

CERN LIBRARIES, GENEVA

PH III-69/3  
le 14 janvier 1969

CM-P00053243

COMITE DE PHYSIQUE III

PROPOSITION D'EXPERIENCE CONCERNANT  
L'ETUDE DE LA PRODUCTION DE PROTONS ET DE FRAGMENTS LEGERS  
DANS LES INTERACTIONS PROTON-NOYAU A 1,2 GeV/c

par

A. Sicre,

Laboratoire de Physique Nucléaire, Université de Bordeaux,

A. Cordaillat,

CERN, Genève,

J.P. Alard, G. Roche,

Laboratoire de Physique Nucléaire, Université de Clermont

\* \*  
\*I. But de l'expérience

Dans les interactions proton-noyau à grande énergie on constate la production d'un nombre élevé de fragments légers rapides ( ${}^1_1\text{H}$ ,  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^3_1\text{H}$ ,  ${}^3_2\text{He}$ ,  ${}^4_2\text{He}$ ) à diverses énergies incidentes <sup>(1)</sup>.

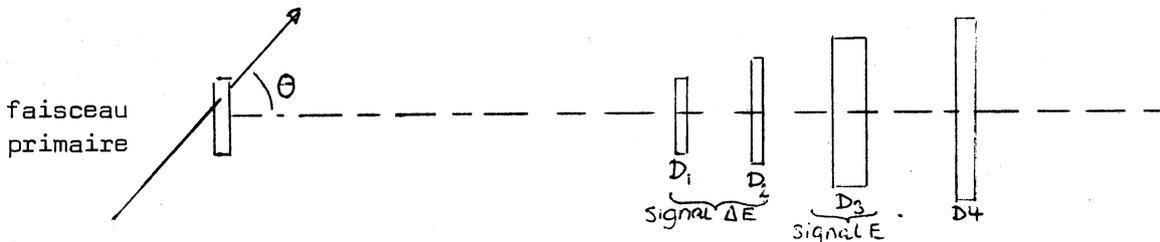
A 1,2 GeV/c, il n'existe actuellement aucune information théorique ou expérimentale concernant la production de ces fragments. Une étude réalisée à cette impulsion incidente permettrait de comparer les résultats expérimentaux aux prédictions de la théorie de Butler et Pearson <sup>(2)</sup> et d'une théorie basée sur la thermodynamique statistique des interactions fortes, développée par R. Hagedorn <sup>(3)</sup>. Cette expérience permettrait de plus de préciser la relation entre la distribution de vitesse des particules de cascade et la fonction de distribution des vitesses utilisées en thermodynamique (voir les détails en appendice).

## II. Méthode expérimentale

Nous envisageons de déterminer les sections efficaces doublement différentielles de production de protons et de fragments légers, par des cibles de  $^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{108}\text{Ag}$ .

Un premier test effectué au CERN le 3.9.68 nous a donné quelques résultats concernant le spectre d'énergie des protons émis à  $60^\circ$ , avec une cible d'aluminium (Fig.3b).

Nous pensons utiliser le faisceau de protons mis au point pour l'expérience (p,2p), fournissant  $\approx 10^9$  protons par seconde. La détection des particules secondaires est obtenue à l'aide d'un télescope à trois détecteurs  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ . Un quatrième détecteur, utilisé en anticoincidence, élimine les particules non totalement absorbées dans le télescope.



Pour faire les mesures sur les cinq types de particules secondaires (p, d, t,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) dans un domaine d'énergie assez large (10 à 200 MeV) nous devons réaliser deux montages: l'un avec scintillateurs et semiconducteurs, l'autre avec semiconducteurs seuls.

## III. Programme de travail

Deux étapes préliminaires permettront l'étude de l'identification des particules dans les parties haute énergie ( $> 100$  MeV) et basse énergie ( $< 100$  MeV) des spectres. Les mesures systématiques seront faites dans une troisième étape. Avec les mises au point et étalonnages prévus, la mesure proposée nécessite un temps machine de 35 shifts. Ce temps sera subdivisé en plusieurs périodes séparées de 1 mois environ. Le dispositif expérimental pourrait être mis en place pour le 15 février.

IV. Moyens

Les ensembles mécaniques et électroniques sont réalisés respectivement aux laboratoires de Bordeaux et de Clermont-Ferrand. La mise en place au CERN sera effectuée par des techniciens de ces deux laboratoires. Cinq physiciens pourront participer à cette étude.

APPENDICE

A. Théorie de Butler et Pearson

Durant la cascade intranucléaire, il y a formation d'un deutéron lorsqu'un neutron et un proton sont émis simultanément, avec une quantité de mouvement relative  $\vec{q}$  suffisamment faible.

Les premiers calculs ont été effectués par Butler et Pearson<sup>(2-a)</sup> pour l'émission de deutérons et par N. Kurtz<sup>(2-b)</sup> pour l'émission de tritons et  ${}^3_2\text{He}$ . Zupančič<sup>(2-c)</sup> a proposé une deuxième méthode pour effectuer le calcul de Butler et Pearson.

Les auteurs obtiennent les expressions suivantes:

$$\frac{d^2\sigma(\vec{p})}{dp d\Omega} = \frac{C_1}{p^3} \left[ \frac{d^2\sigma(p/2)}{d\Omega dp} \right]^2 \quad \text{nucléons} \quad \text{(production de deutérons)}$$

$$\frac{d^2\sigma(\vec{p})}{dp d\Omega} = \frac{C_2}{p^6} \left[ \frac{d^2\sigma(p/3)}{d\Omega dp} \right]^3 \quad \text{nucléons} \quad \text{(production de tritons et } {}^3_2\text{He)}$$

Dans les domaines d'énergie déjà étudiés, l'expérience ne ratifie ces conclusions que d'une manière qualitative:

- contrairement aux prédictions théoriques, on observe des spectres différents pour  ${}^3_1\text{H}$  et  ${}^3_2\text{He}$ ;

-  $C_1$  et  $C_2$  varient ~~à la fois avec l'angle d'émission et~~ avec l'énergie de la particule incidente.

Calculs préliminaires: Dans nos calculs nous utilisons une méthode de Monte Carlo. Nous calculons la probabilité, pour un couple (n,p) d'être émis avec une impulsion relative  $q < q_0$ ; le deutéron ainsi formé peut alors soit être émis, soit être réabsorbé dans le noyau. On peut ainsi tenir compte à la fois de la réabsorption des fragments formés dans la matière nucléaire et du volume de la cascade. Le principe est le même pour les fragments de masse plus élevée. La valeur de  $q_0$  est choisie d'après la distribution:

$$F(q) = \int \psi(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3\vec{r},$$

où  $\psi(r)$  est la fonction d'onde du deutéron. En prenant la fonction d'onde de Hulthén:

$$\psi(r) = \frac{1}{r} (e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}),$$

nous avons trouvé  $q_0 \approx 200$  MeV/c, cette valeur est en accord avec celle proposée par J. Fain<sup>(2-d)</sup>.

Actuellement nous avons effectué trois calculs de cascade:

- Les deux premiers, à 600 MeV d'énergie incidente, actuellement terminés; on se reportera aux figures 1 et 2 pour les prédictions théoriques.
- Le second à 20 GeV est effectué en liaison avec l'expérience E 52.

#### B. Théorie basée sur la thermodynamique

Ces calculs s'inspirent très largement des travaux de R. Hagedorn<sup>(3)</sup>. Elle est basée sur le fait que les interactions hadron-hadron à haute énergie peuvent être décrites, avec de très bons résultats, par la thermodynamique statistique.

Dans le cas de l'interaction hadron-noyau, nous avons pu montrer que, comme dans l'interaction hadron-hadron, les spectres d'impulsion des protons ou fragments légers sont donnés par une expression de la forme:

$$W_m(\vec{p}) = \int_{-1}^{+1} F(\gamma_0, \lambda) L(\beta) f_m(e', \lambda) d\lambda$$

Dans cette expression

$f_m(e', \lambda)$  est le spectre d'énergie des particules émises par l'ensemble des éléments de volume  $dV_\lambda$  ayant la variable de vitesse:

$$\lambda = \text{sgn}(\beta) \frac{\gamma - 1}{\gamma_0 - 1}$$

$\gamma$  = facteur de Lorentz de l'élément  $dV$  par rapport au c.m. de l'interaction;

$\beta$  = vitesse de l'élément  $dV$  par rapport au c.m.

$\gamma_0$  = facteur de Lorentz avant la collision.

$L(\beta)$  est l'opérateur transformation de Lorentz agissant sur l'espace des fonctions  $f_m$ ; il permet de passer du système ( $K'$ ) de l'élément  $dV_\lambda$  au système c.m.

$$f_m = \frac{1}{\exp \left[ \frac{\epsilon'}{T(\lambda)} - \mu_m \right] \pm 1} \quad \begin{array}{l} (- \text{ Bosons} \\ + \text{ Fermions} \end{array}$$

$T(\lambda)$  est la température exprimée en fonction de la vitesse.

$F(\lambda)$  est la fonction de distribution des vitesses.

Le terme  $\mu_m$  provient essentiellement du fait que l'on doit introduire dans la fonction de partition une condition qui exprime que le nombre total de nucléons du noyau est égal à  $A$ .

Pour le moment, nous nous sommes simplement efforcés de calculer l'expression de  $V_m(\vec{p})$  en faisant des hypothèses simplificatrices sur  $F(\lambda)$  et  $T(\lambda)$ .

$\mu_m$  est introduit provisoirement comme un paramètre libre. Nous avons obtenu des premiers résultats à 20 GeV, donnant pour valeur du rapport  $d/p$  environ 1% en ordre de grandeur. Ces résultats très encourageants nous ont décidés à poursuivre plus en détails l'étude de cette théorie. Nous travaillons les deux points suivants:

- 1) relation entre  $F(\lambda)$  et la distribution des vitesses des particules de cascade obtenue par calcul de M.C.
- 2) calcul direct des paramètres  $\mu_m$  ("potentiels chimiques").
- 3) calcul de la température  $T(\lambda)$ .

### C. Choix de l'énergie incidente

Le choix de l'énergie incidente de 600 MeV se justifie pour les raisons suivantes:

a) difficultés dans la résolution des problèmes de cascade à très haute énergie incidente (à 20 GeV il y a production d'un grand nombre de particules à chaque collision).

b) à haute énergie le spectre de masse des hadrons excités est de la forme  $a^{-5/2} e^{+m/T}$  ( ~~$\times$~~ ); un grand nombre de résonances sont alors produites ( $N^*, D^* \dots$ ).

Bien que l'introduction de ces hadrons hautement excités soit possible dans le modèle thermodynamique, elle nécessite l'emploi de paramètres (taux de production) inconnus.

D. Nos premières prédictions

Fig. 1: Distributions des quantités de mouvement à 60° Lab. des nucléons de cascade d'après le calcul de Monte Carlo. On donne également le spectre des deutérons calculé par la méthode de Monte Carlo.

Fig. 2: Les mêmes distributions à 20° Lab.

Fig. 3- Spectres doublement différentiels des nucléons de cascade.

3b: Les points expérimentaux sont ceux de l'expérience "FRG" du 3.9.68.

Fig. 4: Spectres de deutons et protons, à 20 GeV, donnés par la théorie thermodynamique, à 45° c.m.

REFERENCES

- (1) Expériences effectuées à diverses énergies incidentes.
- (1-a) 156 MeV J. Genin, P. Radvanyi, J.Phys.Rad. 21, 322 (1960);  
M. Lefort, "Méthodes d'identification des particules en instrumentation nucléaire", L.Y.C.E.N. 67-38.
- (1-b) 3 GeV P.A. Piroué et al., Phys. Rev. 148, N° 4 (1966).
- (1-c) 20 GeV "Expérience E 52", à paraître dans C.R.Acad.
- (1-d) 30 GeV V.L. Fitch et al., Phys. Rev. 126, N° 5, 1849 (1962);  
A. Schwarzschild et al., Phys. Rev. 129, N° 2 (1963).
- (2-a) S.T. Butler, C.A. Pearson, Phys. Rev. 12, N° 2, 836 (1963).
- (2-b) N. Kurtz, Thèse 3<sup>e</sup> c., Strasbourg (1964).
- (2-c) Č. Zupančič, Phys. Letters 4, 182 (1963).
- (2-d) J. Faïn, Thèse, Clermont-Ferrand (1968).
- (3-a) R. Hagedorn, Suppl. Nuovo Cimento N° 2 (1965).
- (3-b) R. Hagedorn, CERN/TH 715.
- (3-c) R. Hagedorn, CERN/TH 751.
- (3-d) R. Hagedorn, CERN/TH 851.

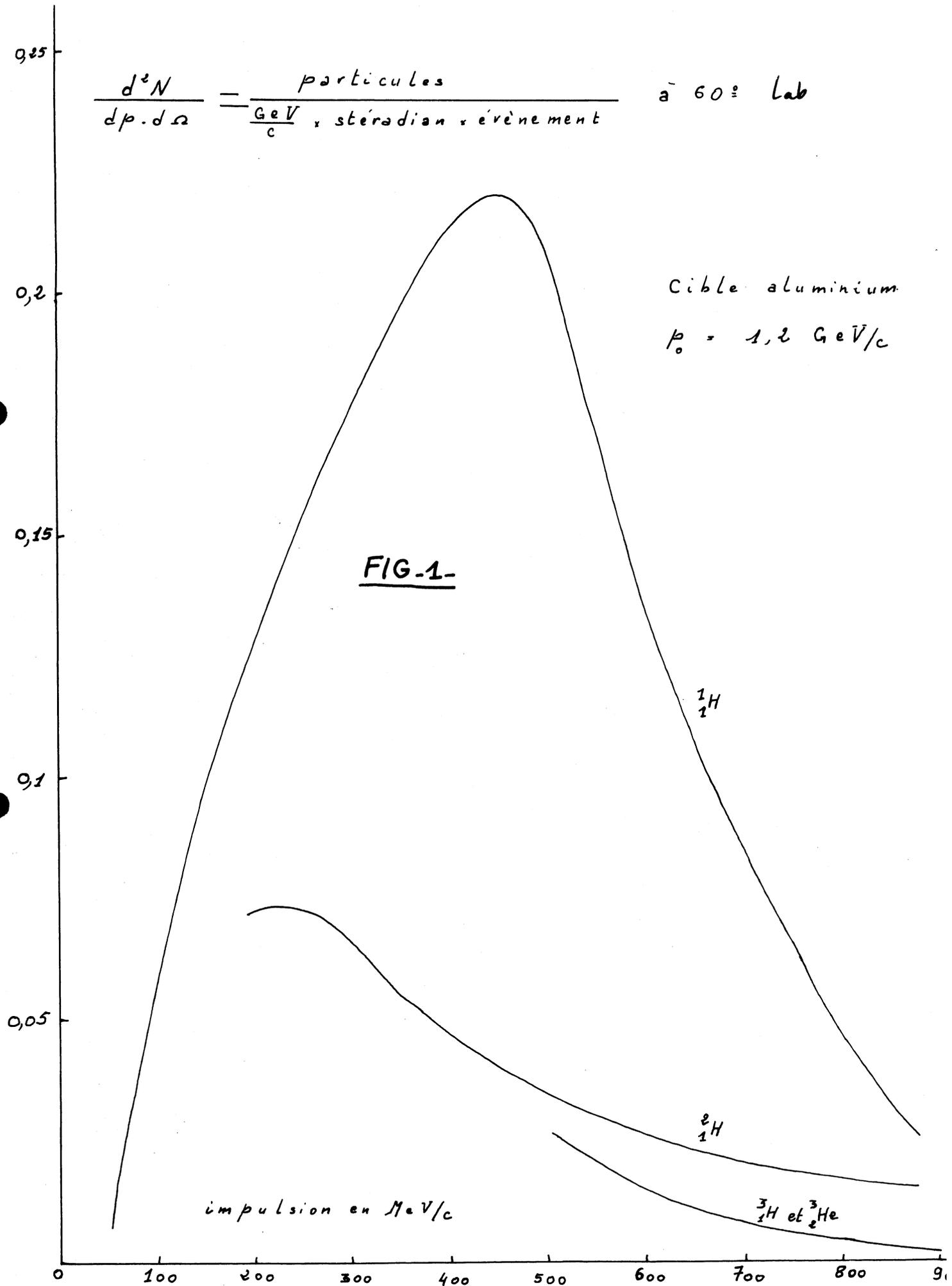
$$\frac{d^2N}{dp \cdot d\Omega} = \frac{\text{particules}}{\frac{\text{GeV}}{c} \times \text{stéradian} \times \text{événement}}$$

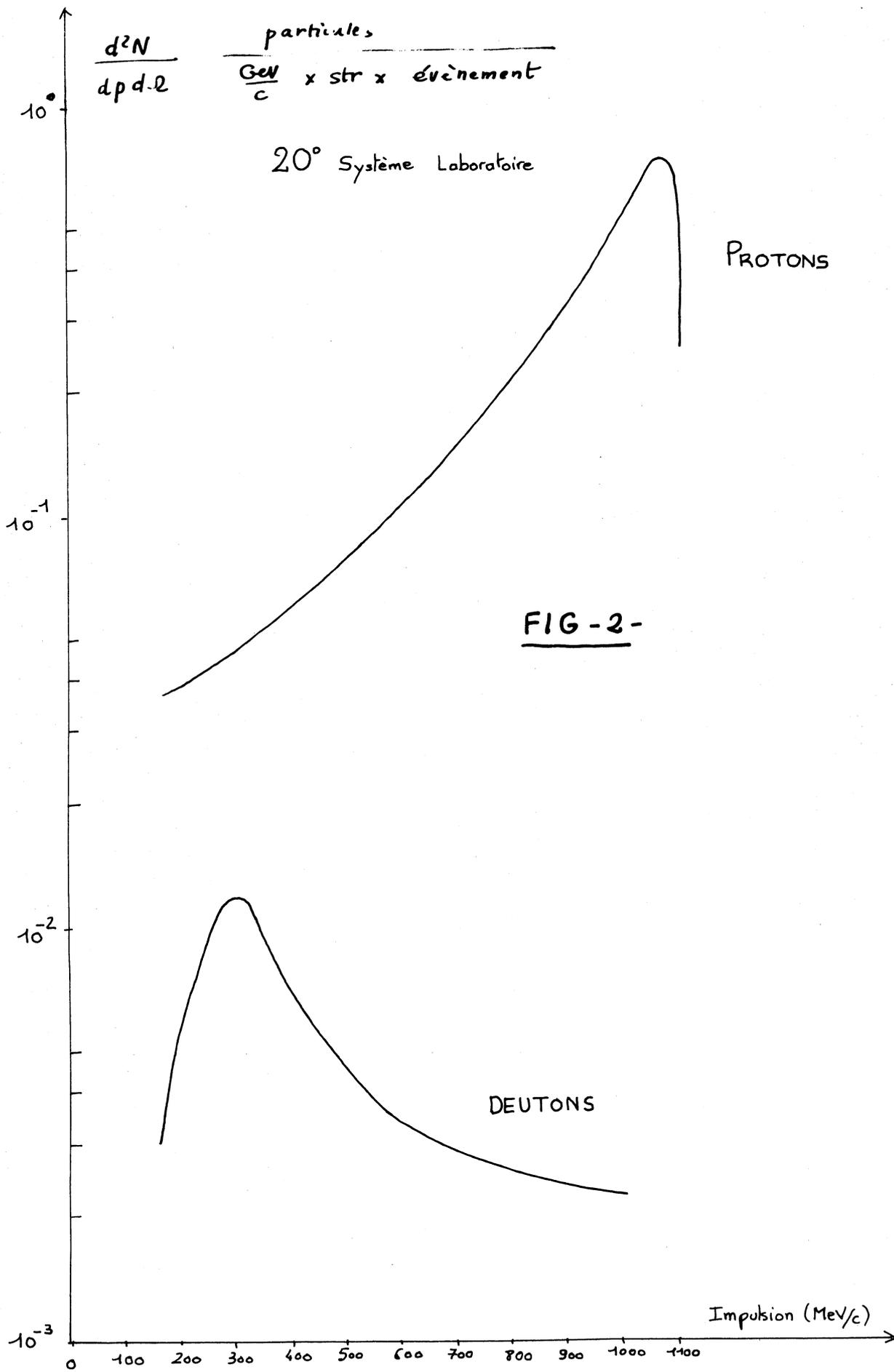
$\bar{a} = 60^\circ$  Lab

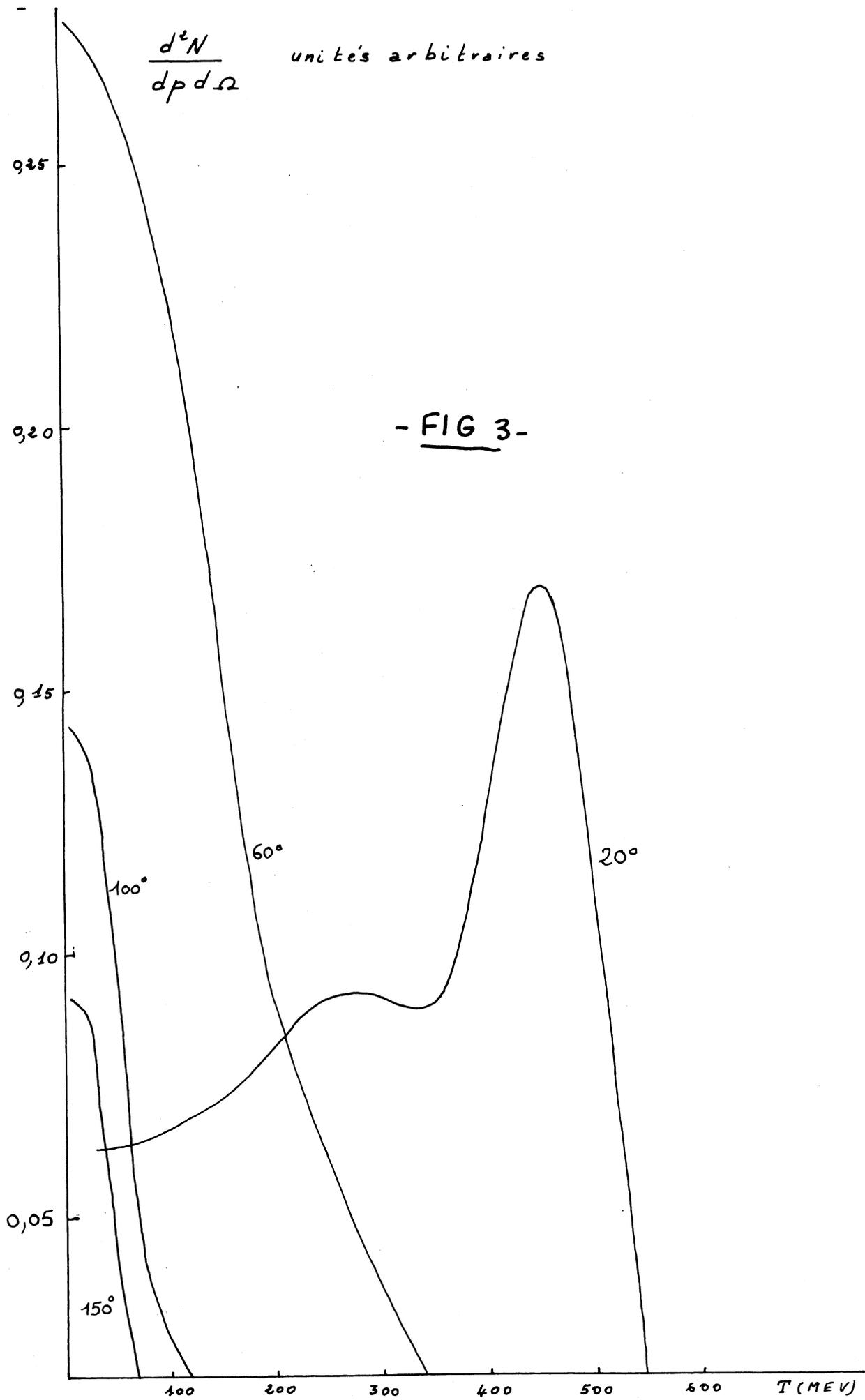
Cible aluminium

$p_0 = 1,2 \text{ GeV}/c$

FIG-1-







Energie incidente: 500 MeV

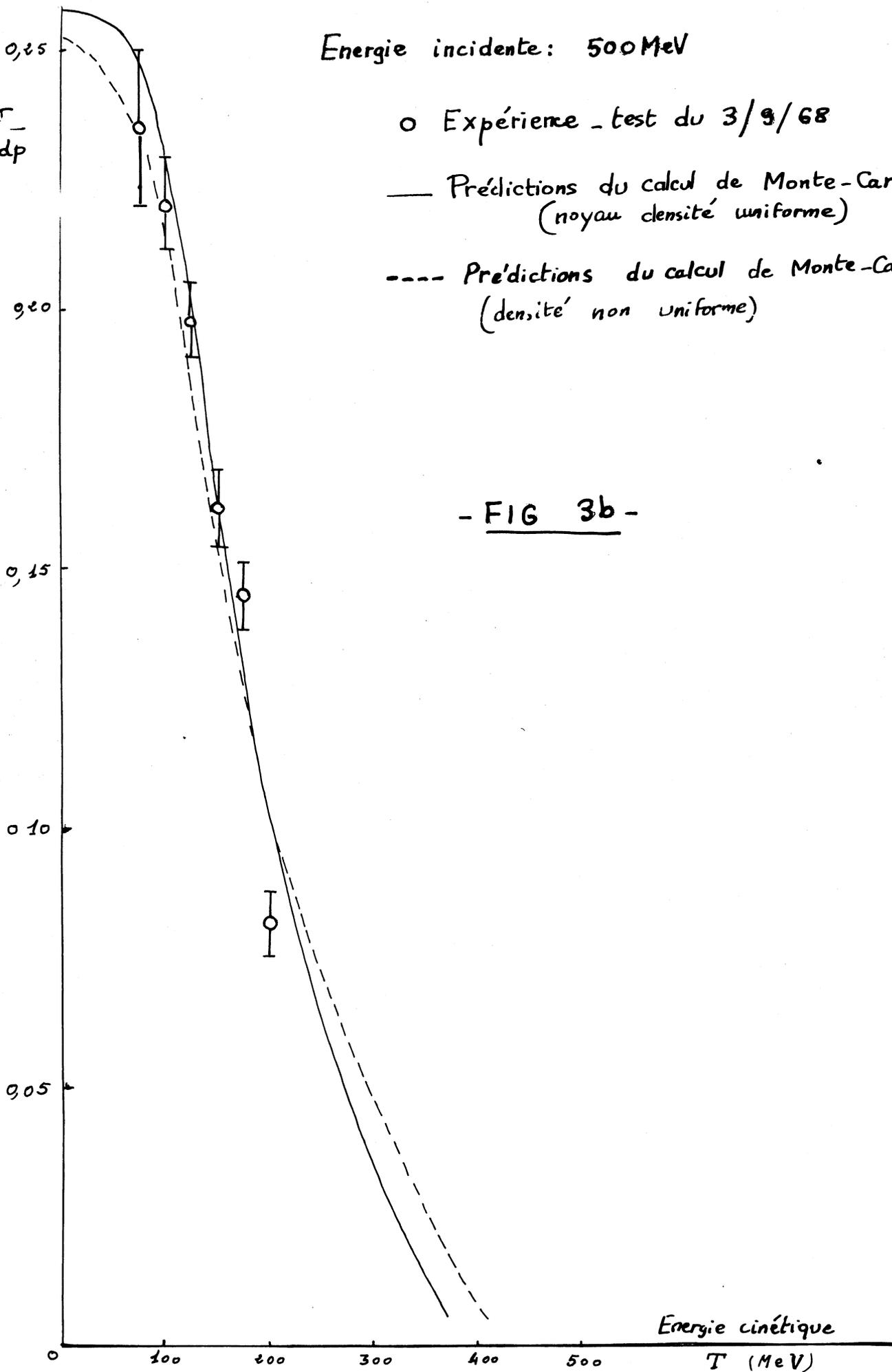
$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dp}$$

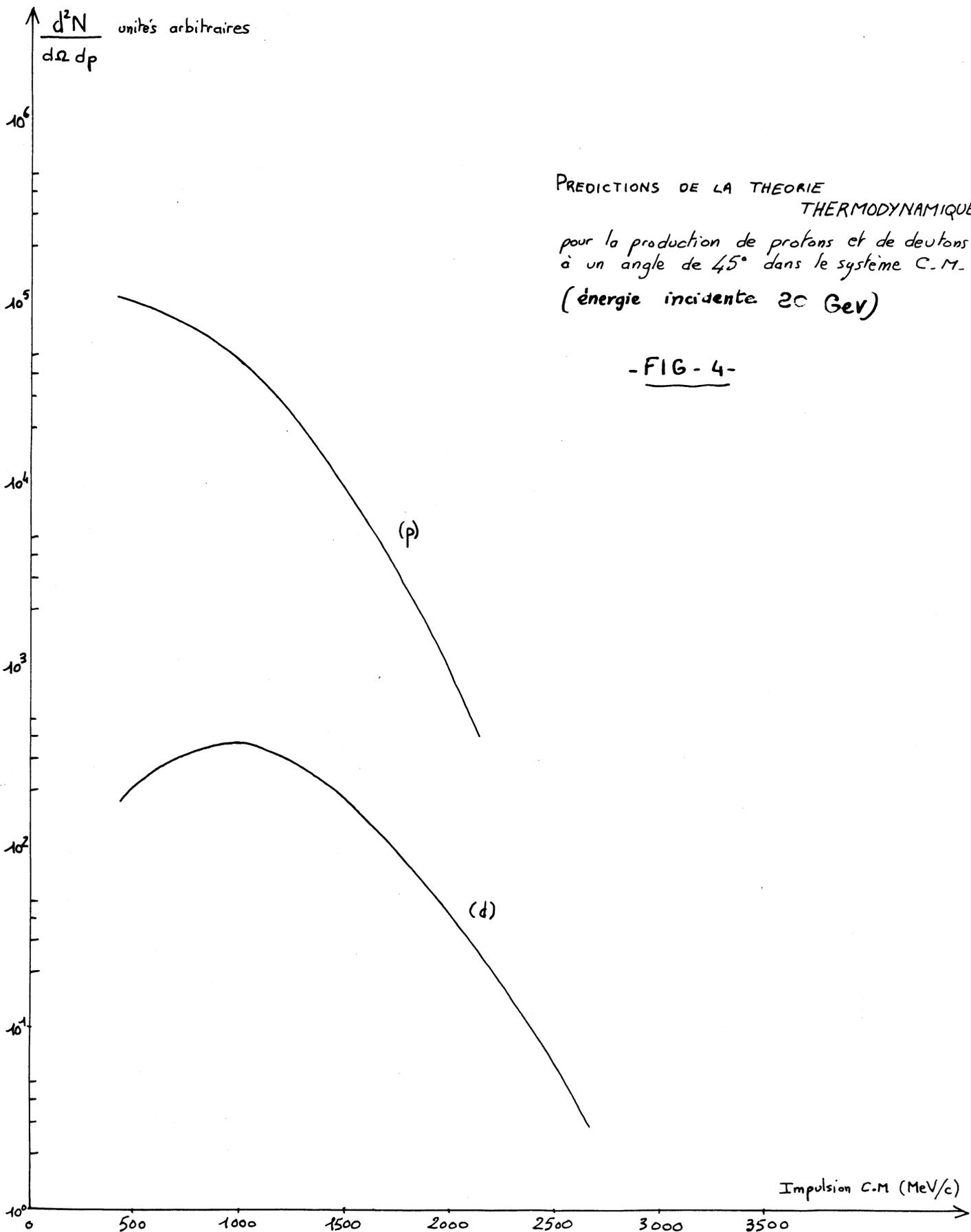
○ Expérience - test du 3/9/68

— Prédiction du calcul de Monte-Carlo  
(noyau densité uniforme)

- - - Prédiction du calcul de Monte-Carlo  
(densité non uniforme)

- FIG 3b -





PREDICTIONS DE LA THEORIE  
THERMODYNAMIQUE

pour la production de protons et de deuterons  
à un angle de 45° dans le système C.M.

(énergie incidente 20 GeV)

-FIG-4-