



CM-P00073427

PH III-68/32
le 23 avril 1968

COMITE DE PHYSIQUE III

LETTRE D'INTENTION CONCERNANT L'ETUDE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE $p-^3\text{He}$
ET L'ETUDE DE LA DISSOCIATION COHERENTE DE ^3He
AVEC DES PROTONS DE 600 MeV

par

J. Combe (CERN-Clermont-Ferrand), E. Dahl-Jensen (CERN),

J. Gardès, L. Meritet, M. Querrou,

(Laboratoire de Physique Nucléaire - Clermont-Ferrand),

P. Siffert (Département de Physique des Rayonnements et
d'Electronique Nucléaire du Centre de Recherches Nucléaires - Strasbourg)

(reçu le 19 avril 1968)

* *
*

I. INTRODUCTION

Le dépouillement de l'expérience P4 ($\pi + \text{He}^4 \rightarrow \pi + \text{He}^4$ à 1,25 GeV/c) est en cours depuis maintenant quatre mois et on peut à l'heure actuelle donner les premiers résultats sous réserve de l'amélioration de la statistique.

Rappelons brièvement les conditions de cette expérience. On utilise une cible d' He^4 gazeux sous 20 atmosphères et l'on détecte les noyaux de recul dans les émulsions KO sensibles aux charges 2 mais insensibles aux charges 1. La distinction entre He^4 et He^3 de fragmentation a été réalisée cinématiquement en mesurant à parcours constant l'angle de diffusion (voir fig. 1). On a pu ainsi dresser une première courbe de section efficace différentielle et l'apparition d'un creux (voir fig. 2) en accord avec la théorie de Glauber semble se confirmer.

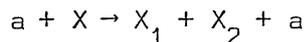
Nous souhaitons maintenant poursuivre notre étude en enregistrant le recul dans la diffusion des noyaux légers à haute énergie avec des détecteurs semiconducteurs.

Cette méthode a déjà été utilisée par Akimov (réf. 1-2). La méthode du recul a l'avantage d'une grande résolution en énergie. Avec les semiconducteurs la résolution (de l'ordre de 50 keV pour des α de 30 MeV et pour une jonction N.I.P. de 5 mm) n'est pratiquement limitée que par l'absorption dans la cible. Les avantages des semiconducteurs sont: (i) identification précise de la particule de recul dans des domaines d'énergie étendue (jusqu'à 100 MeV), (ii) la possibilité de réaliser des coïncidences sur les produits de dissociation du noyau cible à l'aide de deux détecteurs, (iii) la possibilité d'amasser une statistique beaucoup plus abondante qu'avec les émulsions.

Le champ ainsi couvert comporte:

- a) L'étude de la diffusion élastique à de très petits transferts où la diffusion Coulombienne domine, l'étude de la diffusion nucléaire "sur l'avant", l'étude des maxima et minima de diffraction jusqu'à des énergies de transfert élevées (100 MeV). Plusieurs articles théoriques récents traitent de ces sujets (voir réf. 3,4,....9).
- b) L'étude de la dissociation cohérente des noyaux légers X en deux particules chargées X_1 et X_2 détectées par les semiconducteurs (direction et énergie) en coïncidence complète l'étude de structure nucléaire que l'on peut tirer de la diffusion élastique (cf réf. 8-9) et donne des informations plus précises sur les distances internucléaires entre X_1 et X_2 et même sur la structure de ces groupements au sein du noyau.

Lors de la réaction



la situation expérimentale est claire; si l'on détermine la direction et l'énergie des fragments X_1 et X_2 émis vers 90° , l'état final de l'interaction est défini sans ambiguïté.

Nous avons choisi dans une première expérience d'utiliser une cible d' He^3 gazeux car l' He^3 est le noyau le plus simple où interviennent les corrélations ou groupement de particules.

Dans le système $3He(\frac{1}{2}^+)$ ces corrélations dépendent probablement fortement du spin. L'utilisation de pions (spin 0) comme particule d'investigation simplifie l'interprétation théorique. Néanmoins dans une première expérience et à cause des faisceaux actuellement disponibles il nous a semblé plus simple expérimentalement d'utiliser des protons de 600 MeV (1,2 GeV/c). Cette énergie est suffisante pour l'utilisation de l'approximation des hautes énergies.

De plus, l'éjection des protons se fait d'une façon intéressante pour l'utilisation des sémi-conducteurs.

Enfin les résultats obtenus sur ^3He fourniront une comparaison avec ceux déjà connus de Palevsky^{9a)} sur ^4He à une énergie du proton incident voisine. Il sera ensuite possible de recommencer la manipulation de diffusion élastique avec des pions des deux signes.

Cette lettre d'intention est signée de physiciens appartenant à trois centres différents: CERN, Clermont-Ferrand*, Strasbourg**. Ce dernier groupe apporte l'expérience propre qu'il a acquise dans la fabrication et l'utilisation des semi-conducteurs. Des expériences test qui sont nécessaires et dont nous précisons le contenu en paragraphe V, certaines seront réalisées au Synchrocyclotron de Lyon, d'autres ne peuvent avoir lieu qu'à proximité du faisceau utilisé pour l'expérience principale.

II. INTERET THEORIQUE

a) Diffusion élastique cohérente

D'après les expériences récentes de Palevsky^{9a)} sur le deuterium où le premier minimum n'est pas visible, on a avancé que l'amplitude de diffusion serait plus fortement sous la dépendance du spin dans les interactions p-noyau que dans les interactions π -noyau (cf résultats préliminaires de Fidecaro).

Si l'on néglige les effets d'échange de charge, de spin et de corrélation, la section efficace s'écrit dans l'hypothèse de Glauber et pour un noyau d' ^3He de forme gaussienne: (suite page 4)

*) Laboratoire de Physique Nucléaire,

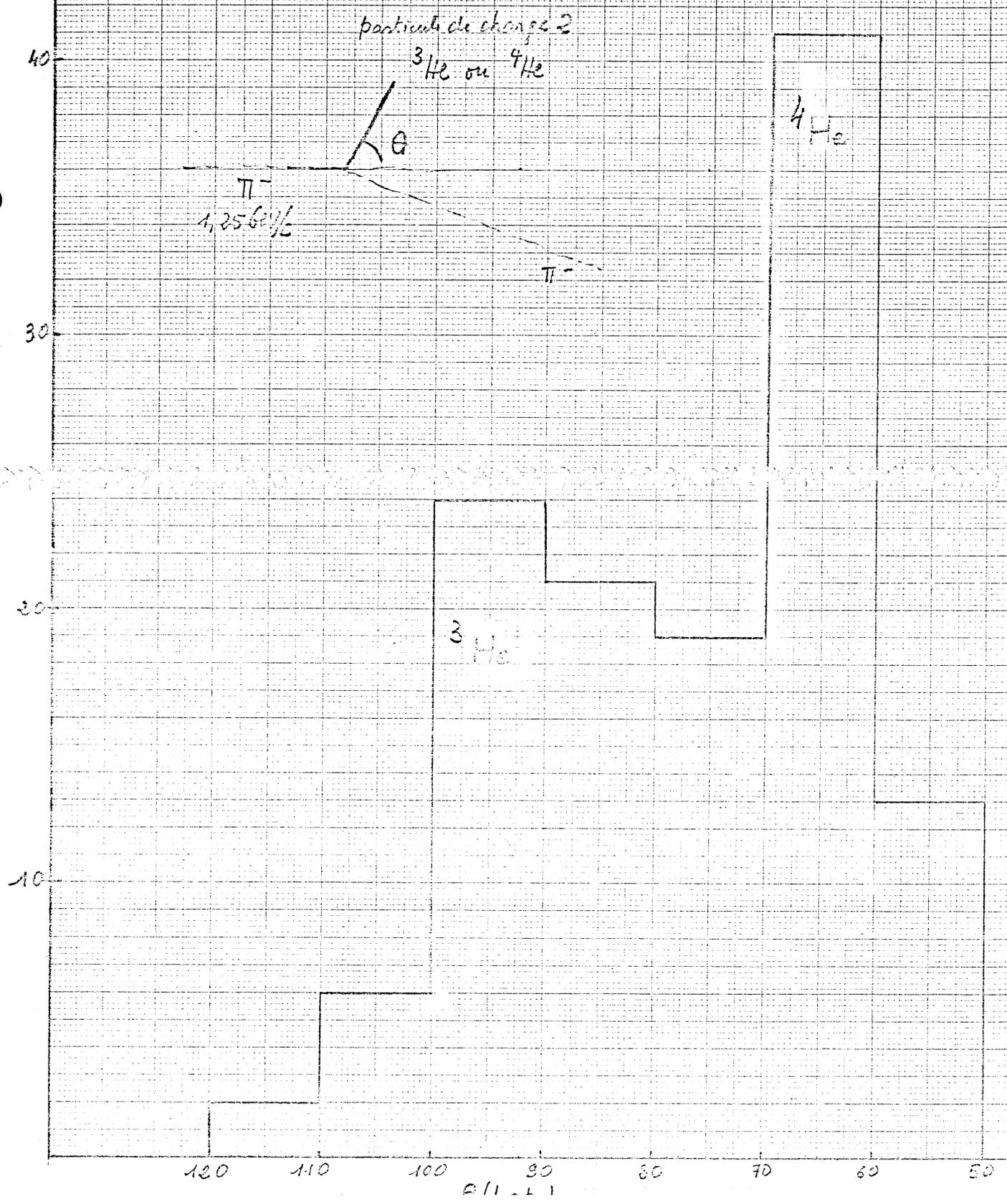
***) Département de Physique des Rayonnements et d'Electronique Nucléaire du Centre de Recherches Nucléaires.

Fig 1

DISTRIBUTION ANGULAIRE DES PARTICULES DE CHARGE 2

Nombre d'événements

DE PARCOURS 500-1000 μ



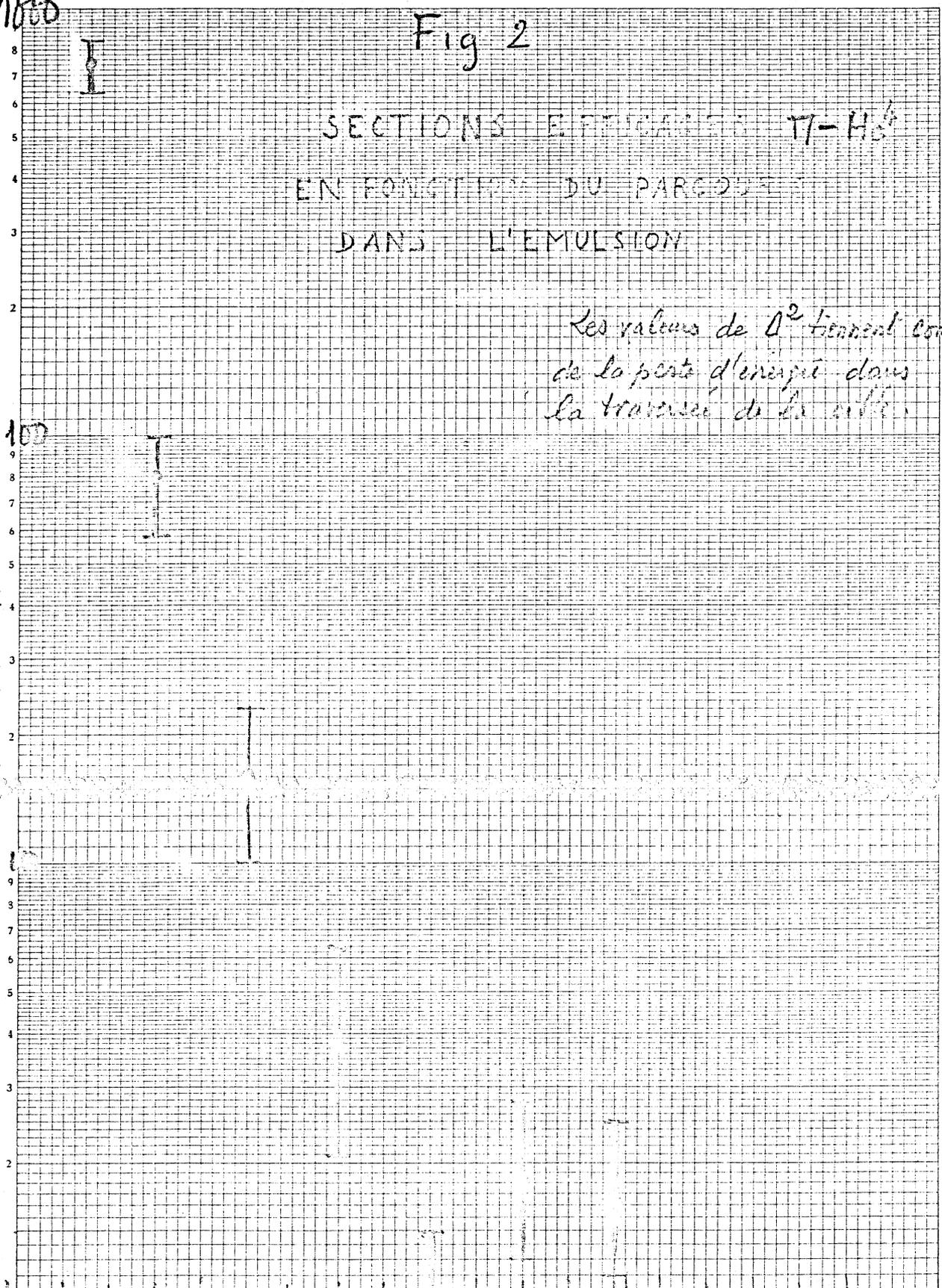
1000

Fig 2

SECTIONS EFFICACES τ -H²
EN FONCTION DU PARGE
DANS L'EMULSION

Les valeurs de Δ^2 tiennent compte
de la perte d'énergie dans
la traversée de la cellule.

SECTIONS EFFICACES (unité arbitraire)



100 200 300 400 500 600 700 800 900 Parging rate

0,106 0,203 0,285 0,387 0,410 Δ^2

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F_{\text{tot}}(\Delta^2)|^2$$

avec
$$F_{\text{tot}}(\Delta^2) = \sum f_p(\omega) e^{-\frac{(R^2 + 2a_p)\Delta^2}{4}} + f_n(\omega) e^{-\frac{(R^2 + 2a_n)\Delta^2}{4}} + \frac{i}{p} \left(\sum f_p(\omega) e^{-\frac{(R^2 + 2a_p)\Delta^2/8}{R^2 + 2a_p}} + \sum f_p(\omega) f_n(\omega) e^{-\frac{\Delta^2(R^2 + 2a_n)(R^2 + 2a_p)}{8(R^2 + (2a_n + 2a_p)/2)}} \right) - \frac{4}{3p^2} \sum f_p^2(\omega) f_n(\omega) e^{-\frac{(R^2 + 2a_n)(R^2 + 2a_p)}{R^2 + (2a_n + 2a_p)/3} \frac{\Delta^2}{12}}$$

où les amplitudes de diffusion élémentaire s'écrivent :

$$f_p(q^2) = f_p(\omega) e^{-\frac{a_p q^2}{2}} \quad f_n(q^2) = f_n(\omega) e^{-\frac{a_n q^2}{2}}$$

avec

$$f_p(\omega) = \frac{ip \sigma_p (1 - i\lambda_p)}{4\pi} \quad f_n(\omega) = \frac{ip \sigma_n (1 - i\lambda_n)}{4\pi}$$

R est le rayon carré moyen de ^3He , Δ^2 le moment de transfert total au carré (déduit de (10-11)).

On reconnaît à chaque ligne respectivement les termes de diffusion simple, double et triple. Il sera intéressant de voir dans quelle mesure ces prévisions (cf fig.3) seront à modifier suivant que les particules incidentes sont

(10)

Dans l'expérience d'Hofstadter sur la diffusion des électrons il semble bien que le facteur de forme de ^3He amorce une descente plus aigue à moment de transfert élevé ($\approx 7 \text{ fermi}^{-2}$). Bien qu'on n'ait pas de mesures à moment de transfert plus élevé, on peut supposer l'existence d'un creux comme pour ^4He ($\approx 12 \text{ fermi}^{-2}$) (12). L'explication de Csyz pour ^4He (13) fait intervenir les corrélations entre paires de nucléons. On peut reprendre les mêmes hypothèses pour ^3He et écrire que la fonction d'onde est telle que

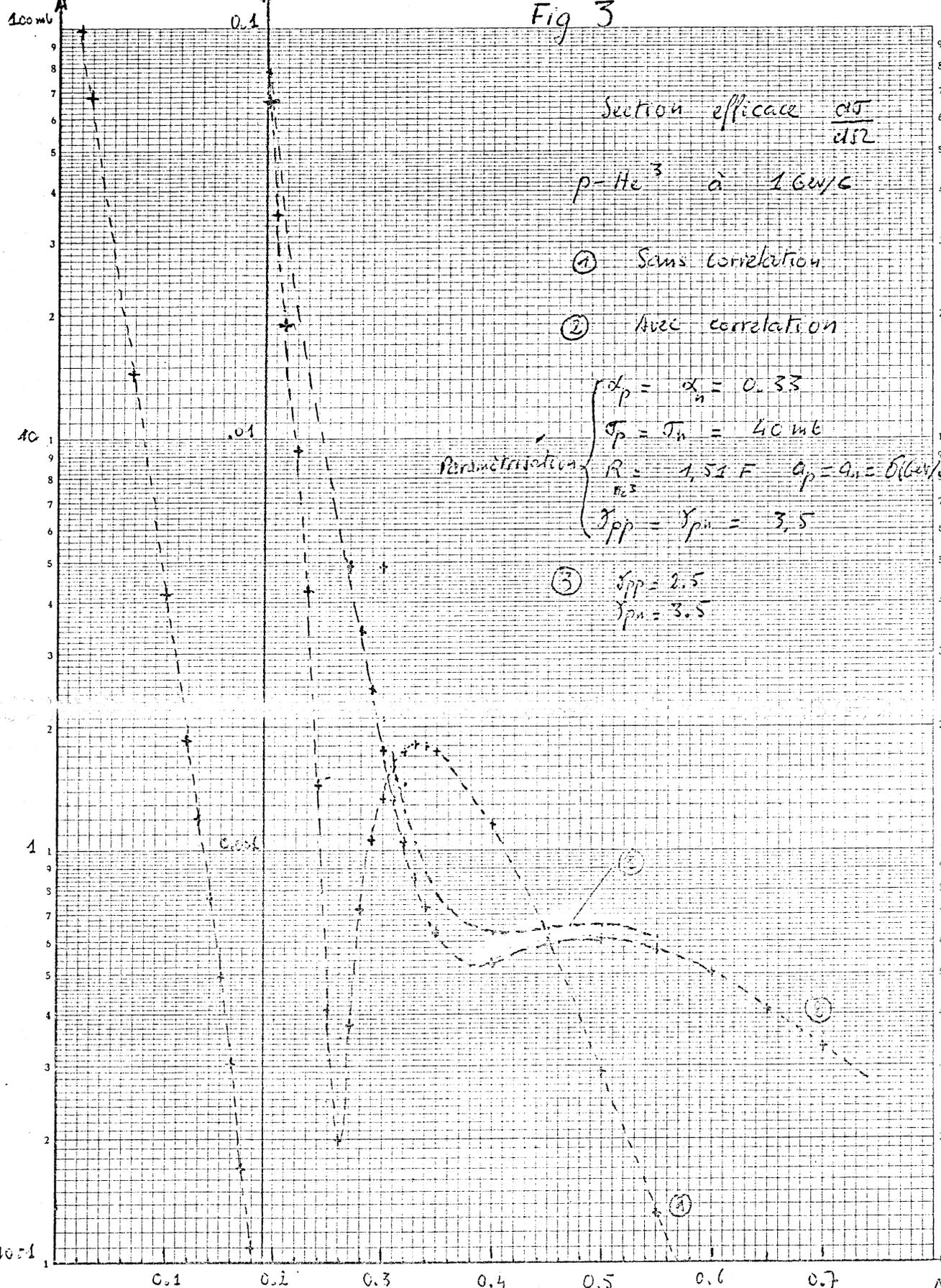
$$\Psi^* \Psi = N \prod_1^3 e^{-\frac{r_i^2}{R^2}} \prod_{i,j=1}^3 \left(1 - e^{-\frac{r_{ij}^2}{R^2}} \right) \approx N \left(\prod_1^3 e^{-\frac{r_i^2}{R^2}} \right) \left(1 - \sum_{i,j=1}^3 e^{-\frac{r_{ij}^2}{R^2}} \right) \quad (1)$$

ou de manière plus sophistiquée

$$\Psi^* \Psi = N \prod_1^3 e^{-\frac{r_i^2}{R^2}} \left(1 - c e^{-\frac{r_i^2}{R^2}} \right) \prod_{i,j} \left(1 - e^{-\frac{r_{ij}^2}{R^2}} \right) \quad (\text{cf } 14)$$

$d\sigma/d\Omega$ (mb)

Fig 3



Section efficace $\frac{d\sigma}{d\Omega}$

$p\text{-He}^3$ à $16\text{ GeV}/c$

① Sans correlation

② Avec correlation

Paramétrisation $\left\{ \begin{array}{l} \alpha_p = \alpha_n = 0.33 \\ \sigma_p = \sigma_n = 40 \text{ mb} \\ R = 1.51 \text{ F} \quad a_p = a_n = 6(\text{GeV}/c)^{-2} \\ \gamma_{pp} = \gamma_{pn} = 3.5 \end{array} \right.$

③ $\gamma_{pp} = 2.5$
 $\gamma_{pn} = 3.5$

TOCHON-LEPAGE, PARIS, ÉDITEUR.

QUADRILLÉ SEMI-LOGARITHMIQUE A 3 MODULES

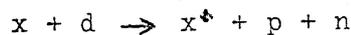
Moment
de transfert
 q^2 (GeV/c)²

Nous avons calculé la section efficace (cf fig.3) en utilisant la première fonction d'onde et en différenciant entre corrélations γ_{p-n} et γ_{p-p} . Les termes habituels de diffusion simple s'enrichissent de termes supplémentaires d'allure différente suivant que la corrélation affecte ou non le nucléon diffusé mais qui ne jouent pas de rôle important. Par contre la diffusion double est assez considérablement modifiée notamment par la corrélation affectant les deux nucléons diffusés.

La fig.3 montre que la différence avec la théorie simple est d'un ordre de grandeur parfaitement mesurable et qu'une précision de l'ordre de 5% serait suffisante nécessitant toutefois une pré-manipulation d'étalonnage avec des protons comme cible (H_2).

b) Dissociation cohérente de l' He^3 en deuton + proton

Bertocchi a déjà montré que la section efficace de dissociation du deutérium



devait présenter également un minimum de diffraction lorsqu'on est dans les conditions de l'approximation des hautes énergies (45).

et d'un proton on peut appliquer le même formalisme à la dissociation de l' He^3 en deuton et proton



Il faut cependant prendre la précaution de normaliser la fonction d'onde initiale à une valeur inférieure à 1 compte tenu du fait que l'état "proton-deuton" ne contribue que pour une part à l'état He^3 réel (cf 16). En supposant que les particules finales n'interagissent pas entre elles et sont représentées par des ondes planes on obtient l'amplitude de diffusion suivante

$$F(\vec{A}, \vec{k}) = \int d(\vec{q}) \int e^{i\vec{k}_p \cdot \vec{r}} \psi_1(\vec{r}) d\vec{r} + \int d(\vec{q}) \int e^{-i\vec{k}_d \cdot \vec{r}} \psi_2(\vec{r}) d\vec{r} + \frac{i}{2\eta p_x} \int d'q' \int d(\frac{2\vec{A}}{3} - q') \int r(\frac{\vec{A}}{3} + q') \int e^{i(\vec{q}' - \vec{k}) \cdot \vec{r}} \psi_3(\vec{r}) d\vec{r}$$

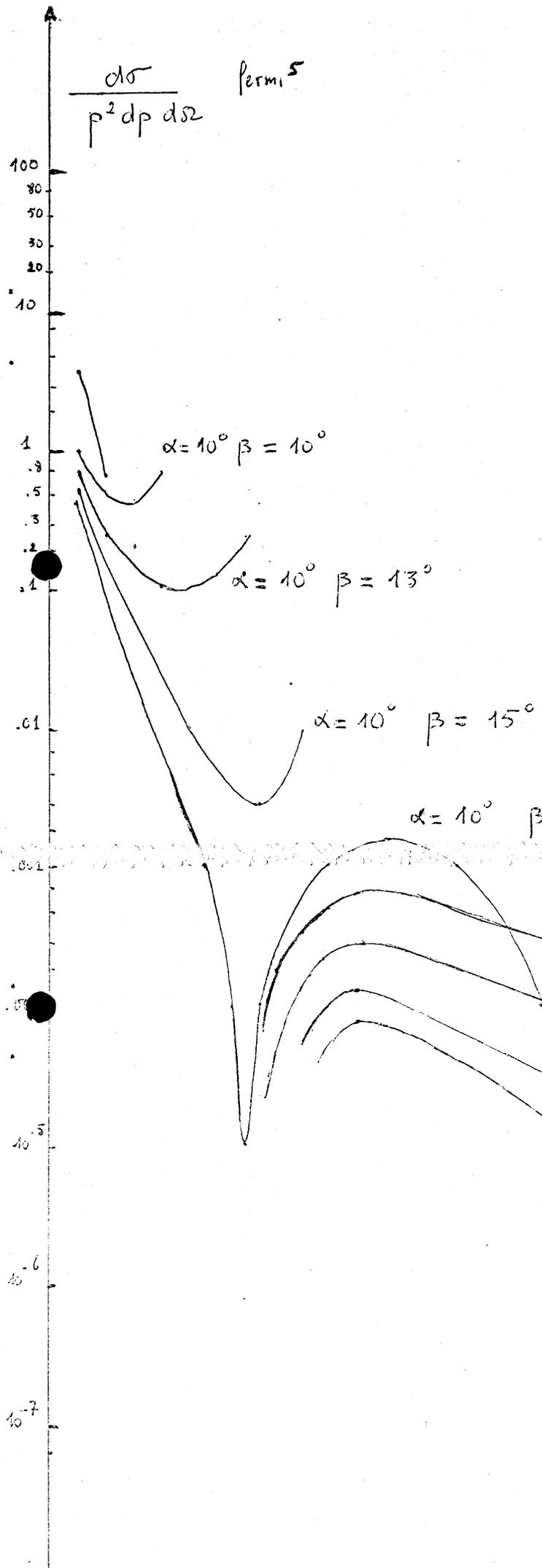
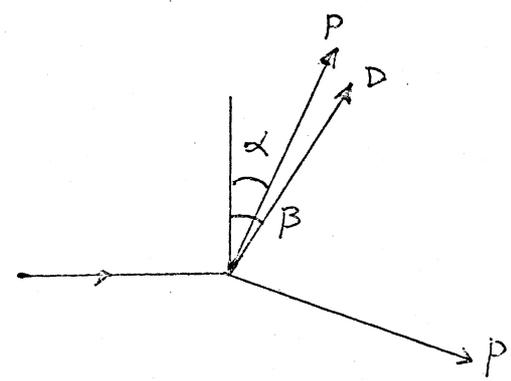


Fig 4

Section efficace de dissociation $p + \text{He}^3 \rightarrow p + d + p$ dans le plan de l'incident



$$\begin{cases} C = 30 \text{ (GeV/c)}^{-2} \\ R_D^2 = 120 \text{ (GeV/c)}^{-2} \end{cases}$$

Moment du Deuteron

ψ_i est la fonction d'onde initiale de He^3 , $\vec{q} = \vec{K}_p + \vec{K}_n = -\vec{\Delta}$ le moment de transfert total, \vec{K}_a , \vec{K}_p les moments du deutérium et du proton après le choc, $\vec{K} = \frac{\vec{K}_a}{3} - \frac{2}{3}\vec{K}_p$ f_d et f_p sont les amplitudes de diffusion simple sur le "deutérium" et le proton. Pour le "deutérium" f_d tient compte d'une diffusion double possible sur le proton et le neutron.

Avec ces remarques une forme explicite peut être :

$$F(\vec{K}, \vec{\Delta}) = i \left(\frac{2\mu\sigma}{4\pi} \exp\left(-\frac{2d^2 + R_D^2}{4} q^2\right) - \frac{P_D \sigma^2}{16\pi^2 (R^2 + 2d^2)} \exp\left(-\frac{(2d^2 + R_D^2) q^2}{8}\right) N e^{-6K_p^2} \right. \\ \left. + \frac{i\mu\sigma}{4\pi} \exp\left(-\frac{d^2 q^2}{2}\right) \times N e^{-6K_d^2} - \frac{i N \mu \sigma^2}{4\pi^2 (R^2 + 4d^2 + 4C)} \exp\left(-\frac{(5d^2 + R_D^2) \Delta^2}{9} - 6K^2 \frac{(d^2 + R^2) \Delta^2 / 3 + 2C K_{\perp}^2}{R^2 + 4d^2 + 4C}\right) \right.$$

K_{\perp} est la projection de K sur un plan perpendiculaire à la direction de l'incident. *

On a pris l'amplitude de diffusion X-nucléon sous la forme $f = \frac{i\mu\sigma}{4\pi} \exp\left(-\frac{\alpha^2 b^2}{2}\right)$ le facteur de forme de l' He^3 sous la forme $N e^{-6q^2}$, b tenant compte de la distance proton-deuton. N coefficient de normalisation qui tient compte du fait que He^3 n'est pas représentable sous la forme unique "p-deuton". Le facteur de forme du quasi deutérium est pris sous la forme $N' e^{-\frac{R^2 q^2}{4}}$

On reconnaît à chaque ligne respectivement la diffusion simple sur le deutérium, la diffusion simple sur le proton, la diffusion double sur proton-deuton (cf figure ci-après).

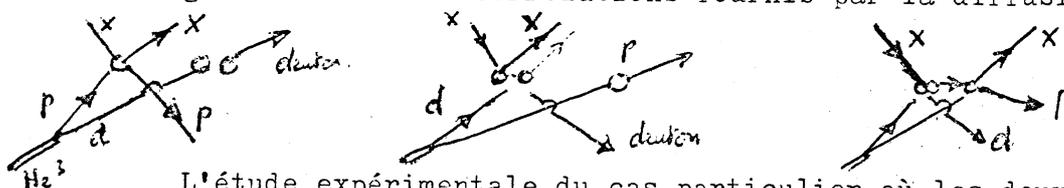
La fig.4 représente la section efficace en fonction du carré du moment du deuton dans une situation expérimentale où on détermine la direction et l'énergie des deux particules de recul. On a supposé le cas où les deux particules de recul sont dans le plan formé de l'incident et de $\vec{\Delta}$. Le creux est dû à l'interférence entre diffusion simple et diffusion double et sa position dépend notamment des distances internucléaires d-p.

Cette étude ~~ne s'explique pas~~ demande à être complétée mais elle donne des indications sur ce qu'on peut attendre de la détection en coïncidence des deux particules de recul : savoir des renseignements directs

* Plus exactement la transformée de Fourier de la fonction d'onde.

xx On a omis le terme de diffusion triple (diffusion double sur deutérium plus diffusion simple sur proton).

sur les distances internucléaires au moment du choc complétant et contrôlant les renseignements sur les corrélations fournis par la diffusion élastique.



L'étude expérimentale du cas particulier où les deux particules sont émises dans la même direction avec des vitesses voisines permettra d'évaluer le taux d'interaction dans l'état final.

III. PRINCIPES DE L'EXPERIENCE

La situation expérimentale est différente suivant qu'on s'intéresse à la diffusion élastique ou à la dissociation cohérente de l' He^3 .

a) Diffusion élastique

Le principe est simple : on identifie d'abord la particule de recul comme étant un He^3 . La mesure de l'énergie suffirait ensuite pour reconstituer la section efficace de diffusion élastique. En fait la situation est un peu plus compliquée car

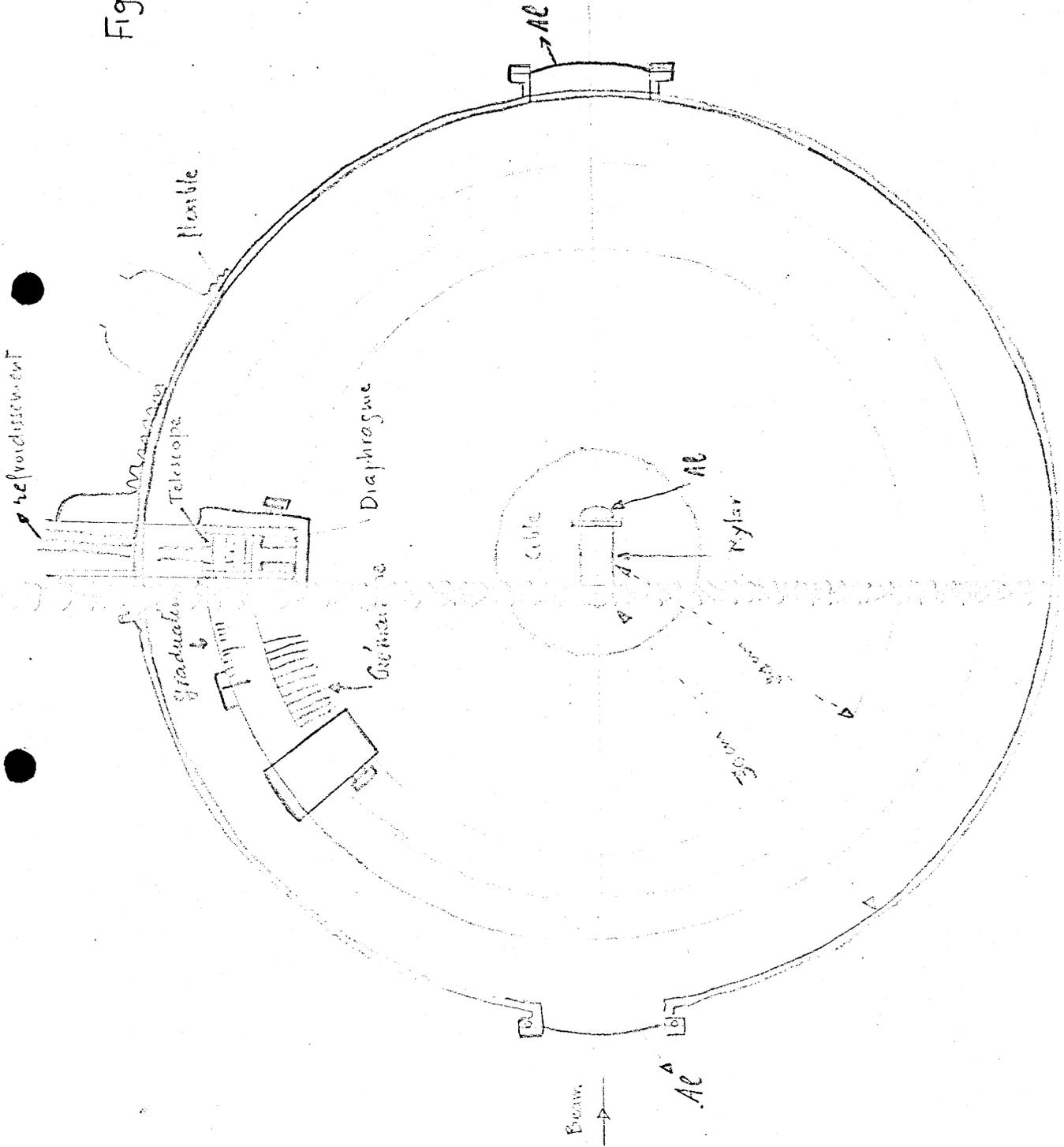
- 1) il existe un bruit de fond en He^3 provenant de l'enveloppe de la cible (production cohérente de π);
- 2) la normalisation de la section efficace n'est possible que si tous les points du détecteur voient la cible sous le même angle solide;

3) L'identification de la particule que nous faisons avec un télescope E, d'alpha, β dépend de l'angle d'émission de la particule.

Il est donc utile, pour cela, pour une série d'angles ci-dessus, de placer le détecteur à une distance suffisante de la cible et d'attribuer les déplacements de man à connaître précisément l'angle de recul. Les He^3 provenant d'alpha qui sont sélectionnés par la cinématique.

Le dispositif expérimental, tout en maintenant la même boîte support (figure 5) comporte quelques variantes suivant la valeur du moment de transfert des particules détectées.

Fig 5



Dans la région des petits moments de transfert correspondant à la diffusion coulombienne ($E_{\text{He}^3} < 3 \text{ MeV}$) la section efficace de diffusion élastique est très élevée. On peut admettre que la plupart des particules détectées sont des He^3 de recul. Un seul semiconducteur donnant l'énergie est nécessaire. Pour utiliser son pouvoir de résolution élevé il faut limiter l'absorption dans la cible. On utilise le gaz sous faible pression (0,1 atm). Le ~~semiconducteur~~ ^{détecteur} est une ^{diole} barrière de surface; il se trouve dans le gaz qui occupe tout le volume de la boîte.

De 5 à 40 MeV la section efficace de diffusion inélastique est compétitive. L'identification est nécessaire. On place derrière le semiconducteur précédent un ou deux semiconducteurs d'épaisseur plus grande. On mesure l'énergie totale de la particule qui s'arrête dans l'un de ces semiconducteurs et la perte d'énergie ΔE dans le semiconducteur précédent. La cible doit être montée en pression. On utilise un cylindre de gaz fermé par une épaisseur de mylar la plus fine possible et variable suivant la pression/ ^{utilisée} (pression jusqu'à 50 atm. et plus, mylar jusqu'à 100 μ).

Dans la région des grands transferts ($> 40 \text{ MeV}$) on utilise un seul semiconducteur épais ~~et on mesure le signal d'identification ΔE par la mesure du temps de collection des charges.~~ *et on fait une discrimination sans*

b) Dissociation cohérente

Pour définir l'état final de la réaction à trois corps $x + \text{He}^3 \rightarrow p + d + x$ il est nécessaire de connaître la direction et l'énergie de deux composants.

En choisissant de détecter le proton et le deuton de recul par des semiconducteurs en coïncidence on a l'avantage d'une bonne résolution en énergie. Par contre la méthode qui utilise la particule incidente et une particule de recul est entachée d'une incertitude importante sur l'énergie de l'incident qui risque de masquer le minimum.

Si on se fixe la position des deux détecteurs les paires proton deuton ~~identifiées~~ en coïncidence peuvent avoir des énergies variables mais sont reliées entre elles par une relation cinématique. La fig. 6 représente l'énergie du deuton en fonction de l'énergie du proton pour diverses positions

de l'angle d'émission du proton et du deuton (c'est-à-dire diverses positions des détecteurs). On note que suivant les angles il existe des énergies maximales imposées par les constantes cinématiques. Ces valeurs limitent en particulier pour les angles voisins de 90° l'exploration de la section efficace ~~vers les régions d'assez grand transfert correspondant au maximum~~ ^{à des régions d'assez petit transfert}. On a donc intérêt à se placer assez sur l'avant mais pas trop car la section efficace deviendrait trop faible pour une statistique correcte (cf fig. 4).

L'établissement de cette section efficace doublement différentielle nécessitant un flux de particules important, nous nous limitons volontairement à deux combinaisons angulaires choisies en fonction des facteurs que nous venons de signaler et de considérations théoriques. Nous prenons les deux détecteurs dans le plan de l'incident avec des angles faisant a) 16° et 13° avec la normale et b) 13° et 14° pour ~~estimer~~ ^{estimer} le taux d'interaction dans l'état final du deuton et du proton quand ces deux particules sont émises dans la même direction.

Pour le reste le dispositif expérimental est le même que celui de la diffusion élastique mais simplement doublé.

a) Vue générale

L'ensemble cible détecteurs se trouve dans une boîte cylindrique aménagée de manière à permettre un vide à 10^{-4} et un remplissage éventuel par l' He^3 sous faible pression (0,1 atm). ~~Les préamplificateurs sont refroidis par un dispositif. Les faces exposées au faisceau sont refroidies.~~

Les détecteurs se trouvent sur des supports pouvant se déplacer ^{à l'aide} sur une crémaillère autour d'un axe central O. L'angle réel du semiconducteur avec la direction de l'incident est lue sur ~~la bague~~ ^{une graduation graduée} déplaçant le support.

Les dimensions du cylindre sont calculées de manière à réserver entre la cible et le détecteur un espace suffisant pour une définition angulaire correcte (20 cm). Les préamplificateurs se trouvent à l'extérieur. De même le système de refroidissement (cryostat à l'azote liquide) des semiconducteurs

au germanium. On a aménagé des flexibles permettant l'arrivée du système de refroidissement tout en laissant une certaine liberté quant au réglage de la position des semiconducteurs. Un scintillateur plastique ^{mucl d'} un trou de diamètre inférieur à celui de la cible permet de contrôler un positionnement et un profil corrects du faisceau.

Des prise temps sont aménagées sur les détecteurs $\frac{\Delta E}{dx}$ de chaque télescope de manière à sélectionner les événements en coïncidence et éventuellement de faire la coïncidence avec le scintillateur.

b) Cible

Afin de limiter au maximum l'absorption nous adoptons une solution opportuniste suivant les domaines d'énergie. Pour les très faibles moments de la diffusion élastique, après avoir fait un vide à 10^{-4} dans la boîte, on introduit ^{dans cette boîte} de l' He^3 à 0,1 atm. Le nombre d'événements reçus est suffisant pour une statistique correcte. *Pour des moments de transfert plus élevés, nous utilisons une cible qui est placée au centre du dispositif (Fig 5).*

Les cibles sont constituées de petites cellules cylindriques de 1 cm de diamètre et de 2 cm de longueur en mylar d'épaisseur variable suivant la pression nécessaire à une statistique correcte. De telles cellules sont *parallèles à l'axe du faisceau, leur pression d'élévation est de 0,1 atm. Les faces* d'entrée et de sortie du faisceau sont en aluminium car le mylar ne résisterait pas aux flux importants utilisés (10^{15} protons). Un problème assez important est celui de la diffusion de l'Helium à travers les parois. L'hélium passant dans l'enceinte de la boîte est repompé périodiquement dans la ^{cible} à l'aide d'un compresseur.

Pour l'étude de la dissociation cohérente dont la difficulté résulte du fait qu'on doit détecter dans certains cas à la fois des protons de basse énergie et des deutons de haute énergie on est obligé d'adopter une solution moyenne. Une ~~cellule~~ cellule à ⁴ atm. avec une épaisseur de mylar de l'ordre de ³ μ semble raisonnable.

c) Semiconducteurs

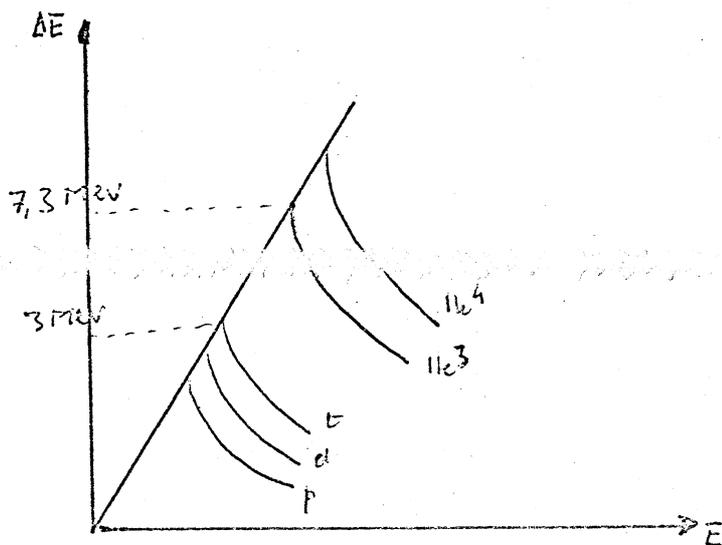
Principe général

Le principe d'identification adopté est celui du "télescope E, $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ ". Nous utilisons des jeux de détecteurs dont les épaisseurs permettent à la fois d'absorber la particule incidente et d'obtenir son identification. Pour ne pas aboutir à des systèmes trop complexes, il convient de délimiter des domaines d'énergie que nous étudierons successivement.

Diffusion élastique

i) He³ d'énergie inférieure à 30 MeV

Un premier télescope sera constitué d'un "détecteur $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ " de 50 μ m d'épaisseur (silicium) et d'un "détecteur E" de 500 μ m d'épaisseur (silicium). Les courbes $\Delta E = f(E)$ à observer sont du type de la fig. 7 (cf 17).



Dans le cas particulier du détecteur $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ de 50 μ m, les He³ et He⁴ seront séparés pour des énergies supérieures à 7,3 MeV. Les particules de charge 1 et les particules de charge 2 seront séparées à partir de 3 MeV. En dessous de 3 MeV, les He³ de diffusion élastique sont très nombreux ^{par rapport} aux charge 1 et il n'est pas nécessaire de discriminer.

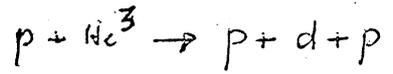
Ce télescope sera utilisable pour des He³ d'énergie maximale ^{de} 30 MeV.

Les particules non entièrement absorbées par les deux détecteurs du télescope seront éliminées par un troisième détecteur monté en ^{anti}coïncidence.

Energie du proton en Mev

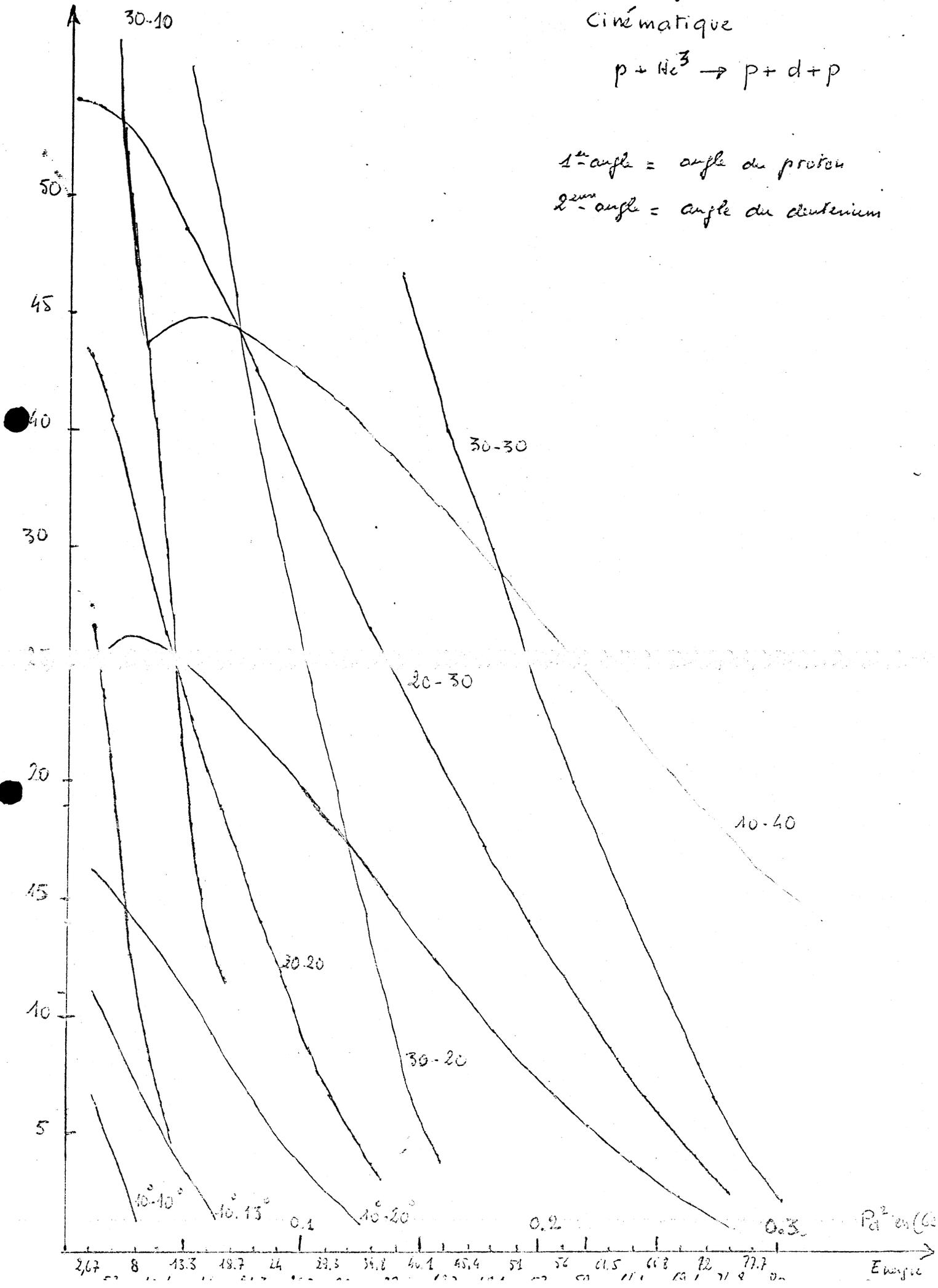
Fig 6

Cinématique



1^{er} angle = angle du proton

2^{em} angle = angle du deuterium



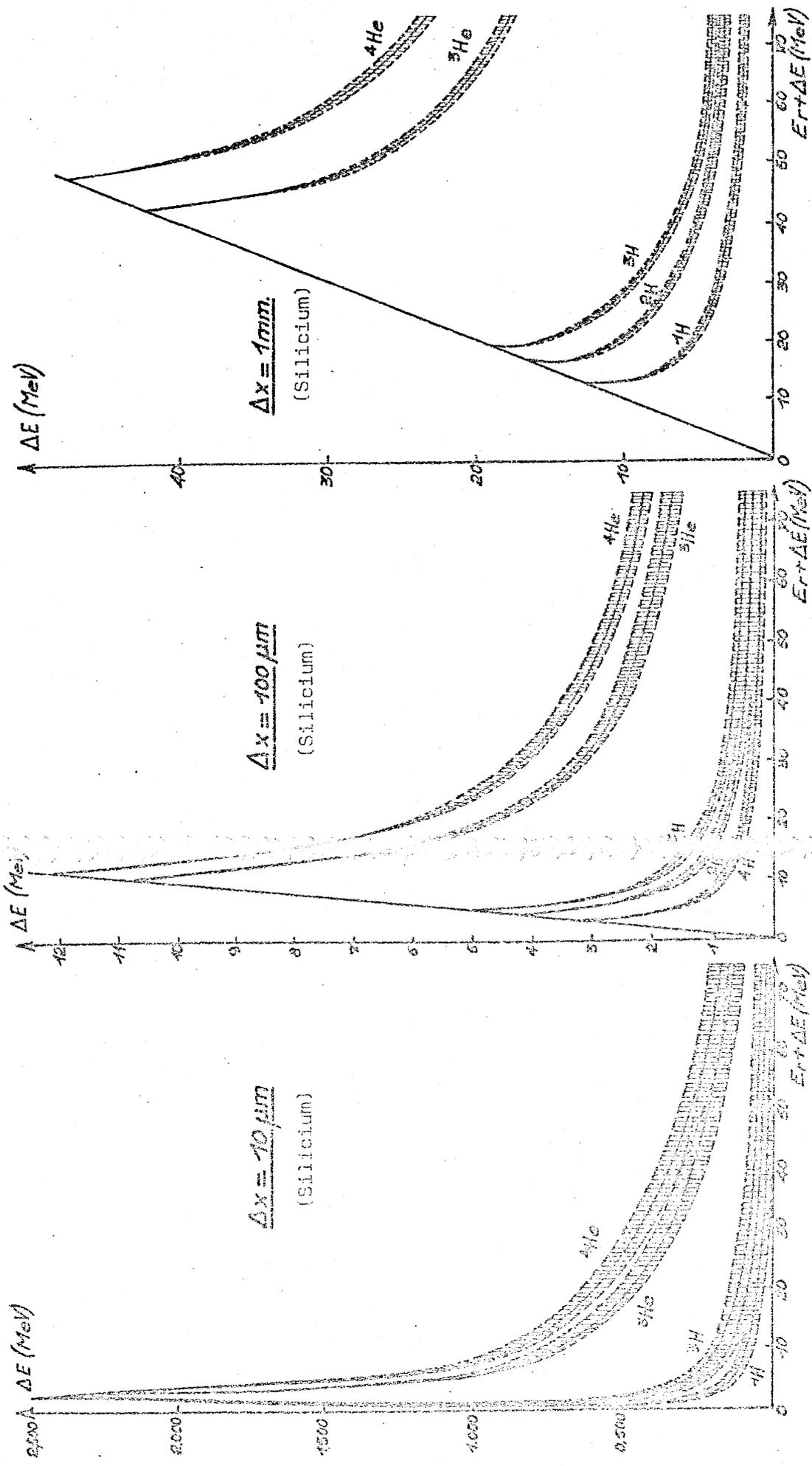


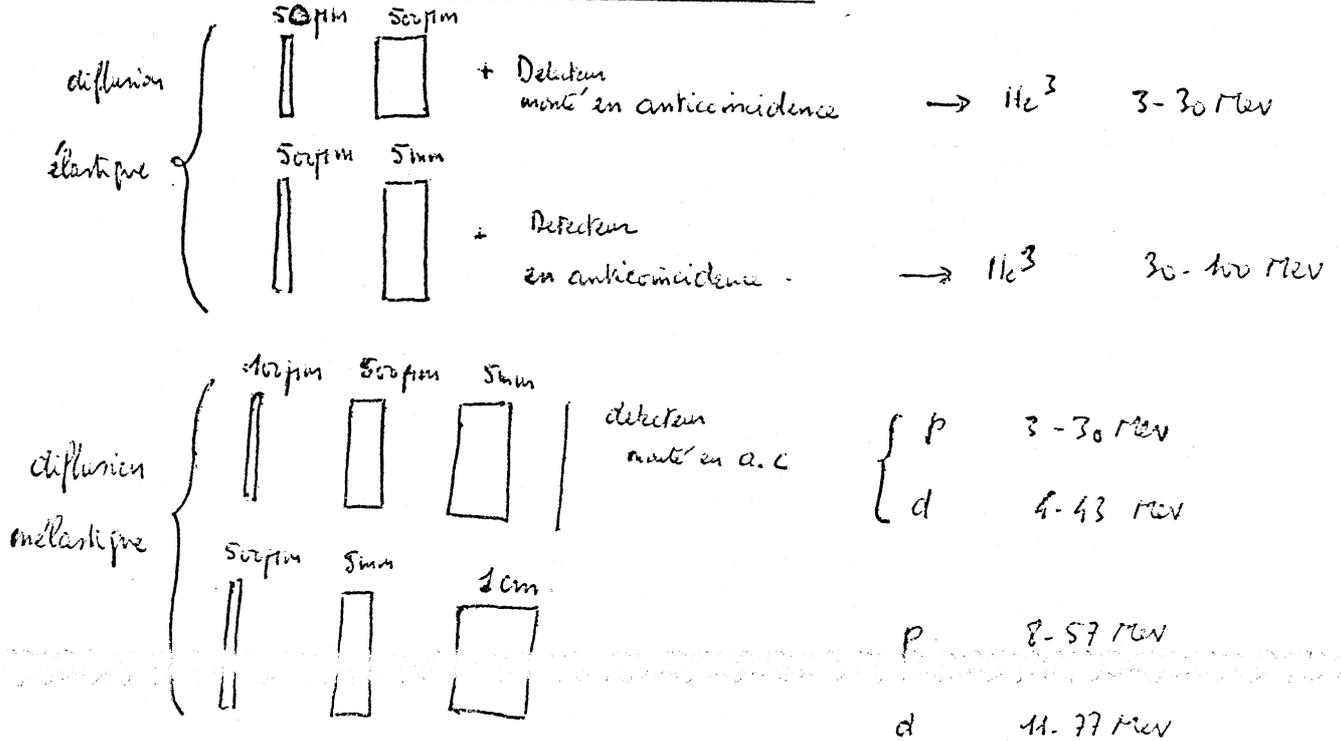
Fig 7

La partie hachurée représente les fluctuations de perte d'énergie. (Effer Crenshaw 19)

qui permet de couvrir le domaine d'énergie 8-30 MeV.

Pour le domaine d'énergie 30-57 MeV en protons (jusqu'à 77 MeV en deutons), l'ensemble des deux détecteurs $\Delta E_2 I$ et $\Delta E_2 II$ sert en $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ et le détecteur $\Delta E_2 III$ sert de détecteur E.

Schéma récapitulatif des différents télescopes



Remarque:

Des tests sont en cours pour étudier la possibilité d'identifier les particules d'après la forme des impulsions électriques liée aux temps de collection des électrons et des trous créés dans les détecteurs. Ce principe d'identification permet une importante simplification du dispositif expérimental et nous pourrions éventuellement l'utiliser aux hautes énergies à l'aide d'un détecteur épais (2,5 cm) de germanium (~~à l'aide d'un détecteur épais~~).

d) Besoins en faisceau. Taux de comptage et contamination.

Pour la diffusion élastique le tableau 1 résume la situation. On a supposé un faisceau de protons de 10^{11} p/s occupant uniformément une surface de 1 cm^2 . Le détecteur est supposé placé à 20 cm de la cible avec une surface de détection circulaire égale à 1 cm^2 . Le bruit de fond est alors de l'ordre de $5 \cdot 10^3$ particules pour une pression de la cible de 10 atm. Ce bruit de fond a été calculé en supposant une section efficace totale de 300 mb, tous les produits de reculs étant supposés concentrés uniformément entre 60° et 90° . On se trouve à la limite supérieure permise au-dessus de laquelle les préamplificateurs ampilèrèrent. L'utilisation de pressions supérieures à 10 atm. nécessite un absorbeur pour arrêter le bruit de fond de basse énergie qui saturerait les préamplificateurs. D'après notre expérience sur $\pi^- \text{He}^4$ environ 75% des charges 1 ont une énergie inférieure à 5,5 MeV et peuvent être arrêtées facilement, par exemple par une membrane de mylar plus épaisse. Cependant comme nous n'utilisons cette solution que pour les très hautes énergies de He^3 nous tablons sur une pression de la cible de l'ordre de 10 atm. pour évaluer

Pour la dissociation cohérente le tableau 2 donne une idée de la situation. La marge de manoeuvre est extrêmement étroite, les angles ont été choisis le plus près possible de 90° de manière à avoir dans la limite raisonnable de pouvoir de détection des semiconducteurs la section efficace la plus élevée et une structure observable. La pression de la cible ne peut être prise supérieure à 1 atm. à cause de l'absorption des fragments de basse énergie qui doivent être détectés.

Les besoins totaux semblent se monter à environ $7 \cdot 10^{16}$ p pour la dissociation cohérente pour deux inclinaisons et à $7 \cdot 10^{15}$ p pour la diffusion élastique.

Le faisceau Isolde du Synchro-cyclotron du CERN semble convenir aux besoins ($2 \cdot 10^{11}$ protons de 600 MeV). Le mode d'éjection lente est bien adapté à l'électronique des semiconducteurs (cycle de 18 ms contenant 18 pulses de 300 μs de durée structure fixe à 60 ns). Le duty cycle est alors d'environ 20% ce qui donne pour un détecteur recevant 1000 particules/sec (correspondant approximativement aux besoins) 1 coincidence fortuite pour

1000 événements ce qui est convenable. Le $\Delta p/p$ de l'ordre de 1% semble suffisant pour nos besoins. D'après Ph. Levy (cf 18) on peut se fixer comme valeurs maximales des émittances (ellipse contenant 90% de l'intensité)

$$E_v = 18,4 \pi \pm 5\% \quad E_H = 5 \pi \quad \text{mm x mradian}$$

Dans le plan horizontal cette valeur semble bien suffisante pour nos besoins (cible de 5 mm de rayon, définition angulaire de l'ordre de ± 10 mrad); dans le plan vertical elle est un peu à la limite de nos besoins, mais on peut espérer conserver une partie importante du flux déclaré.

Tableau I Diffusion élastique

Détecteur de 1cm^2 à 2cm de la cible

Moment de transfert eoni (GeV/c) ²	0,02	0,04	0,06	0,10	0,14	0,18	0,22	0,26	0,30	0,34	0,40
Énergie He ³ (MeV)	3,2	7	10,4	17,2	25	32,5	39	46	54	61	72
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ μm^2	95	40	20	4	0,78	0,1	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
Angle élastique	85°	73°	215	78,5	76,25	74,7	72,8	71,4	69,5	68	65
Nombre événements/s à 0,1 atmosphère	90	60	30	8	14						
Absorption dans 20cm He ³ 0,1 atm (MeV)	1	0,4	0,14	0,1	0,08						
Nombre événements/s à 10 atmosphères/s						88	0,4	0,13	0,34	0,52	0,31
Absorption dans 6,5cm He ³ 10 atm						0,32	0,26	0,23	0,20	0,17	0,15
Absorption Soft mylar						0,4					0,2
Donnée probable pour 2000 est	101	16,7	30	125	700	70	2500	7700	2640	1900	3800

Tableau II Dissociation cohérente

Angle du proton avec la normale 10° Angle du deuton 13° Premier Laiton

P^0 deuteron	0.04	0.02	0.03	0.07	0.05	0.06
Energie du deuton (MeV)	9.67	5.3	8	10.6	13.3	16
Energie du proton (MeV)	12	9	6.5	5.7	3	2
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ p.e.p.d.2 (P.e.m.5)	0.8	0.38	0.20	0.11	0.10	0.15
Temps nécessaire pour 1 minute $d\sigma = 0.05$ (e.u.c.)	500	1050	800	100	400	3000
Temps nécessaire pour avoir 1% d'élans		29h	55h	10h	110h	83h

Durée totale \approx 100h = 4 jours ($\approx 10^{11}$ p/s)

Nombre total de particules 3.6×10^{16} protons

Protons dans le faisceau : $7 \cdot 10^{16}$ protons

V. Demande d'expérience test - Installation.

Certaines expériences test nécessaires auront lieu au Synchrocyclotron de l'Institut de Recherches nucléaires de Lyon qui produit des deutons de 27 Mev et des α de 56 Mev. Ces particules serviront à l'essai des semi-conducteurs et à la détermination de leur pouvoir séparateur.

L'étude du bruit de fond et de son influence sur le fonctionnement de jonctions est une des premières choses à faire au voisinage du faisceau α 56 Mev.

L'expérience proprement dite comprendra une phase d'installation et d'essai d'électronique au SC du CEA de l'ordre de quelques mois, avec accès par intermittence à un faisceau de protons de 600 Mev. Il sera nécessaire d'utiliser une calculatrice en ligne. La phase finale de l'expérience durera une dizaine de jours environ (30 étapes).

References

1. Akimov et al Letter to JETP editor December 3, 1964
 Method of investigating elastic p-p scattering at H.E by means of semiconductor counters
2. Akimov - Some applications of semiconductor counters in H.E Physics
 Nuclear Instruments and Methods 45 (1966) 173-177
3. Etiesen and Locher
 Pz 8511 Nucleon-nucleon forward dispersion relations
4. Etiesen, Formanek, and Locher
 Th. 852 Pion nucleon forward dispersion relations
5. Franco and Glauber Phys. Rev. 142, 1195 (1966)
6. Czyz and Lesniak TPJU 5/67
7. Bertocchi and Capella TH. 743
8. Baxel and Wilkin BNL 11274
9. Formanek and Trefil Th. Pz 2
- 9.a. Pelevsky et al. BNL 11360
10. Collard, Hoptadter et al. E. Electron Scattering from Tullium and Helium 3
 Physical Review Vol 138 No. 1B, B57-B65
11. Collard and Hoptadter Structure of the He³ Nucleus Vol. 131 No. 1 416-423
12. French, McCarthy, Rand, Yevian Stanford HEPL Preprint 492
13. Czyz and Lesniak Krakow Preprint INP 540/PL
14. Wilkin communication piece
15. Bertocchi TH. 791
16. Deboer Louis et de d'Hercy Her (Yonjokare) "The True Nuclear System"
17. Meritet Thèse de 3^{ème} cycle : application des détecteurs à semi-conducteurs à l'identification des particules lourdes chargées (H¹, H², H³, He³, He⁴). Utilisation d'un télescope E, DE
 Clermont Ferrand le 10.1.68
18. Ph Lévy Etude des caractéristiques de faisceau de protons externe de Synchro cyclotron
 19 octobre 1966 - Rapport interne MSC 66-5
19. Cronshaw Prog in Nucl. Phys 2 p. 174 (1952)