ne peut mettre des chambres à étincelles à parois minces dans le vide.

Si l'on fait des tanks à vide séparés entre S_1 et S_2 , entre S_2 et S_3 et entre S_3 et S_4 , de façon à faire marcher les chambres à étincelles dans l'air, on introduit 4 parois supplémentaires devant tenir le vide d'épaisseur non négligeables devant les conditions imposées.

Notre conclusion est que cette méthode demande une mise en oeuvre pour le moins délicate pour répondre aux caractéristiques demandées et que l'affirmation citée au début est une illusion quant à son application avec les chambres à étincelles de type courant.

ANNEXE B

PERFORMANCES D'UNE ANALYSE MAGNETIQUE AU SC

Il nous faut pour cette expérience un monochromateur d'analyse des particules avant la cible et un spectromètre d'analyse après la cible. En rendant l'ensemble achromatique, nous augmentons la luminosité (Annexe D) et en utilisant deux aimants MC nous pouvons rendre l'ensemble symétrique. Pour des raisons d'optique les aimants doivent être corrigés par des "shims"; pour que cette correction reste valable dans la bande d'impulsion utilisée, il faut que les aimants ne soient pas saturés, ce qui limite l'angle Ω de déviation à $\approx 35^\circ$.

Un spectromètre symétrique, constitué par un prisme magnétique à entrée et sortie normales aux rayons, a un pouvoir séparateur

$$\frac{\Delta_{1/2} p}{p} = \frac{\Delta_{1/2} \rho}{\rho} = \frac{\Delta_{1/2} x}{2\rho} \quad \text{avec} \quad \frac{\Delta_{1/2} p}{p} = \frac{\Delta_{1/2} E_{\text{cin}} \times \gamma}{m \cdot (\gamma^2 - 1)},$$

si $\Delta_{1/2} x$ est la grandeur de la fente objet. La longueur l séparant chaque foyer de l'extrémité du prisme magnétique est $l = \rho \cdot (1 + \cos \Omega) / \sin \Omega$; pour $\Omega = 35^\circ$, $\Delta_{1/2} x = 1$ cm, $l = 4,85$ mètres et pouvoir séparateur $\approx 6 \cdot 10^{-3}$. Vu la place disponible dans la salle de neutrons, les dimensions sont prohibitives.

Faute d'aimants plus grands qui permettraient d'augmenter Ω , il faut envisager un spectrographe magnétique ayant un élément focalisant supplémentaire : examinons les propriétés au 1er ordre d'un ensemble constitué par une paire de quadripôles devant un prisme magnétique; l'objet étant placé au foyer d'une lentille de longueur focale f ,

$$\frac{\Delta_{1/2} p}{p} \approx \frac{\Delta_{1/2} x}{f \sin \Omega},$$

avec une image distante de $l = \rho / \text{tg } \Omega$; pour $\Omega = 35^\circ$, $\Delta_{1/2} x = 1$ cm,

$d = 3$ mètres, $f = 3,3$ mètres, on a un pouvoir séparateur de $\frac{1}{200}$, si l'angle entre la face d'entrée et la direction du faisceau est de 7° . Cette solution conduit à des encombrements compatibles avec la grandeur de la salle de neutrons. Avec un tel ensemble, l'angle de diffusion des pions sur la cible est suffisamment défini et l'acceptance obtenue correspond à l'émittance de la fonte de définition du faisceau incident.

ANNEXE C

OPTIQUE DU FAISCEAU A LA SORTIE DU SC

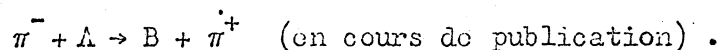
Faisceau

Les qualités d'intensité, de résolution sont des facteurs déterminant de cette expérience. Nous apportons des améliorations d'une part avec notre spectromètre et, d'autre part, par la disposition du faisceau que nous avons étudié. Ces caractéristiques du faisceau et du spectromètre ne sont pas choisies indépendamment l'une de l'autre, mais font l'objet d'une adaptation réciproque. Notre but est d'atteindre avec le SC actuel une résolution en énergie qui atteindra le MeV dans une gamme d'énergie variable de 100 à 300 MeV, alors que les faisceaux habituels du SC présentent une dispersion en impulsion de l'ordre de 5 à 6% et sont à énergie pratiquement fixe.

Variation en énergie du faisceau

La variation continue en énergie dans une grande gamme d'un faisceau de π^- du SC a été accomplie l'année dernière, pour la première fois, avec l'aimant MS1 prêté temporairement par le NPA - 62 cm de longueur utile, 5000 g maximum -. Nous avons obtenu par réglage simultané de l'azimut de la cible et du champ dans MS1 un faisceau de π^- variable de 100 à 300 MeV avec une intensité ne variant pas même d'un facteur deux dans toute cette gamme, ce qui provient de l'utilisation à toutes les énergies des π^- produits à 0° .

Ce faisceau a été utilisé à la recherche du double échange de charge :



Nous pensons conserver la disposition essentielle de ce faisceau et, à cet effet, nous avons prévu, avec la collaboration de Petrucci et l'appui de la Division MSC, un aimant spécialement destiné à l'extraction à énergie variable des pions du SC dans un canal fixe.

Choix du canal 125 MeV

Notre choix s'est porté sur le canal 125 MeV quoique le canal μ eût été aussi une bonne solution, mais le canal μ est occupé par deux utilisateurs pour qui la série de quadripôle est nécessaire. L'utilisation du canal μ , modifié à ce dernier arrêt de la machine par adjonction d'un aimant de déviation contre la fenêtre, bloque physiquement les canaux 200 MeV et 150 MeV, et laisse pratiquement libre le canal 125 MeV. Ce canal est le seul canal encore suffisamment près du canal μ pour qu'il soit possible d'injecter un faisceau d'énergie variable de 100 à 300 MeV de façon continue sans permutation du sens de rotation des protons dans le SC et ceci pour les deux sens de rotation des protons (voir tableau).

Le canal 70 MeV reste avec notre disposition, exactement sans modifications, aussi bien sur la plate-forme que dans la salle des neutrons.

Dans la salle des neutrons l'utilisation du canal 125 MeV permet de résoudre notre problème d'encombrement sans que ni les utilisateurs du canal μ , ni ceux du 70 MeV, aient à démonter ou déplacer leur équipement.

Un point reste à éclaircir : il est désirable que l'installation de notre canal, celui du 70 MeV et du canal μ , n'entraîne que le minimum de manipulations d'éléments sur la plate-forme qui n'est malheureusement toujours pas desservie par le pont roulant et est assez active.

La solution où rien ne serait à déplacer pour passer d'une expérience à l'autre, à part la position de cible dans la machine, serait idéale. Ce n'est pas possible avec la disposition nouvelle du canal μ auquel un aimant a été ajouté contre la fenêtre de sortie du SC et dont le retour de culasse est placé du côté du 125 MeV. Nous proposons une

solution la compatibilité permanente permettant l'absence de manipulations sur la plate-forme. L'aimant du canal μ serait retourné de telle sorte que sa culasse soit dans la direction du "probe target", ce qui entraîne la suppression de la 5ème lentille du canal μ , elle regue de l'aimant avec les quatre premières lentilles de 35 cm, (voir figure).

Des tests sont prévus pour comparer ces deux dispositions du canal μ . Un résultat favorable de ceux-ci permettrait d'envisager de laisser les trois faisceaux en place, essentiellement sans manipulations dans la zone radio-active pour passer d'un utilisateur à un autre.

Résolution en énergie du faisceau

Le faisceau précédemment utilisé ne pouvait pas être focalisé en une tâche bien inférieure à 50 cm² à 3 m des dernières lentilles. Sa dispersion en impulsion atteignait 10%, une partie de cette dispersion provient de l'ouverture du canal μ , 20 cm, au lieu des 14 cm des autres canaux, ce qui accroît l'intensité par un facteur ~ 3 , mais aussi les aberrations.

Cette situation est habituelle au SC et nous devons sensiblement l'améliorer avant de pouvoir entamer notre programme de physique nucléaire.

A partir d'un faisceau étalé en énergie et en position, il est possible d'installer un faisceau mieux défini en reprenant par une fente une zone étroite que l'on analyse par un monochromateur.

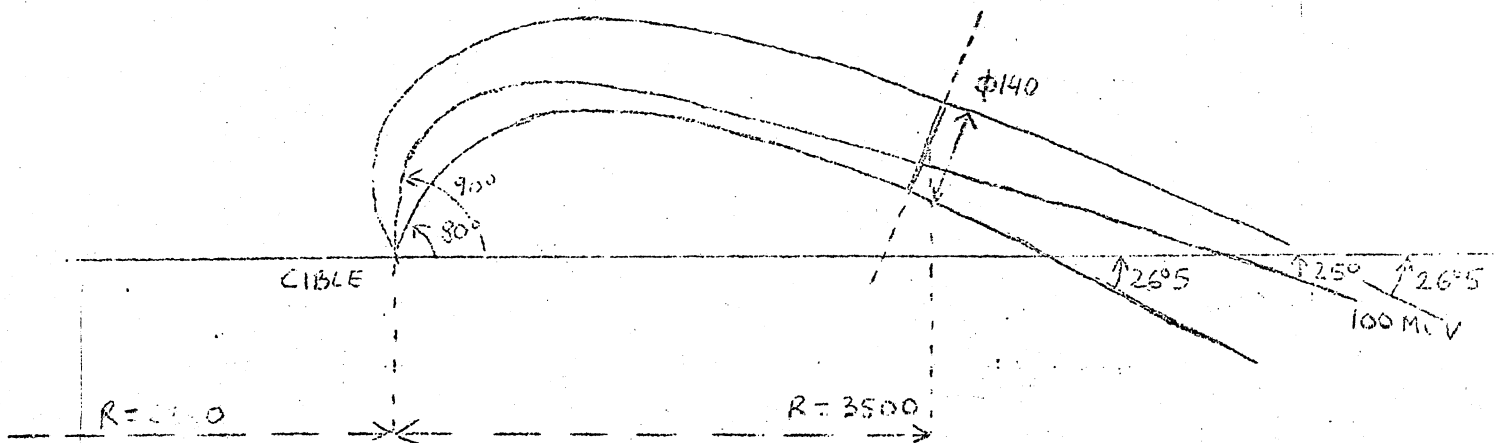
Cette solution est générale (elle est à la base des faisceaux séparés) et nous l'adopterons. Cependant, la séparation physique par la méthode de l'analyse magnétique entraîne une perte d'intensité égale au rapport entre la dispersion $\Delta E_{\text{initial}}$ de l'illumination de la fente d'entrée et ΔE_{final} , dispersion acceptée pour l'expérience.

Un faisceau produit à partir d'une cible interne subit obligatoirement une analyse magnétique dans l'aimant du SC, de l'ordre de 90° et, de ce fait, le faisceau de pions à la sortie du champ de la machine a déjà été analysé en impulsion.

Si cette analyse n'était pas entachée d'aberrations nous aurions déjà un $\Delta E_{\text{initial}}$ étroit. Tel n'est pas le cas actuellement, mais nous pensons apporter une solution à ce problème.

Analyse des aberrations d'un faisceau de π^- émis à 0° dans le SC

A la sortie du SC les faisceaux de π ne forment ni un faisceau parallèle, ni même un faisceau conique. Ils sont doués d'aberrations. Les trajets dans le champ de la machine sont inégaux et dépendent de l'angle d'émission. Ce champ de fuite affecte aussi les trajectoires, (voir Fig. 1).



Aberrations d'un faisceau de 100 MeV.

Fig. 1

Si l'on place le début du canal magnétique (quadripôles ou aimants) à 3,50 du centre de la machine sur un faisceau de 100 MeV - cas de la figure - les particules qui passent aux bords de la lentille arrivent avec des angles plus grands que la trajectoire centrale; ceci revient à étaler la cible par les aberrations d'un même côté (coma), (voir Fig. 2).

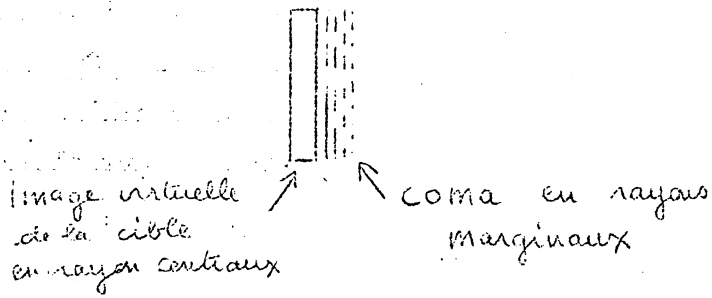
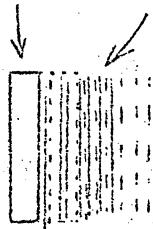


Fig. 2

Proposition de correction des aberrations

Nous pensons corriger ce défaut qui a pour conséquence de brouiller les impulsions (Fig. 3) et de rendre impossible une bonne définition en énergie, en plaçant un aimant correcteur selon le schéma suivant (Fig. 4) (la configuration de champ est schématique).

100 MeV + E 100 MeV



Étalement et superposition en énergie avec coma -

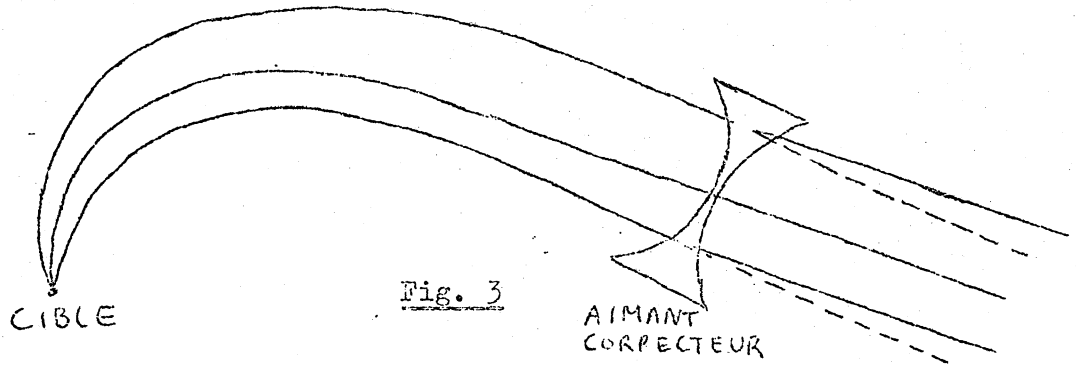


Fig. 3

Avec un champ semblable la trajectoire centrale n'est pas déviée et les trajectoires marginales sont déviées dans le même sens. Les rayons sortant seront amenés à former un faisceau parallèle ou conique, que nous savons focaliser avec des lentilles quadripolaires.

Calculons la correction minimum à apporter avec l'aimant correcteur (Fig. 4).

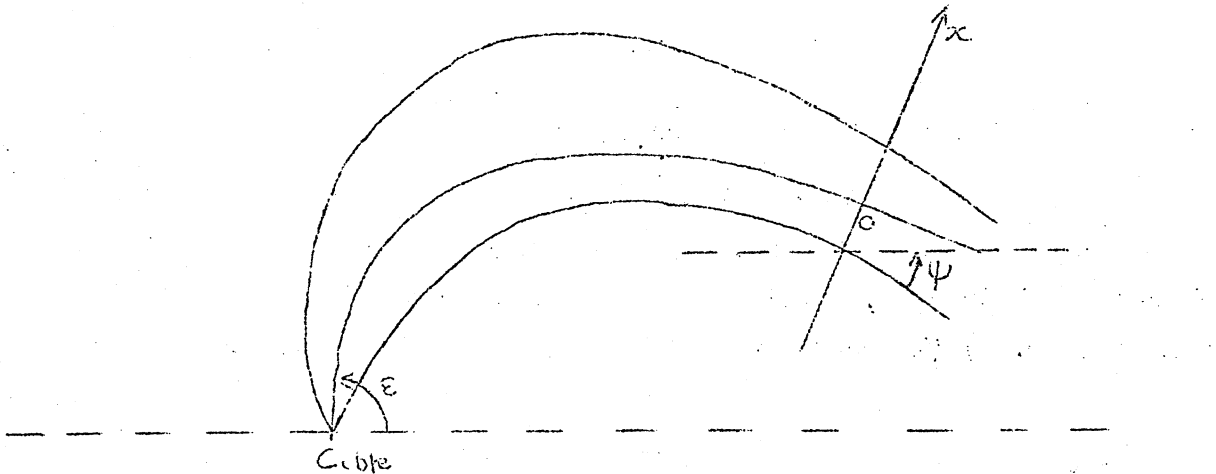


Fig. 4

Sur l'ouverture de l'aimant, plaçons comme origine l'intersection avec la trajectoire émise à 0° de la cible ($\epsilon = 90^\circ$). Soit x la coordonnée des intersections des trajectoires dans le plan horizontal de l'aimant et ψ l'angle de la trajectoire par rapport à OT .

Traçons la courbe $\psi = f(x)$: (Fig. 5)

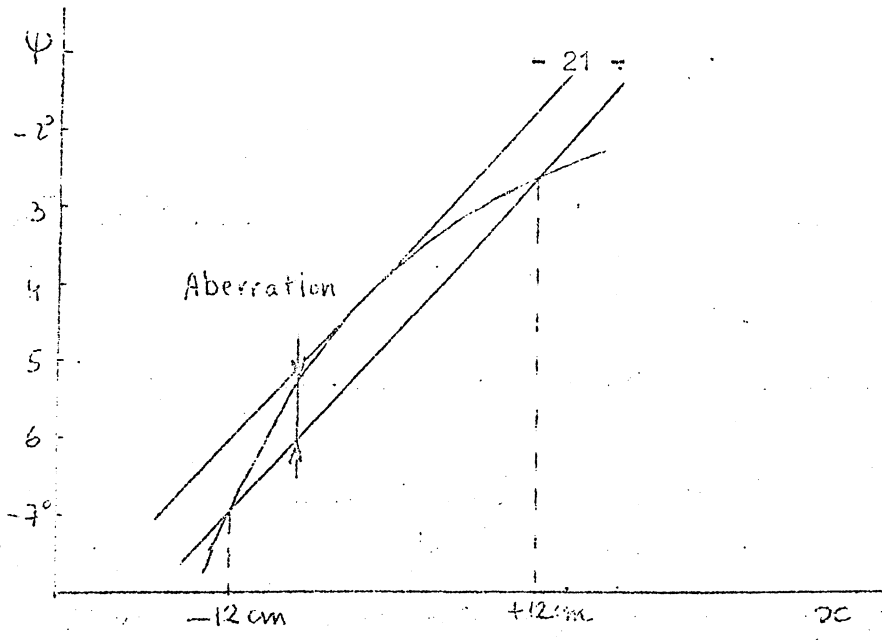
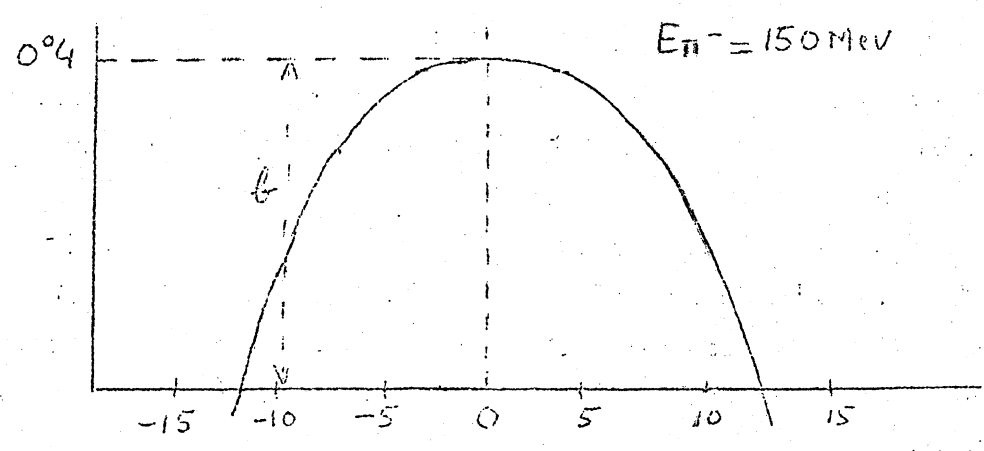


Fig. 5

Admettons que l'on veuille corriger un faisceau de ± 12 cm d'ouverture (ceci n'a rien de limitatif).

Traçons la droite passant par les points correspondant à -12 et $+12$ cm. Cette droite représente une variation linéaire d'angle avec la cote x ; c'est la représentation à une constante près (ici -5°) de la déviation produite par des lentilles quadripolaires sans aberration. Les -5° correspondent à une rotation d'ensemble que l'on réalise aussi avec l'aimant spécial de déflexion.

L'aberration est représentée par ce que les quadripôles ne peuvent pas faire, c'est-à-dire la différence d'angle $\Delta\phi$ représentée par la différence des ordonnées de la courbe et de la droite, ou toute autre droite parallèle, telle que la parallèle tangente. Traçons cette courbe en fonction de x :



Cette courbe est très sensiblement une parabole, à partir de 100 MeV environ; on le vérifie par un tracé des rayons par le programme SCOPT à quelques % près.

La correction sera obtenue par une déviation de la forme $\Delta\psi = ax^2 + b$.

La déviation b est une déviation d'ensemble qui peut être absorbée par une déviation équivalente de l'aimant de déflexion.

Il nous suffit donc de réaliser un champ tel que $\int B(x)dz = ax^2 + b$. Le champ correcteur est donc un champ sextupolaire.

Valeurs numériques des aberrations
dues au champ de la machine

Pour un faisceau de 20 cm d'ouverture totale, on trouve par le calcul :

$E\pi^-$	$\Delta\psi$ centre à bord	$\int B(10)dz$
100 MeV	17,5 mr	118 g x m
150	7	65
200	4	49
300	3,5	53

L'erreur relative de déviation égale à l'erreur relative en dp/p provoquée par les aberrations précédentes sera donc dans la gamme de 100 à 300 MeV de 5 à 1%. Il importe donc de corriger cette aberration pour descendre au MeV sans perdre de l'intensité. Cette correction faite, il sera probablement utile de réduire les dimensions de la cible dans le SC. Nous pensons prendre une cible de Be de dimensions : $dR = 1 \text{ mm} \cdot Rd\theta = 40 \text{ mm}$ $dz = 10 \text{ mm}$. L'aimant de déviation a été dessiné par M. PETRUCCI qui traite aussi de l'aimant sextupolaire de correction. Les calculs ont fait appel au programme SCOPT dû à l'obligeance de M. SKAREK (dessin aimant sextupolaire).

Disposition du faisceau

À partir de la fenêtre de la machine on trouve successivement l'aimant spécial de déviation à 350 cm du centre du SC, placé entre les bobines de la machine, l'aimant sextupolaire de correction des aberrations quadratiques, l'aimant de correction de déviation verticale du faisceau (Note MSC/24/1674, 25.11.63, de DICK, di LELLA, FLEVRANS, SPIGHEL, et deux quadripôles.

Cet ensemble remplit pratiquement l'espace disponible entre la fenêtre du tank à vide et le mur (dessin faisceau à énergie variable).

L'ordre dans lequel nous trouvons les aimants n'est pas arbitraire. L'aimant de déviation est calculé avec une culasse capable d'accepter le champ de fuite de l'ordre de 1000 g qui règne entre les bobines du SC. L'aimant sextupolaire possède en son centre une ligne neutre qui doit coïncider avec la ligne de faisceau; cette ligne n'est fixe qu'après l'aimant de déviation qui doit être orienté en fonction de l'énergie et de la direction de sortie des pions du SC de + 12 à - 20°. La correction qu'il apporte ne peut être qu'une fonction de la cote d'incidence x des trajectoires des pions qui ne doivent pas s'être recoupées avant de l'atteindre. Il sera donc placé immédiatement après l'aimant de déviation. Il sera suivi de l'aimant de correction vertical nécessaire du fait que le plan de symétrie magnétique du SC ne coïncide pas avec le plan horizontal passant par l'axe du tuyau. Ceci est suffisant pour diminuer la transmission du faisceau dans le tuyau et perturber l'optique dans la salle des neutrons.

Les deux quadripôles focalisent alors le faisceau qui semble provenir de deux sources virtuelles T_H et T_V pratiquement confondues à environ cinq mètres du premier quadripôle. Cette distance est beaucoup plus grande que la distance réelle à la cible, environ 2,9 m, et reflète la focalisation apportée par l'aimant de la machine, équivalente à une lentille convergente de 3 m de focale placée à la fenêtre de sortie. Cette circonstance favorable rend l'acceptance à partir d'une cible interne

considérable dans le plan horizontal. Cette acceptance varie de $\pm 12^\circ$ à 100 MeV à $\pm 5^\circ 5'$ à 300 MeV. L'image donnée par les quadripôles est placée au centre du mur de protection où nous plaçons une fente d'analyse de dimensions variables, 5 mm à 1 cm de largeur représentant une valeur typique. Cette fente constitue l'entrée de notre monochromateur d'analyse chargé de donner une bonne séparation en énergie sur la cible de notre expérience (voir tableau).

Luminosité et dispersion en énergie à l'entrée du monochromateur

L'ensemble de transport de faisceau à partir de la cible dans le SC, jusqu'à la fente, formé par l'aimant du SC, l'aimant spécial de déviation, et l'aimant sextupolaire, fournit une première analyse du faisceau en énergie. Ce faisceau est nécessairement sous vide. Cette analyse doit fournir la plus forte illumination de la fente avec une faible bande en énergie. Après calcul et "matching" des divers éléments du transport de faisceau nous obtenons les contributions à l'étalement en énergie ΔE_{fente} sur la fente d'entrée du monochromateur indiquée par le tableau suivant.

Ce tableau montre l'importance particulière des aberrations quadratiques sur l'étalement en énergie du faisceau extrait du SC.

Étalement en énergie ΔE fente ∞
 sur la fente d'entrée du monochromateur

E_H	$dE/d\zeta$	Erreur de largeur de cible 1 mm et largeur de fente 5 mm	ΔE_1	Erreur de diffusion multiple dans la fenêtre (0,2 mm de Nylar)	ΔE_2	Somme largeur de cible + largeur de fente + diffusion multiple	$\Delta E_1 + \Delta E_2$
100 MeV	0,14 $\frac{\text{MeV}}{\text{mm}}$	1,25 mm	0,175 MeV	2,5 mm	0,35 MeV	3,75 mm	0,525 MeV
150	0,26	1,25	0,325	2,0	0,52	3,15	0,85
200	0,42	1,25	0,525	1,55	0,65	2,80	1,2
300	0,8	1,25	1	1,25	1	2,5	2

E_H	Aberrations quadratiques $\Delta\psi$	ΔE_3	Somme largeur de cible largeur de fente aberrations quadratiques	$\Delta E_1 + \Delta E_3$
100 MeV	7,5 mm	2,45 MeV	18,75 mm	2,6 MeV
150	7	1,8	8,25	2,15
200	4	1,7	5,25	2,2
300	3,5	2,8	4,75	3,8

Le calcul suppose que les aberrations dans le plan horizontal, provenant de l'extraction du faisceau à partir du champ de la machine, peuvent être corrigées de façon satisfaisante par l'aimant sextupolaire, et que les aberrations des quadripôles seraient inférieures à celles qui n'ont été détectées qu'à partir d'un diamètre de 16,8 cm au maximum de courant 1000 A (CERN 61-12).

La correction parfaite des aberrations à l'extraction par l'aimant sextupolaire augmenterait la luminosité dans une bande d'énergie étroite par les facteurs suivants :

Compression du spectre à intensité constante par correction sextupolaire pour une fente de 5 mm

MeV	$\frac{\Delta E_1 + \Delta E_3}{\Delta E_1}$
100	15X
150	6,5
200	4,2
300	3,8

Paramètres du faisceau π^-
à énergie variable dans le canal 125 MeV

Protons - Bonne résolution en énergie

π^- MeV	MeV/c	ϑ	Azimat cible τ	ψ	Déviati aimant spécial χ	$B\ell$ $g \times m$	T_V en cm	TH en cm	L_1 FH g/cm	L_2 DH g/cm
100	- 134,731	2,35°	16,35°	- 23,94°	- 13,09°	- 1505	490	= 485	232 $g \times cm$	253 $g \times cm$
125	- 224,778	6,01°	13,00°	- 11,58°	- 4,08°	- 542	490			
150	- 253,732	8,81°	10,2°	- 2,27°	+ 2,52°	386	490	= 424	300	330
200	- 309,580	12,73°	6,3°	10,21°	+ 11°	2010	490	= 500	370	404
300	- 416,846	17,94°	1,1°	25,53°	+ 21°	5040	490	= 514	415	542

Protons - Mauvaise résolution en énergie

π^- MeV	ϑ	Azimat cible τ	ψ	Déviati aimant spécial χ	$B\ell$ $g \times m$
100	2,35°	21,35°	+ 23,94°	- 39,8°	- 4570
125	6,01°	25,0°	+ 11,58°	- 31,1°	- 4130
150	8,81°	27,8°	+ 2,27°	- 24,6°	- 3680
200	12,73°	31,7°	- 10,21°	- 16,0°	- 2920
300	17,94°	37,0°	- 25,53°	- 5,9°	- 1640
400	21,48°	40,5°	- 34,99°	0°	0

ANNEXE D

DOUBLE SPECTROMÈTRE ACHROMATIQUE

La solution entre dp/p avant diffusion sur une masse M d'un pion de masse π à l'angle ϑ , et dp'/p' après diffusion, est au premier ordre près :

$$\frac{dp'}{p'} \approx \frac{dp}{p} \times \left[1 + \frac{(\Delta E_1 + \Delta E_2)}{\sqrt{p^2 + \pi^2}} \left(1 + \frac{2\pi^2}{p^2} \right) - (1 - \cos \vartheta) \frac{p}{M} \cdot \frac{p}{\sqrt{p^2 + \pi^2}} \right],$$

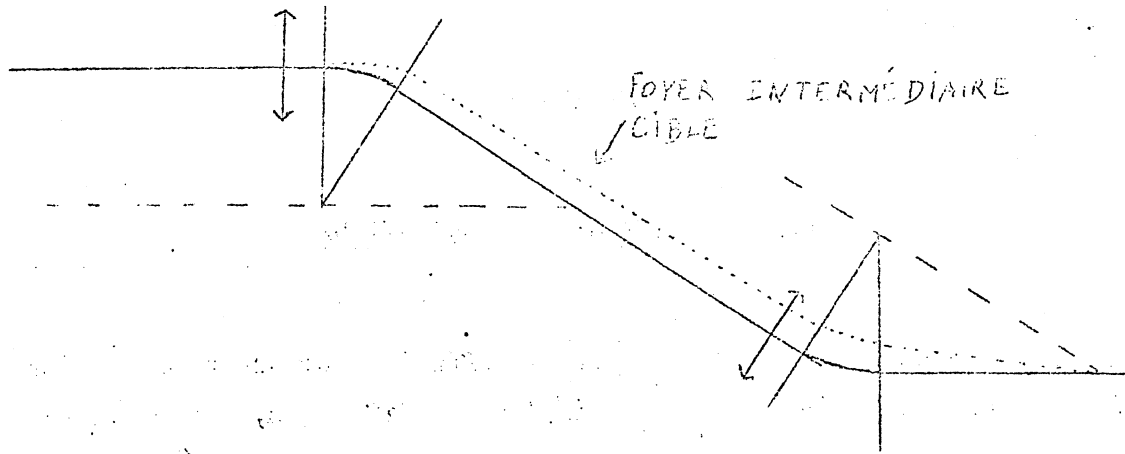
si ΔE_1 est l'énergie d'excitation du noyau M et ΔE_2 le ralentissement dans la cible; ou $dp'/p' = dp/p (1 + \epsilon)$, ϵ pouvant atteindre 10 à 15% dans nos conditions.

Pour que la validité de l'achromatisation du double spectromètre reste quelque soit la diffusion, la condition nécessaire est $\epsilon = 0$. Cette valeur non nulle de ϵ limite le nombre de bandes d'énergie $\Delta_{1/2} E$ égales à la résolution que l'on peut prendre, si l'on veut garder la résolution du double spectromètre égale à $\Delta_{1/2} E$; ou, d'un autre point de vue, elle contribue à un léger élargissement de la réponse du double spectromètre proportionnel aux nombres de bande.

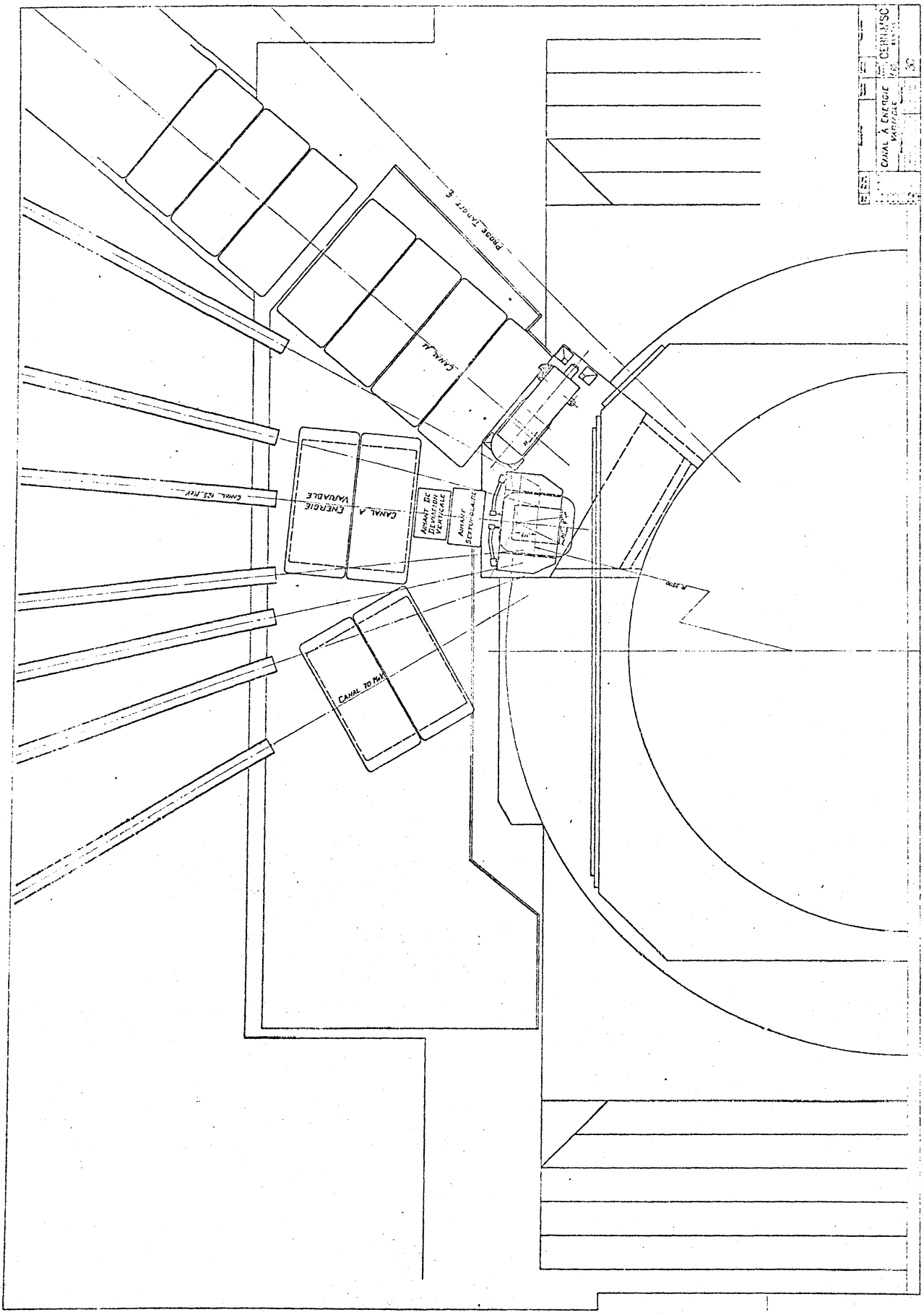
La réalisation du double spectromètre achromatique impose, dans le cas idéal schématisé par la figure, la condition supplémentaire :

$$\rho = f \sin \Omega$$

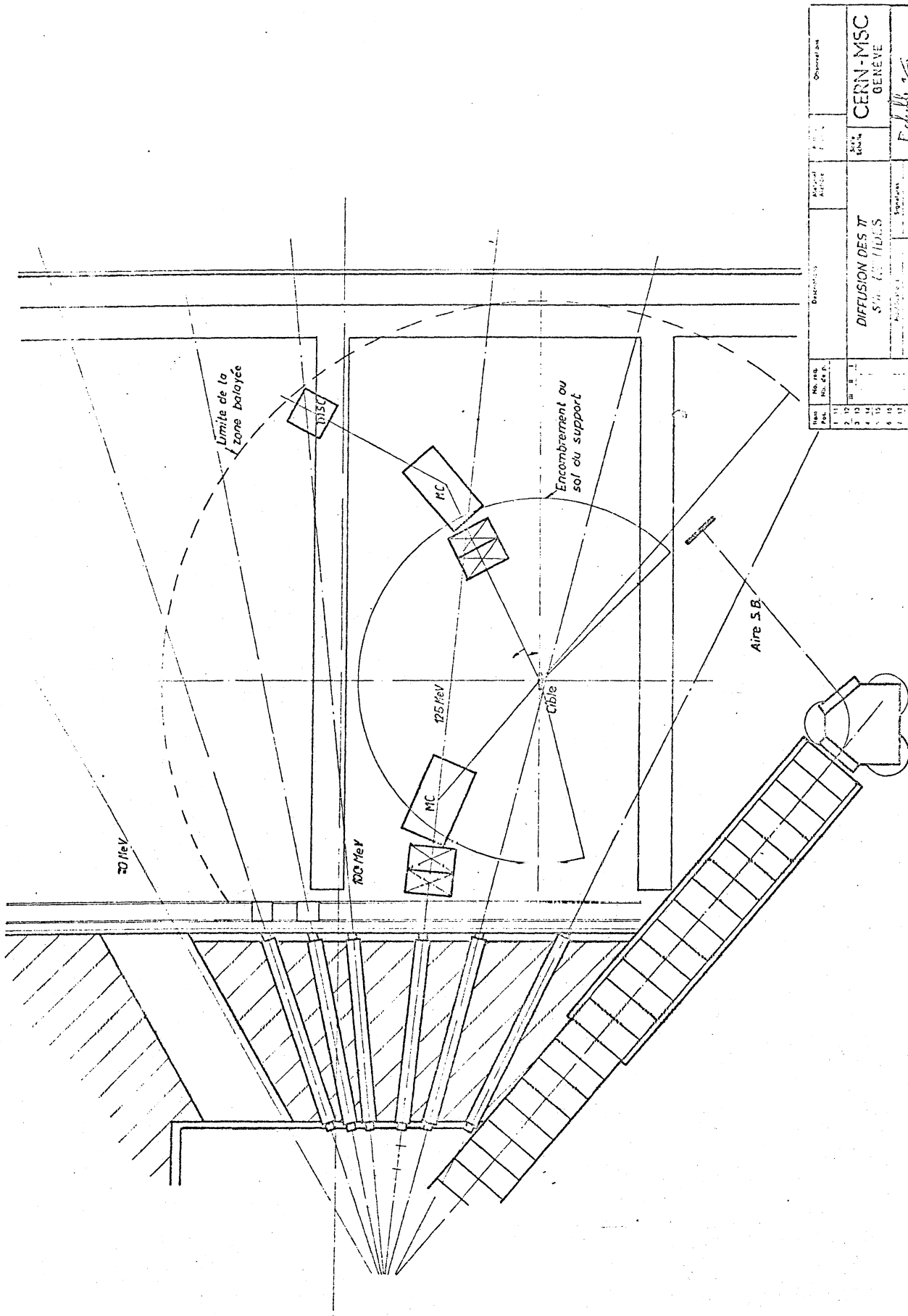
Avec le choix des paramètres de l'Annexe B, cette condition est satisfaite.



Pour avoir les propriétés optiques désirées, l'étude plus précise des champs des MC sera nécessaire.



CANAL A ENERGIE VARIABLE	
DESIGN	SC
DATE	
SCALE	
PROJECT	
DRAWN BY	
CHECKED BY	
APPROVED BY	



No. reg. / No. de p.		Description		Auteur / Article		Ouvrage / Int.	
1	11						
2	12						
3	13						
4	14						
5	15						
6	16						
7	17						
8	18						
9	19						
10	20						

DIFFUSION DES π^+
SR π^+ ILLUS

CERN-MSC
GENÈVE

Echelle 1/50