



National Library  
of Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Canadian Theses Service

Service des thèses canadiennes

Ottawa, Canada  
K1A 0N4

## NOTICE

The quality of this microform is heavily dependent upon the quality of the original thesis submitted for microfilming. Every effort has been made to ensure the highest quality of reproduction possible.

If pages are missing, contact the university which granted the degree.

Some pages may have indistinct print especially if the original pages were typed with a poor typewriter ribbon or if the university sent us an inferior photocopy.

Reproduction in full or in part of this microform is governed by the Canadian Copyright Act, R.S.C. 1970, c. C-30, and subsequent amendments.

## AVIS

La qualité de cette microforme dépend grandement de la qualité de la thèse soumise au microfilmage. Nous avons tout fait pour assurer une qualité supérieure de reproduction.

S'il manque des pages, veuillez communiquer avec l'université qui a conféré le grade.

La qualité d'impression de certaines pages peut laisser à désirer, surtout si les pages originales ont été dactylographiées à l'aide d'un ruban usé ou si l'université nous a fait parvenir une photocopie de qualité inférieure.

La reproduction, même partielle, de cette microforme est soumise à la Loi canadienne sur le droit d'auteur, SRC 1970, c. C-30, et ses amendements subséquents.

Permission has been granted to the National Library of Canada to microfilm this thesis and to lend or sell copies of the film.

The author (copyright owner) has reserved other publication rights, and neither the thesis nor extensive extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her written permission.

L'autorisation a été accordée à la Bibliothèque nationale du Canada de microfilmer cette thèse et de prêter ou de vendre des exemplaires du film.

L'auteur (titulaire du droit d'auteur) se réserve les autres droits de publication; ni la thèse ni de longs extraits de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation écrite.

ISBN 0-315-56367-2

ÉTUDE DES COLLISIONS  
D'IONS LOURDS  
À HAUTE ÉNERGIE DANS L'ÉMULSION  
NUCLÉAIRE

Thèse déposée à  
l'École des études supérieures et de la recherche  
en vue de l'obtention de la maîtrise ès sciences physiques

Samir Bellahsène  
Département de physique Université d'Ottawa  
Ottawa, Ontario, Canada

Samir Bellahsène, Ottawa, Canada, 1989,



UNIVERSITÉ D'OTTAWA  
UNIVERSITY OF OTTAWA

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Expérience</b>	<b>4</b>
2.1	L'émulsion . . . . .	4
2.2	Bilan de l'expérience 712H . . . . .	7
2.3	Considérations pratiques . . . . .	9
2.3.1	Sélection des événements . . . . .	9
2.3.2	Scanning . . . . .	10
2.3.3	Repérage . . . . .	11
	<b>Mesures dans l'émulsion</b>	<b>13</b>
3.1	Perte d'énergie et ionisation . . . . .	14
3.2	Mesures de diffusion . . . . .	19
3.3	Relation parcours-énergie . . . . .	23
3.4	Rayons $\delta$ . . . . .	25
	<b>Théorie et résultats expérimentaux</b>	<b>28</b>
4.1	Modèles théoriques . . . . .	28
4.1.1	Boule de feu (Fireball) . . . . .	29

4.1.2	Cascades intra-nucléaires . . . . .	33
4.2	Résultats expérimentaux . . . . .	34
4.2.1	Multiplicités . . . . .	35
4.2.2	Thermalisation . . . . .	37
4.2.3	Température des pions et des protons . . . . .	39
4.2.4	Distributions angulaires et distributions d'énergie . . . . .	41
4.2.5	Pions . . . . .	45
5	Conclusion . . . . .	47
6	Références . . . . .	83

## Liste des tables

1	Composition de l'émulsion FUJI ET-7B . . . . .	7
2	Table 2: Composition des traces chargées . . . . .	48

---

## Liste des figures

1	Montage de l'expérience. . . . .	51
2	Dispositif des éléments du détecteur. . . . .	52
3	Représentation d'un événement (le côté du cube vaut $625 \mu$ ). . . . .	53
4	La perte d'énergie en fonction du $p\beta$ dans l'émulsion. . . . .	54
5	La perte d'énergie en fonction de la vitesse. . . . .	55
6	Les mesures de diffusions multiples. . . . .	56
7	Le calcul du $p\beta$ d'une particule de charge $Z=1$ . . . . .	57
8	Le calcul du $p\beta$ d'une particule de charge $Z=2$ . . . . .	58
9	Représentation du modèle de la boule de feu (Fireball). . . . .	59
10	Comparaison de $p_T$ et $p_L$ pour Ar-Br. . . . .	60
11	Comparaison de $p_T$ et $p_L$ pour Ar-Ag. . . . .	61
12	Distribution angulaire des fragments dans le C.M. (Ar-Br). . . . .	62
13	Distribution angulaire des fragments dans le C.M. (Ar-Ag). . . . .	63
14	Distribution angulaire des protons dans le C.M. (Ar-Br). . . . .	64
15	Distribution angulaire des protons dans le C.M. (Ar-Ag). . . . .	65
16	Distribution de rapidité des fragments (Ar-Br). . . . .	66
17	Distribution de rapidité des protons (Ar-Br). . . . .	67
18	Distribution de rapidité des protons liés (Ar-Br). . . . .	68

---

19	Distribution de rapidité des fragments (Ar-Ag). . . . .	69
20	Distribution de rapidité des protons (Ar-Ag). . . . .	70
21	Distribution de rapidité des protons liés (Ar-Ag). . . . .	71
22	Distribution d'énergie des fragments dans le C.M. (Ar-Br). . . . .	72
23	Distribution d'énergie des protons dans le C.M. (Ar-Br). . . . .	73
24	Distribution d'énergie des protons liés dans le C.M. (Ar-Br). . . . .	74
25	Distribution d'énergie des fragments dans le C.M. (Ar-Ag). . . . .	75
26	Distribution d'énergie des protons dans le C.M. (Ar-Ar). . . . .	76
27	Distribution d'énergie des protons liés dans le C.M. (Ar-Ag). . . . .	77
28	Distribution de $p_T$ des protons pour Ar-Br. . . . .	78
29	Distribution de $p_T$ des protons pour Ar-Ag. . . . .	79
30	Distribution angulaire des pions dans le C.M. . . . .	80
31	Distribution de rapidité des pions dans le C.M. . . . .	81
32	Distribution d'énergie des pions dans le C.M. . . . .	82

---

## Remerciements

Je tiens à remercier M. le professeur Jacques Hébert de m'avoir accueilli dans son laboratoire, de m'avoir proposé ce sujet de recherche, et enfin de m'avoir soutenu par ses conseils et sa bienveillance.

Je tiens aussi à témoigner de ma profonde reconnaissance d'abord à François Lamarche pour ses commentaires et critiques pertinentes ainsi que pour sa permission d'utiliser quelques uns de ses programmes, ensuite à Claude Plante et Bruno Grossmann pour leur apport non négligeable dans l'impression de cette thèse, et enfin à Mouloud Mameri pour son aide dans la compilation des résultats.

## Résumé

La principale motivation de ce travail est sans aucun doute l'étude du comportement de la matière nucléaire chaude et fortement compressée, autrement dit, loin de l'état stable.

Pour ce faire, on dispose de 6 événements provenant des interactions d'ions lourds. D'une part, des collisions centrales (Ar-Ag) et d'autre part des collisions périphériques (Ar-Br) à 1.8 GeV par nucléon. Une identification de toutes les particules qui émanent des interactions est réalisée, permettant une étude des multiplicités des pions et des protons. Utilisant le rapport  $R_Q$  du nombre moyen de pions sur le nombre moyen de protons participants, une corrélation linéaire est mise en évidence.

L'étude des spectres d'énergie des pions et des protons montre une décroissance boltzmannienne dont les températures sont respectivement  $T_\pi = 51 \pm 10$  MeV et  $T_p = 95 \pm 15$  MeV. Ces résultats combinés à celui du rapport d'isotropie  $I$ , témoignent de l'existence d'un équilibre thermique de la matière nucléaire compressée et chaude. Finalement les distributions de rapidités mettent en évidence la fragmentation des nucléons participants et spectateurs, mettant ainsi l'accent sur

la validité d'un modèle géométrique tel que le modèle de la boule de feu. Il est à noter qu'aucun signe de transition de phase n'a été décelé à ces énergies.

# Chapitre 1

## Introduction

En 1972, les premiers faisceaux d'ions ont été accélérés à des énergies relativistes aux synchrotrons de Berkeley et Princeton, ouvrant la voie à une nouvelle physique.

En ce temps là, la possibilité de produire une matière nucléaire chaude et fortement compressée, atteignant des densités supérieures à la densité normale ( $\rho \sim 0.16 \text{ fm}^{-3}$ ) et des températures de loin supérieures à l'énergie de liaison des nucléons (8 MeV), offrait de grandes promesses d'étendre nos connaissances sur les équations d'état de la matière nucléaire loin du point d'équilibre existant dans la matière nucléaire finie.

Plus de 10 années plus tard, cela reste le principal objectif des physiciens. Même si les progrès ont été très longs et très faibles. Ajouter à cela l'étude de la production de particules qui n'est pas de moindre intérêt.

Je dois préciser que ce travail est purement expérimental, même si des modèles théoriques vont être introduits pour nous aider à interpréter les résultats ou parfois à mieux les comprendre.

Ce travail est donc restreint à l'étude des collisions entre des noyaux d'Ar<sup>40</sup>.

1.5-1.8 GeV/A sur une cible de AgBr contenue dans l'émulsion.

Dans les réactions nucléaires à des énergies supérieures à 100 MeV par nucléon, l'énergie disponible est très au dessus de l'énergie de liaison nucléaire, de telle sorte que les collisions sont assez *dramatiques* comparées à celles de basse énergie. Les multiplicités produites sont supérieures vu le domaine cinématique très large dans lequel les particules sont émises. Cela est dû partiellement au fait qu'on dispose d'un large espace de phase aux hautes énergies.

Nois aborderons dans cette thèse principalement le problème lié à la production de particules; ou plus précisément à la production de particules élémentaires telles que les pions et les protons qui sont, comme on le verra, issus de processus différents. De même qu'une étude exhaustive sera faite pour savoir si la matière nucléaire peut atteindre l'équilibre à très haute énergie. De façon plus générale j'essaierai de bien marquer quelques points critiques qui ont contribué à l'évolution des idées dans ce domaine. Dans l'optique d'une étude des propriétés de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de densité et de température, les caractéristiques des produits de réaction et la thermalisation de la zone d'interaction seront discutées. La nature quasi-exponentielle des spectres d'énergie dans le centre de masse, la comparaison des températures pour les différentes particules ( $\pi$ , p) et les anisotropies angulaires observées sont les ingrédients de base d'une telle discussion.

L'une des idées qui ont motivé ce travail est sans doute le fait de montrer que l'émulsion, contrairement à la rumeur, reste un outil important dans l'étude des collisions d'ions lourds à haute énergie, et qu'un bon nombre de mesures peuvent être effectuées avec une précision raisonnable si on y met le temps et la rigueur nécessaire.

En effet l'émulsion est un détecteur qui, contrairement à la plupart des détecteurs

utilisés à haute énergie, nous permet de visualiser les événements à trois dimensions avec toutes les particules qui en émanent ; ce qui nous permet de *décortiquer* l'événement et d'en extraire les paramètres intéressants. L'obstacle majeur qui caractérise l'émulsion est parfois la relative imprécision dont il fait l'objet. Cependant ce dernier point peut être considérablement réduit si on prend les dispositions nécessaires qui seront décrites par la suite.

Idéalement, la théorie des collisions d'ions lourds relativistes devrait être basée sur une théorie quantique de l'interaction forte. On pense qu'une telle théorie serait la chromodynamique quantique (QCD). En terme de QCD les collisions nucléaires impliquent une cascade complexe de collisions de quarks et de gluons. Il est pour le moment extrêmement difficile d'utiliser un tel modèle avec un nombre de degrés de liberté aussi élevé. On est alors forcé de faire appel à des théories phénoménologiques. De tels modèles seront utilisés pour fins de comparaisons.

## Chapitre 2

### Expérience

L'émulsion photographique utilise l'image latente résultant de l'absorption d'énergie par les microcristaux d'halogénure d'argent. Les microcristaux sont ensuite réduits en argent métallique par un agent chimique convenable appelé révélateur. Le fixage dissout le bromure d'argent des grains non impressionnés, qui ne sont plus ensuite photosensibles. La trajectoire d'une particule chargée est indiquée, après développement, par des grains d'argent révélés.

#### 2.1 L'émulsion

L'émulsion nucléaire est composée de cristaux de bromure d'argent en suspension dans de la gélatine qui sert de matrice, cette dernière assure la stabilité des cristaux d'AgBr. L'utilisation de l'émulsion se fait en assurant des conditions climatiques contrôlées et permanentes. Les principaux éléments constitutifs du détecteur sont:  $^1H$ ,  $^{12}C$ ,  $^{14}N$ ,  $^{16}O$ ,  $^{80}Br$  et  $^{108}Ag$ . La table 1 de la page 7 nous donne de plus amples détails sur la composition de l'émulsion.

Le mode de fonctionnement de l'émulsion est le suivant:



## CHAPITRE 2. EXPÉRIENCE

5

Une particule chargée (pion, proton, noyau atomique lourd etc...) traverse l'émulsion et par interactions coulombiennes, les électrons de valence des cristaux de bromure d'argent sont éjectés de leur orbite. Ce processus donne lieu à la formation de paires d'électrons trous. Ces électrons sont à leur tour capturés par les ions d'argent qui se transforment donc en atomes neutres. A ce stade l'émulsion est opaque, elle est donc trempée dans une solution appelée révélateur qui transforme les grains de l'image latente en argent métallique. A l'aide d'une solution fixatrice on élimine les cristaux de bromure d'argent non impressionnés. Une fois le fixage fini l'émulsion est alors transparente et les grains sont rendus visibles le long de la trajectoire de la particule (ce qui permet une analyse au microscope) et forment ce qu'il est convenu d'appeler l'image permanente.

La formation de l'image latente ionographique est directement liée aux pertes d'énergie des particules chargées qui traversent l'émulsion. Les caractéristiques des trajectoires obtenues à la fin du processus photographique et qui contiennent l'information expérimentale relative aux particules, dépendent à la fois:

- du milieu photographique.
- de la loi de perte d'énergie fixée par les propriétés intrinsèques des particules (masse, charge, vitesse, etc...) et par celle de l'émulsion (composition précise, structure et géométrie des des grains).
- des conditions du développement photographique.

Pendant quelques années, la nécessité d'analyser soigneusement les paramètres fondamentaux des particules élémentaires et de maintenir la compétitivité de la technique ionographique, suscita un effort considérable dans des domaines variés tels que:

- sensibilité de l'émulsion.
- processus du développement photographique.
- méthodologie de la mesure : ionisation, parcours, diffusion, courbure magnétique.
- qualités mécaniques et optiques des microscopes d'observation.
- automatisation des mesures.

---

L'émulsion nucléaire est un outil très puissant quant à son utilisation dans la détermination de certaines quantités caractérisant les particules détectables.

Parmi les avantages qu'offre l'émulsion nous pouvons citer:

- le grand pouvoir de résolution angulaire et spatiale (de l'ordre du micron).
- faibles dimensions et faible encombrement du détecteur.
- haute intensité de rayonnement acceptée.
- accessibilité facile aux mesures.
- possibilité de mettre en évidence des phénomènes de durée de vie très courte.
- grande maniabilité.
- étude de phénomènes typiques (désintégration à haute énergie, production de mésons).

---

Nous avons utilisé des émulsions à grains fins très sensibles aux particules au minimum d'ionisation, de constitution très voisine des émulsions G5; les émulsions FUJI sont spécialement utiles lorsqu'on se propose d'identifier des

Element	$Z_i$	$A_i$	$N_i(10^{20}/\text{cm}^3)$	$\sigma_{Ar-C}(\text{barns})$
Ag	47	108	101	2.87
Br	35	80	101	2.50
H	1	1	320	0.57
C	6	12	139	1.16
O	8	16	94	1.29
N	7	14	32	1.23
S	16	32	1	1.68
I	53	127	0.5	3.10

Table 1: Composition de l'émulsion FUJI ET-7B

traces denses (ou dans notre cas l'analyse de grandes étoiles) et plus généralement lorsqu'on exige une très grande résolution dans les mesures de faibles distances.

## 2.2 Bilan de l'expérience 712H

L'expérience 712H utilisant un faisceau d'argon ( $^{40}\text{Ar}$ ) à 1.8 Gev par nucléon du Bevelac de Berkeley, est une expérience hybride émulsion-scintillateur [1]. C'est de cette expérience que proviennent les plaques d'émulsion sur lesquelles nous avons fait des séries de mesures.

Des "stacks" d'émulsion ont donc été exposés à un flux normal. Afin d'exploiter tout le volume de l'empilement de couches d'émulsion (stack), la cible (l'émulsion) est rendue mobile selon les directions X et Y (en pas de  $2.5\mu$ ) de telle sorte que ce mouvement soit:

- assez rapide pour changer de position à toutes les quatre secondes tout en étant précis à  $10\mu$  ou mieux.

- assez fort pour supporter 1 Kg d'émulsion.
- assez compact pour être transporté aisément au site de l'expérience.
- muni d'une interface simple à un système informatisé d'acquisition de données.

Le détecteur consiste donc en un empilement de pellicules d'émulsion et en un détecteur de vertex. Ce dernier consiste en une série de 16 hodoscopes de 120 scintillateurs laminés devant permettre une résolution de  $100\mu$ . Les données concernant les scintillateurs formant le détecteur de vertex sont recueillies par un système comprenant des rubans de fibres optiques cohérentes qui acheminent la lumière des 16 hodoscopes reliés à une électronique adéquate (amplificateur de lumière, diodes photosensibles et l'électronique associée) (figure 1 et 2).

L'équipement (cible mobile, détecteur de vertex et le télescope) était disposé sur une table, droit devant la fenêtre du tuyau qui transporte le faisceau. Trois des 4 stacks d'émulsion ont pu être exposés.

Le flux total dépasse 100000; le nombre d'évènements sélectionnés et dont les données sont enregistrées sur disque voisine 5000.

Après analyse des données enregistrées, il est apparu que le fonctionnement du système détecteur de vertex n'était pas suffisamment bon pour permettre de chercher systématiquement la présence de vertex secondaires.

## 2.3 Considérations pratiques

Après développement les pellicules d'émulsion sont juxtaposées par groupes de cinq sur une plaque de verre qui leur sert de support. Ce procédé de juxtaposition des pellicules est une méthode qui nous permet lors de l'analyse, de suivre les traces d'une plaque à une autre si le besoin s'en fait sentir.

### 2.3.1 Sélection des événements

Un événement est une interaction du noyau d'argon (Ar) avec un noyau de brome (Br) (figure 3). Cette interaction donne lieu à ce qui est communément accordé d'appeler "une étoile". Cette dernière est une gerbe de traces émanant du point d'interaction. Etant donné que l'émulsion est un milieu composé de plusieurs éléments (H, C, N, O, Ag et Br) il est impossible, par une simple observation, de savoir lequel des noyaux cités (qui représentent la cible dans l'émulsion) est responsable de l'événement engendré par interaction avec le noyau projectile (Ar). Ce problème peut être contourné en choisissant des événements de moyenne multiplicité (de 45 à 55 traces). Ceci est le premier critère de sélection. Il est à noter cependant que ce critère ne nous assure pas qu'il s'agit bien d'un noyau de brome. Une analyse plus détaillée dans le prochain chapitre, nous renseignera d'une manière formelle de la méthode d'identification du noyau cible.

Le deuxième critère de sélection étant relatif à la position de l'étoile dans l'émulsion. En effet, seuls les événements situés dans le tiers du milieu de l'épaisseur de la pellicule d'émulsion, c'est à dire ceux compris entre 200 et 400 microns, sont considérés (l'épaisseur de l'émulsion est de 620 microns).

Ce choix se justifie par le fait que les traces à mesurer auront en moyenne une longueur appréciable qui nous permettra ainsi de faire de bonnes mesures de diffusion et de perte d'énergie pour une bonne identification des traces.

Enfin les pellicules d'émulsion de 2cm sur 10cm ne peuvent pas être utilisées dans tout leur volume. On impose une distance minimum du bord. Cette distance minimum est de  $500\mu$  dans le sens de la largeur et 1cm dans le sens de la longueur. On évite ainsi la distorsion due aux bords de la plaque.

### 2.3.2 Scanning

Le scanning, ou encore l'exploration, est la méthode de recherche d'événements dans l'émulsion. Si les phénomènes recherchés commencent tous en surface, ou s'ils sont tous compris dans une couche mince vis-à-vis de la profondeur de champ, le scanning se fait vraiment sans varier la mise au point. S'ils sont distribués au hasard (ce qui est le cas dans nos événements) dans une épaisseur considérable, il faut explorer en volume (volume scanning), selon les trois dimensions. Il est préférable de choisir dans ce cas l'objectif et le grossissement total les plus faibles, afin d'observer à la fois la plus grande surface et le plus grand volume possible.

L'efficacité de l'exploration est favorisée par un grand pouvoir séparateur, par la temps de l'exploration, par l'application et le confort de l'observateur. Elle varie beaucoup suivant les personnes.

Suivant les circonstances il faut partager entre les exigences contraires de l'efficacité et de la vitesse. En un jour, un observateur ne peut explorer régulièrement plus d'un à deux  $cm^2$  d'une émulsion d'épaisseur moyenne à grains fins

sous l'objectif 100 fois. Avec l'objectif 10 fois, le scanning peut être 50 à 100 fois plus rapide.

Pour une exploration systématique on garde une coordonnée fixe, par exemple Y. On plonge aller et retour d'une surface à l'autre (du fond de l'émulsion à la surface) en agissant sur le réglage Z (qui représente la coordonnée suivant l'épaisseur). Puis on avance suivant X d'une quantité égale au tiers du diamètre d'un champ environ et on recommence. On va ainsi d'un côté à l'autre de la région choisie, puis on change Y d'une quantité égale au diamètre du champ par exemple, et on recommence sur une autre bande d'exploration de largeur égale au diamètre du champ.

### 2.3.3 Repérage

Afin de retrouver un événement intéressant (une étoile) ou pour repérer la trace d'une particule, un système de coordonnées X, Y et Z est considéré. Pour ce qui est de la localisation de l'étoile, une grille composée de carrés successifs de 500 microns de côté, forme la base de l'émulsion. Chaque carré porte les numéros des deux coordonnées X et Y. Les caractères formant ces numéros sont assez transparents pour ne pas gêner l'observation. Il nous est donc très facile de retrouver un événement donné à n'importe quel moment par simple notation des coordonnées de ce dernier. Avant de parler du repérage des traces dans une étoile, il est nécessaire d'introduire d'abord la convention de coordonnées utilisée [2]:

- Y correspond à la coordonnée parallèle à la direction du faisceau incident (c'est aussi le sens de la largeur de la pellicule d'émulsion)

- X correspond à la coordonnée perpendiculaire à Y (sens de la longueur de la pellicule d'émulsion). Cette coordonnée est respectivement positive ou négative suivant que la trajectoire de la particule est à droite ou à gauche du faisceau incident.
- Z est la coordonnée qui est dans le sens de l'épaisseur de l'émulsion. Z est positif si la trajectoire monte et est négatif si elle descend.

Afin de prendre les coordonnées d'une trace, il est important de disposer l'étoile de telle sorte que la trace de l'argon (faisceau incident) soit alignée suivant l'axe Y (qui correspond aussi au réticule de l'oculaire du microscope). Chaque trace est suivie de l'étoile qui correspond aux coordonnées  $X = Y = Z = 0$ , jusqu'à sa sortie à l'aide d'un microscope digitisé précis au quart de micron. La position de l'extrémité de la trace ou de son point de sortie est repérée par les coordonnées X, Y et  $Z_r$ . Les erreurs sur X et Y sont estimées à 1 micron.  $Z_r$  est la coordonnée relative de la trace. C'est le rapport de la hauteur (distance de l'étoile à l'extrémité de la trace) à l'épaisseur totale de l'émulsion ( $Z_r = Z/h$  où h est l'épaisseur de l'émulsion au moment de la mesure). On choisit de prendre  $Z_r$  plutôt que Z car l'épaisseur de l'émulsion varie avec le taux d'humidité et la température ambiante. C'est le seul moyen de comparer des mesures de Z à des périodes différentes. A l'aide de ces coordonnées, les traces sont repérées d'une manière unique. Il ne peut donc pas y avoir de confusions de traces lors de l'étude d'une étoile.

## Chapitre 3

### Mesures dans l'émulsion

Il existe plusieurs types de mesures possibles qui peuvent être utilisées afin de déterminer des grandeurs physiques telles que la vitesse, l'énergie, l'angle ou la masse.

Ces mesures se basent sur une analyse de la structure des trajectoires, qu'il s'agisse des grains ou des paquets se matérialisant sur l'axe, ou des rayons  $\delta$  qui paraissent s'en détacher.

Les grains et les rayons  $\delta$  se prêtent à diverses mesures, sur leur densité linéaire, sur la distribution de leurs parcours, etc. L'interprétation de ces mesures se base sur la théorie de la perte d'énergie et sur la théorie du processus ionographique appliquée à l'émulsion particulière envisagée.

Certains de ces types de mesures sont peu pratiqués avec les autres systèmes de détecteurs, ou du moins ils ne possèdent pas, avec ces autres systèmes, une telle importance. La combinaison de ces différentes mesures nous mène à l'identification de façon unique des traces (figure 4). Ainsi les procédés de la

diffusion angulaire, appliqués à l'ionographie, ont connu des perfectionnements considérables. Les mesures de parcours, et de densité ont donné lieu à des confrontations précieuses pour établir la théorie de la perte d'énergie. Les mesures de densité ont ici une grande importance. Nous allons examiner ces divers types de mesures et leur théorie, en nous attachant surtout aux questions qui revêtent une importance particulière ou exclusive dans l'emploi des émulsions ionographiques.

### 3.1 Perte d'énergie et ionisation

Une particule chargée en mouvement dans un milieu matériel, ne conserve pas son énergie initiale. Elle la perd au cours d'interactions avec les atomes du milieu qu'elle traverse.

Les pertes d'énergie de particules chargées résultent soit de collisions nucléaires éventuellement accompagnées de désintégrations (avec évaporation, production de cascades, émission de particules telles que des fragments variés, nucléons, hélium, mésons, hypérons, etc.); soit d'interactions électromagnétiques avec les atomes de la substance traversée: ionisation et excitation, émission de rayonnement de freinage, création directe de paires *négaton-positon*.

Si on considère une particule chargée en mouvement dans un milieu matériel, le champ électrique de la particule agit sur les électrons atomiques qui se trouvent au voisinage de la trajectoire; si l'interaction est suffisante, certains de ces électrons peuvent être arrachés aux atomes auxquels ils étaient liés et recevoir une certaine énergie cinétique.

C'est le phénomène de l'ionisation qui transforme un atome neutre en deux

corpuscules chargés distincts: un électron et un ion positif. Au cours de ce processus, la particule mobile voit son énergie cinétique diminuée d'une quantité égale à la somme de l'énergie de liaison de l'électron arraché et de l'énergie cinétique reçue par celle-ci. L'importance de chaque processus d'ionisation est très variable selon les cas. Certains d'entre eux font disparaître la particule comme telle et mettent donc fin à sa trajectoire propre. La création de photons et de particules est importante aux grandes vitesses seulement. Les chocs nucléaires ne prennent d'importance que pour les ions lourds aux faibles vitesses. Le long des trajectoires de toutes les particules chargées, ce sont les chocs sur les électrons atomiques qui constituent la cause principale de perte d'énergie, agissant de façon à peu près continue. Les autres modes de perte agissent de façon discontinue, c'est à dire en des points successifs et relativement distincts le long de la trajectoire.

Supposons une particule traversant un milieu donné; il existe une relation liant la vitesse, la charge et la perte d'énergie de cette particule dans ce milieu. Cette relation est connue sous le nom de formule de Bethe et Bloch (figure 5) [3-4]:

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \left\{ \text{Log} \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right\} \quad (1)$$

où E est l'énergie totale de la particule incidente.

$\beta$  : la vitesse de cette particule.

ez : la charge de la particule incidente.

$n=NZ$  : nombre d'électrons par  $cm^3$  de la substance traversée, de nombre atomique Z.

I le potentiel moyen d'ionisation des atomes du milieu traversé.

$\frac{dE}{dx}$  est la perte d'énergie de la particule par unité de longueur.

L'équation de Bethe-Bloch demeure valable pour tout composé, tel que l'émulsion, à condition de remplacer le potentiel d'excitation  $I$  par un nouveau potentiel moyen  $\langle I \rangle$ , et la densité électronique  $n$  par la densité électronique de tous les éléments du milieu traversé:

$$\text{Log } \langle I \rangle = \sum_i f_i \text{Log } I_i$$

où

$$f_i = \frac{n_i Z_i}{\sum_i n_i Z_i}$$

et

$$n = \sum_i N_A \frac{Z_i}{A_i} n_i$$

avec  $n_i$  : nombre d'atome par  $\text{cm}^3$  du type  $i$ .

$Z_i$  : la charge de l'atome du type  $i$ .

$N_A$  : le nombre d'Avogadro.

Des équations précédentes, nous pouvons dégager certaines lois que vérifient les mesures dans l'émulsion. Dans un milieu donné, la perte d'énergie est proportionnelle au carré de la charge de la particule et elle dépend de sa vitesse mais non de sa masse. La formule de Bethe-Bloch peut en effet s'écrire

$$\frac{dE}{dx} = z^2 f(\beta)$$

Cette relation est d'une importance capitale dans l'identification des particules. En effet, il apparait que la perte d'énergie des particules de charge unitée (proton, pion, deuton, triton...) ne dépend, pour un milieu donné, que de leur vitesse. Autrement dit, le calcul de la vitesse peut se ramener à la détermination de la perte d'énergie.

D'autre part, la loi en  $z^2$  de la perte d'énergie peut être mise à profit pour séparer les particules de différentes charges.

La mesure de la perte d'énergie se fait à l'aide du comptage de grains le long d'une trajectoire. En effet la structure de cette dernière dans l'émulsion est définie par des amas de microcristaux d'argent dont la disposition dépend du mode de perte d'énergie, des propriétés de l'émulsion et de son développement. On reconnaît par simple coup d'œil le long de l'axe des grains à peu près sphériques, séparés par des espaces vides appelés lacunes.

Lorsqu'elle est peu élevée, la densité linéaire des grains est la quantité la plus facile à mesurer sur une trajectoire. Elle peut d'ailleurs s'estimer sur une trajectoire incomplète. Le plus grand problème peut être dans la mesure de la densité de grains est dû au voile ou background qui n'est rien d'autre que des grains développés au voisinage d'une trajectoire mais qui n'appartiennent pas à celle-ci. Il est d'autant plus difficile de les distinguer des grains de la trajectoire lorsque ceux-ci ne sont pas isolés, réguliers et placés sur l'axe.

La précision de la densité linéaire peut être affectée par l'existence de plusieurs grains accolés le long de la trajectoire. Il est parfois très difficile de faire la différence entre un grain isolé et déformé et un paquet allongé renfermant plusieurs grains accolés. L'absence de déformation des grains dans une

émulsion de bonne qualité et bien développée, permet parfois de compter visuellement les grains dans les paquets avec assurance. Mais cela n'est pas toujours possible. Si les grains sont irréguliers et agglomérés, on peut diviser la longueur totale occupée par les paquets par leur largeur pour obtenir ce qu'on appellera arbitrairement le nombre de grains.

La mesure de la densité de grains par 100  $\mu$ ,  $n_{100}$ , se fait à l'aide d'un microscope digitisé où la trajectoire de la particule est agrandie à l'aide d'un objectif  $\times 100$ . Les coordonnées X, Y, et Z de la fin de la trace dans la plaque sont relevées (voire chapitre 1);  $n_{100}$  est alors donné par la l'expression suivante:

$$n_{100} = \frac{100N}{\sqrt{X^2 + Y^2 + (KZ)^2}}$$

où N est le nombre total de grains comptés et K est le coefficient d'affaiblissement de l'émulsion après développement. La valeur de K varie d'une plaque à l'autre de même qu'elle dépend des conditions dans lesquelles les mesures sont faites (température et humidité); sa valeur est voisine de  $K=2$  pour une humidité relative de 70%.

Il peut arriver qu'une trace soit déviée plusieurs fois de sa trajectoire rectiligne sous l'effet de chocs nucléaires. Dans ce cas la détermination de la longueur de la trace est plus difficile et induit des erreurs supplémentaires dues aux valeurs de la coordonnée Z. Dans ce cas

$$n_{100} = \frac{100N}{\sum_{i=0} \sqrt{(X_{i+1} - X_i)^2 + (Y_{i+1} - Y_i)^2 + K^2(Z_{i+1} - Z_i)^2}}$$

La dernière étape dans le calcul de la vitesse  $\beta$  de la particule consiste à utiliser le fait que

$$dE/dx = \alpha n_{100}$$

où  $\alpha$  est une constante. La densité de grains au minimum d'ionisation ( $\beta = 0.948$  et  $(dE/dx) = 5.49$  MeV/cm) est estimé à [2]  $28.5 \pm 0.5$  grains par  $100\mu$ . Une courbe donnant la perte d'énergie en fonction de  $\beta$  la vitesse est utilisée (figure 5) pour extraire la valeur de  $\beta$ . Un programme est également disponible pour déterminer  $\beta$  en résolvant numériquement l'équation de Bethe-Bloch en utilisant uniquement  $n_{100}$  et les coordonnées de la particule comme données. Le processus de formation des grains dans l'émulsion est un phénomène statistique, d'où l'existence de fluctuations. Ces dernières limitent la précision de la mesure de l'ionisation basée sur la densité granulaire de la trajectoire. La déviation normale sur la densité est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de grains comptés  $1/\sqrt{N}$ . On a donc avantage, si on le peut, à compter 1000 grains ou plus, l'erreur sera inférieure ou égale à 3%.

### 3.2 Mesures de diffusion

Par rapport à une ligne de vol idéal (dans le vide) les trajectoires de particules chargées dans une émulsion ionographique apparaissent plus ou moins sinuées. Ces sinuosités apportent des informations précieuses sur les paramètres de la particule : la diffusion multiple coulombienne constitue la base d'une méthode classique de détermination de l'énergie.

La diffusion (ou scattering) ne dépend ni de la grosseur des grains ni de la sensibilité de l'émulsion. Son défaut est d'être relativement peu précise, l'énergie est rarement déterminée à mieux de 10%, et aussi d'être sensible à des distortions parfois difficiles à déceler. Cependant ce problème est contourné dans notre cas. en effet la diffusion n'est pas utilisée pour déterminer l'énergie

des particules mais plutôt pour l'identification de ces dernières. L'erreur sur l'énergie est donc donnée par le comptage de grains qui lui est beaucoup plus précis.

La diffusion que subit une particule traversant une certaine substance peut résulter soit d'une déviation unique par interaction avec un noyau cible quelconque de l'émulsion soit de l'accumulation de petites déviations produites par différentes cibles, c'est la diffusion multiple et c'est cette dernière qui est utilisée dans les mesures ionographiques.

Dans la pratique, quand une particule chargée traverse une épaisseur de matière donnée, elle subit un certain nombre d'interactions dont chacune provoque une déviation indépendante des précédentes. Il en résulte que la trajectoire est en réalité ~~une ligne brisée dont chaque segment est constitué~~ par le libre parcours de la particule entre deux interactions successives.

Enfin il est important de préciser que les déviations que subit une particule en traversant une plaque d'émulsion nucléaire proviennent essentiellement des *forces coulombiennes*.

En utilisant la technique de Fowler [5], ~~la relation entre le signal de diffusion~~ et le  $p\beta$  d'une particule est:

$$\frac{p\beta}{z} = \frac{Kt^{3/2}}{457(\overline{D_c^2})^{1/2}}$$

où  $p$ : est la quantité de mouvement.

$t$ : la longueur de cellule en  $\mu$ .

$\overline{D_c^2}$ : la différence seconde quadratique moyenne due aux diffusions coulombiennes multiples en  $\mu$ .

et  $K$  est le facteur de diffusion en  $(\text{degré MeV } (100\mu)^{-1/2})$ . Cette grandeur ne

dépend que de la longueur de cellule choisie  $t$  et de la vitesse de la particule  $\beta$  [6]:

$$K = 11.9 \left\{ 1 + 0.837 \log_{10} \frac{0.94t}{(\beta^2 + 0.3)} \right\}^{1/2}$$

Le calcul de  $D$  se fait à l'aide de la méthode de flèches, utilisée pour la première fois par Fowler [5]. On aligne la trajectoire approximativement selon l'axe des  $Y$  matérialisé par le réticule du microscope (la précision de la mesure dépend grandement du parallélisme de la trajectoire avec l'axe des  $Y$ ), puis on mesure à des distances consécutives égales à  $t$ , les valeurs  $x_1, x_2, \dots, x_i$  chacune représentant l'abscisse d'un point de la trajectoire (flèche) voire figure 6. Les valeurs  $x_i$  sont déterminées avec une précision égale à  $0.04 \mu$ . On forme les différences premières  $x_2 - x_1, x_3 - x_2, \dots, x_i - x_{i-1}$  on forme ensuite les différences secondes:

$$D_1 = (x_3 - x_2) - (x_2 - x_1) = x_3 - 2x_2 + x_1$$

$$D_{i-2} = (x_i - x_{i-1}) - (x_{i-1} - x_{i-2}) = x_i - 2x_{i-1} + x_{i-2}$$

d'où

$$\overline{D^2} = \frac{\sum_{n=1}^{n=i-1} D_n^2}{i-1}$$

Dans la détermination de  $\overline{D^2}$  de larges déflexions des trajectoires peut avoir lieu sous l'influence d'interactions nucléaires. Pour éviter d'inclure ces déviations dans nos calculs, il suffit d'exclure toutes les valeurs de  $D$  supérieures à  $4\overline{D}$ .

Afin de déterminer le  $p\beta$  d'une particule avec précision il est important d'éliminer les contributions des différents bruits qui perturbent les mesures de diffusion, parmi ces bruits on distingue:

- Bruit de platine: ce bruit est lié à l'instrument de mesure (microscope) car le déplacement de la platine n'est pas parfaitement rectiligne.
- Bruit de grain et de lecture: ce bruit est dû à l'imprécision des mesures et à la dispersion des grains le long de la trajectoire de la particule. Il dépend également de la grosseur des grains de l'émulsion.
- Diffusion parasite: Lors de son traitement l'émulsion subit des déformations qui affectent tantôt une grande région de la pellicule comme les courbures, tantôt de petites régions sous forme de dislocations parfois difficiles à percevoir.

Parmi les méthodes utilisées pour éliminer ces erreurs, la méthode de la double cellule [7] est peut être la plus simple et la plus directe. En effet la différence seconde quadratique seconde moyenne mesurée  $\overline{D^2}$  est affectée par un certain nombre d'erreurs. Si  $\overline{D^2}$  est la valeur quadratique moyenne de la différence seconde due à l'ensemble des bruits, alors on a:

$$\overline{D^2} = \overline{D_c^2} + \overline{D_b^2}$$

où l'indice  $b$  représente le bruit. Si  $K_n$  et  $\overline{D_n^2}$  sont respectivement le facteur de diffusion multiple et la valeur quadratique moyenne des différences secondes pour la cellule de longueur  $nt$  où  $n$  est un nombre entier alors:

$$\overline{D_c^2} = \frac{\overline{D_n^2} - \overline{D^2}}{n^3 \left(\frac{K_n}{K}\right)^2 - 1}$$

La connaissance de  $\overline{D_c^2}$  nous permet donc de déterminer la diffusion d'une particule due essentiellement aux forces coulombiennes.

Une autre méthode de calcul de  $p\beta$  a été utilisée. A l'aide d'un programme, la valeur de la différence seconde moyenne  $\overline{D}$  est calculée pour des longueurs

de cellules multiples de  $t$  ( $2t, 3t, 4t \dots$ ). Enfin on essaie de faire passer une courbe en  $t^{3/2}$  par les différents points expérimentaux. Cette dernière nous donne la valeur du  $p\beta$  (figure 7 et 8).

Les valeurs de  $p\beta$  sont généralement sousestimées et le rapport signal/bruit diminue aux courtes cellules. C'est principalement pour ces raisons que les longueurs de cellules sont choisies assez grandes, car le signal de diffusion devient de plus en plus grand par rapport aux bruits et les valeurs de  $p\beta$  augmentent légèrement.

Les erreurs sur le produit  $p\beta$  sont obtenues en considérant l'erreur statistique. Cette erreur est donnée par la formule:  $\delta(p\beta)/p\beta = 1/\sqrt{n}$ .

### 3.3 Relation parcours-énergie

Les relations parcours-énergie constituent une méthode pratique de détermination de l'énergie des particules chargées.

Le parcours moyen  $R$  d'une particule chargée d'énergie cinétique  $T_1$  est donné par:

$$R = R(T_1) = \int_0^R dx = \int_{T_1}^0 \frac{dE}{-dE/dx}$$

Où  $-dE/dx$  est la perte d'énergie linéique donnée par la formule de Bethe-Bloch qui d'ailleurs s'écrit:

$$\frac{dT}{dx} = z^2 F\left(\frac{T}{M}\right)$$

$$R = \frac{1}{z^2} \int_0^{T_1} \frac{dT}{F\left(\frac{T}{M}\right)} = \frac{M}{z^2} \int_0^{\frac{T_1}{M}} \frac{d(T/M)}{F\left(\frac{T}{M}\right)}$$

Soit:

$$R = \frac{M}{z^2} G\left(\frac{T_1}{M}\right) = H(M, z, T)$$

où  $z$  et  $M$  sont respectivement la charge et la masse de la particule.

Il a été établi expérimentalement que la relation parcours-énergie peut être représentée par une équation de la forme [S-9] :

$$T = kR^n$$

où  $k$  et  $n$  sont des constantes expérimentales.

D'une manière plus générale, une formule empirique nous permet de calculer l'énergie cinétique  $T$  connaissant la masse  $M$  et le parcours  $R$  :

$$T = kz^{2n}M^{1-n}R^n$$

où les constantes sont égales à [S] :

$$k = 0.251$$

et

$$n = 0.581$$

d'où

$$T(\text{McV}) = 0.251z^{1.16}M^{0.42}R^{0.58}$$

On utilise la relation parcours-énergie pour des trajectoires appelées traces noires. Il s'agit de particules unitaires lentes, de particules alpha non rapides et de tous les ions de charge supérieure ou égale à 3. Dû au fait que la perte d'énergie (donc aussi la densité linéaire de grains) soit proportionnelle au carré de la charge, les traces deviennent saturées, en terme de grains par  $100\mu$ . Il devient impossible de faire un comptage de grains, si  $N_{100}$  est supérieur à 280. La mesure de R devient alors un critère indispensable dans l'identification des particules.

Les traces sont donc suivies du point où elles prennent naissance (l'étoile) jusqu'à leur fin. Il est à signaler que la fin d'une trace peut parfois être un bon moyen d'identification des particules. En effet vers la fin, les vitesses de celles ci sont très faibles; elles sont donc très diffusées. La diffusion est d'autant plus forte que la masse est petite.

### 3.4 Rayons $\delta$

La production de rayons  $\delta$  (électrons de collision) est directement liée au mécanisme d'ionisation. Dans le cas de l'émulsion nucléaire, il peut arriver que les électrons atomiques reçoivent un transfert d'énergie nettement supérieur à l'énergie moyenne nécessaire à la formation d'une image latente au niveau d'un grain localisé sur la trajectoire incidente. On observe alors des trajectoires courtes secondaires dues à ces électrons de collision.

On peut parfois discerner des rayons *delta* d'un seul grain touchant la trajectoire, et on peut en reconnaître mesurant  $80\mu$  ou plus et comptant une centaine de grains. Mais les rayons  $\delta$  ordinaires sont souvent fortement diffusés,

ce qui gêne l'identification des plus courts d'entre eux. Pour les compter, le seul moyen est un examen visuel soigné de segments successifs de longueur appropriée. On obtient ainsi leur densité linéaire  $N_\delta$ .

Pour des résultats fidèles et significatifs, il importe de définir précisément les conventions de comptage, qui sont toujours plus ou moins subjectives. On peut convenir de compter les rayons  $\delta$  possédant 3 grains ou plus.

L'efficacité du comptage est voisine de l'unité pour les rayons  $\delta$  longs de quelques  $\mu$ , très espacés le long des trajectoires. Dans d'autres cas, l'efficacité est très inférieure à l'unité et elle varie le long du parcours. Les mesures sur les rayons  $\delta$ , malgré les éléments subjectifs qu'elles comportent, jointes à des mesures de parcours le long de la trajectoire, peuvent souvent rendre des services dans l'identification des particules de toute nature et de toute énergie; surtout si on dispose de longs segments ou si on voit la fin du parcours.

La théorie de la perte d'énergie donne une expression pour le nombre d'électrons projetés par unité de longueur de la trajectoire d'une particule de vitesse  $\beta$ , ayant une énergie comprise entre  $E$  et  $E+dE$ ,  $E$  en MeV:

$$\frac{d^2N}{dx dE} = \frac{2\pi e^4 n z^2}{(mc^2 \beta^2 E^2)}$$

où  $n$ : est le nombre d'électrons libres par unité de volume.

$z$ : la charge de la particule incidente.

$m$ : le masse de l'électron.

Par intégration on obtient le nombre de rayons  $\delta$  par unité de longueur:

$$N_\delta = C \frac{z^2}{\beta^2} \left( \frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_m} \right)$$

où  $C$ : est une constante.

$E_0$ : l'énergie minimum transférée à l'électron par la particule incidente.

$E_m$ : l'énergie maximum transférée à l'électron par la particule incidente qui est donnée par:

$$E_m = mc^2 \frac{2\beta^2}{(1 - \beta^2)}$$

où  $\beta$  est la vitesse de la particule incidente.

Si l'énergie minimum ( $\sim 15$  KeV) est très inférieure à l'énergie maximum (fonction de la vitesse  $\beta$ ), on peut négliger le dernier terme entre parenthèses de la formule donnant  $N_\delta$ . La densité linéaire des rayons  $\delta$  est alors proportionnelle à  $z^2$ .

$$N_\delta = z^2 F(\beta)$$

Il est possible de déterminer la charge d'une particule connaissant le  $N_\delta$  d'une particule connue, dans notre cas il s'agira du noyau d'argon ( $z=18$ ).

## Chapitre 4

# Théorie et résultats expérimentaux

### 4.1. Modèles théoriques

Une description théorique des réactions d'ions lourds devrait mettre en relief les effets typiques de la matière nucléaire à haute énergie. Un de ces effets est la formation puis la désintégration d'une matière nucléaire chaude et très dense.

Les modèles théoriques devraient être en mesure de donner une description systématique des résultats expérimentaux qui sont entre autres, les distributions angulaires et d'énergie, les multiplicités et les températures observées.

Le modèle par excellence serait sans aucun doute celui qui tiendrait compte des effets de mécanique quantique relativiste des champs. Mais vu les difficultés associées à cette théorie et surtout au nombre de degrés de libertés élevés

associés dans ces collisions noyaux-noyaux, un tel modèle reste encore non raisonnable.

Deux modèles ont été choisis, d'abord par leur relative simplicité et surtout par leurs interprétations du mécanisme de réaction des ions qui sont parfois à l'opposé l'un de l'autre.

En effet, on distingue d'une part, le modèle de la boule de feu qui est un modèle macroscopique, qui est essentiellement un modèle géométrique tenant compte de l'effet collectif des nucléons; d'autre part le modèle de cascades intra-nucléaires (INC) qui lui est un modèle qui traite de la nature microscopique des constituants impliqués dans l'interaction.

Il serait donc intéressant de comparer l'effet des deux modèles face aux résultats expérimentaux.

#### 4.1.1 Boule de feu (Fireball)

Le modèle de la boule de feu a été très rapidement introduit pour donner une description quantitative des résultats expérimentaux [10]. Ce modèle repose sur des concepts géométriques représentés schématiquement sur la figure 9, et sur la thermodynamique statistique. A chaque paramètre d'impact  $b$ , est associée une zone de recouvrement géométrique entre la cible et le projectile. Les nucléons qui se trouvent dans cette zone (les participants) sont abrasés et forment une boule de feu; toute l'énergie disponible dans le mouvement relatif de ces nucléons participants se transforme en chaleur. Après une phase d'expansion, ces nucléons seront finalement émis avec un spectre de Boltzmann dans le centre de masse, soit:

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p_{c.m.}} = (2\pi mkT)^{-3/2} \exp(-p_{c.m.}^2/2mkT)$$

où la température  $T$  est directement liée à l'énergie d'excitation de la boule de feu.

Enfin, les fragments de la cible et du projectile continuent leur trajectoires avec une vitesse inchangée (les spectateurs). Ces résidus spectateurs, excités par le processus d'abrasion qu'ils ont subi, se dés excitent par évaporation de particules aux grands angles dans le référentiel du laboratoire avec une quantité de mouvement proche de celle du momentum de Fermi  $p_F = 250$  MeV/c.

Les participants se déplacent à des vitesses intermédiaires aux deux zones de spectateurs. On peut estimer le nombre de nucléons participants à l'interaction connaissant le paramètre d'impact  $b$  et le numéro atomique des deux noyaux projectile-cible.

On peut estimer le nombre protons ou neutrons participants de la cible et du projectile en évaluant l'équation suivante:

$$N_{proton}(b) = \sum_i \frac{Z_i}{A_i} N_i(b)$$

où  $i=c,p$  (cible, projectile) et  $N_i(b)$  le nombre de nucléons participants. Cette équation doit être résolue par intégration numérique pour chaque combinaison de numéros atomiques de la cible et du projectile.

L'énergie initiale du système est donnée par:

$$E_{Lab} = E_c + E_p = (m + E_k)N_p + mN_c$$

où  $m$  est la masse du nucléon et  $E_k$  est l'énergie cinétique du nucléon dans le laboratoire. La quantité de mouvement sera donc :

$$P_{Lab} = N_p [E_k (E_k + 2m)]^{1/2}$$

La vitesse du centre de masse du système de nucléons participants par rapport au laboratoire sera :

$$\beta_{c.m.} = \frac{P_{Lab}}{E_{Lab}}$$

ce qui nous permet de calculer l'énergie d'une particule quelconque dans le système du C.M. simplement en utilisant:

$$e_{c.m.} = \gamma_{c.m.} (e_{Lab} - \beta_{c.m.} P_{Lab})$$

D'autre part l'énergie totale de la boule de feu est donnée par:

$$E_{c.m.} = (E_{Lab}^2 - P_{Lab}^2)^{1/2}$$

$$E_{c.m.} = [(N_p + N_c)^2 m^2 + 2E_k m N_p N_c]^{1/2}$$

On suppose dans ce modèle que les participants du projectile transfèrent toute leur quantité de mouvement dans le centre de masse de la boule de feu. Comme à 1.8 GeV l'énergie disponible est de loin supérieure à l'énergie de liaison des nucléons dans le noyaux, ceux-ci sont libérés.

Lorsque les deux systèmes participants fusionnent, toute l'énergie du centre de masse se thermalise. La boule de feu est alors traitée comme un gaz parfait en équilibre thermique avec une température caractéristique  $T$ , qui se désintègre de manière isotrope, suivant une distribution d'énergie de Maxwell-Boltzmann.

En supposant une thermalisation totale, le nombre de particules quelconques est donné par [11]:

$$dN = e^{u/T} \frac{gV}{(2\pi)^3} e^{-E/T} p^2 dp d\Omega$$

où  $g$  est le facteur de dégénérescence de spin,  $E$  l'énergie totale disponible dans la boule de feu,  $u$  le potentiel chimique d'un type de particule donné et  $V$  est le volume de la boule de feu. Le nombre de protons serait alors:

$$N_{proton} = e^{u_p/T} \int \frac{gV}{(2\pi)^3} e^{-E/T} p^2 dp d\Omega$$

### 4.1.2 Cascades intra-nucléaires

Une autre approche, diamétralement opposée, qui permet de rendre compte raisonnablement de l'ensemble des résultats expérimentaux, est donnée par le modèle de cascade intranucléaire. Ce modèle laisse supposer une certaine contribution des processus de diffusion unique nucléon-nucléon. Une indication expérimentale concernant ce dernier point provient de l'épaulement des spectres de protons à des énergie de 200 MeV.

Cependant les calculs complets de cascades intra-nucléaires sont trop complexes pour permettre d'apprécier les liens existant entre les résultats du calcul et les hypothèses de départ.

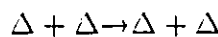
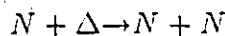
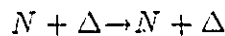
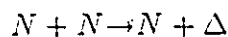
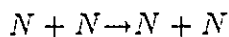
La cascade intra-nucléaire décrit donc le processus de collisions binaires entre des particules se produisant comme dans l'espace libre [12]. En bref, les nucléons sont pourvus au début de positions et de impulsions en accord avec la distribution de masse des noyaux. Les particules se propagent en ligne droite, jusqu'à ce que pour une paire de particules la distance minimum  $d_{min}$  soit réalisée. Si celle-ci est trop grande, le mouvement n'est pas perturbé. Si, par contre,

$$\pi d_{min}^2 \leq \sigma_{tot}(E_{c.m.})$$

où  $\sigma_{tot}$  est la section efficace totale pour l'énergie  $E_{c.m.}$  de la paire en question, alors les particules sont déviées.

Les impulsions des particules après la collision sont en accord, bien sûr, avec les lois de conservation d'énergie et d'impulsion. Si plusieurs voies sont ouvertes, la voie finale sera choisie en accord avec le poids des différentes sections

efficaces de réaction. Le mouvement rectiligne des particules reprend jusqu'à ce qu'une nouvelle paire de particules réalise sa distance minimum d'approche, et ainsi de suite jusqu'à ce que le taux de collisions binaires devienne négligeable. Un fait important à mentionner est certainement la production de pions dans ce modèle. En effet la diffusion inélastique N-N, qui est entièrement dominée par la production de pions dans dans la région d'énergie dans laquelle nous travaillons, est supposée avoir lieu via la formation de la résonance  $\Delta(1232)$ . Autrement dit on s'attend aux réactions suivantes



Les contributions de ces réactions sont déterminées suivant leurs sections efficaces respectives connues expérimentalement.

## 4.2 Résultats expérimentaux

Le travail expérimental consiste en un ensemble de 372 traces qui émanent d'une part de collisions centrales  $^{40}\text{Ar} - ^{108}\text{Ag}$  et d'autre part de collisions périphériques  $^{40}\text{Ar} - ^{80}\text{Br}$  (la centralité et la non-centralité de ces collisions seront l'objet d'une analyse plus loin dans la thèse).

### 4.2.1 Multiplicités

Je parlerai dans cette section de la production de pions et de fragments nucléaires en terme de multiplicité dans les interactions noyau-noyau.

Pour des énergies de faisceaux voisines de 1 GeV/A les particules secondaires dominantes créées dans les collisions sont les pions et les protons. A ces énergies les pions sont principalement produits par les désintégrations de résonances  $\Delta$ . Certains pions sont alors absorbés à l'intérieur du milieu nucléaire à travers la réaction  $\pi NN \rightarrow NN$ , ou ils sont diffusés suivant  $\pi N \rightarrow \pi N$ . Par contre, les protons sont produits par les collisions simples NN ou les collisions multiples NN ou finalement par l'évaporation des spectateurs.

Dans l'étude des collisions d'ions lourds relativistes, l'intérêt s'est focalisé sur la production de pions. Car il y a des prédictions théoriques concernant l'apparition de phénomènes exotiques tels qu'un effet collectif de la matière nucléaire ou la production d'un plasma quark-gluon qui impliqueraient une production notable de pions largement supérieur à celle due aux collisions nucléon-nucléon.

La quantité généralement utilisée pour étudier la multiplicité est:

$$R = \frac{\langle N_{\pi^-} \rangle}{\langle N \rangle}$$

où  $N_{\pi^-}$  est la multiplicité moyenne de pions négatifs par collision et  $\langle N \rangle$  est le nombre moyen de fragments chargés correspondant.

Ce rapport croit d'une manière significative avec l'énergie du faisceau incident. Par contre il semble [13] que R soit indépendant du projectile ou de la cible.

Il semble y avoir une corrélation linéaire entre  $\langle N \rangle$  et  $\langle N_{\pi^-} \rangle$ . Il s'en suit que la multiplicité des pions tend à être proportionnelle à la multiplicité totale des particules chargées avec une constante de proportionnalité qui dépendrait de l'énergie du faisceau. S.Y. Fung [13] donne, pour une énergie de 1.8 GeV/A (faisceau d'Ar) la valeur suivante:  $R=0.104$ .

Ces résultats ont été confirmés par un groupe de l'université de Californie [14] qui a étudié les collisions centrales à 1.8 GeV/A entre un faisceau d' $^{40}\text{Ar}$  et des noyaux cibles de Pb. Le rapport  $R$  a été estimé à  $R=0.109$ .

A mesure que la valeur du paramètre d'impact décroît (collision centrale), le nombre de fragments nucléaires lourds (noyaux composés tels que d,t, $\alpha$  ...) décroît, et le nombre de particules chargées croît. On s'attend dans le cas d'une collision parfaitement centrale à une croissance de la multiplicité des particules et entre autres de celle des pions.

On appelle généralement une collision centrale dans un cadre géométrique idéal, un événement pour lequel le paramètre d'impact est compris entre  $b=0$  et  $b=2.4$  fm.

Nos mesures expérimentales des multiplicités nous donnent pour les collisions centrales un rapport de multiplicité de  $R = 0.091 \pm 0.020$ , une valeur en accord avec les résultats précédents.

Pour des analyses théoriques, une étude des corrélations de multiplicités en terme de nombre de nucléons participants dans la collision est plus appropriée.

Il n'est pas aisé de déterminer le nombre de participants. Ceci dit, il n'est pas impossible d'en avoir une bonne estimation. Le nombre de participants

$Q$  dans chaque collision est donné par:

$$Q = N_{tot} - N_{\pi^-} - N_{\pi^+} - (N_{proj}^s + N_{cib}^s) \quad (2)$$

où  $N_{proj}^s$  est le nombre de spectateurs émis par le projectile. Ces spectateurs sont identifiés comme émanant du projectile dans la mesure où ils sont concentrés à l'intérieur d'un cône de 10 degrés avec la vitesse du faisceau.  $N_{cib}^s$  sont les spectateurs de la cible qui eux sont des particules positives ayant un momentum  $p_F \leq 250 MeV/c$  ( $p_F$  est le momentum de Fermi). En fait,  $Q$  est le nombre de protons participants.

D'après A. Sandoval [15],  $\langle N_{\pi^-} \rangle$  croît linéairement avec  $Q$ . Ce résultat est valable quel que soit le paramètre d'impact. Si on redéfinit  $R$  comme suit:

$$R_Q = \frac{\langle N_{\pi^-} \rangle}{\langle Q \rangle}$$

A. Sandoval trouve pour une énergie de 1.8 GeV/A,  $R_Q = 0.20$ . Cette valeur est compatible avec nos résultats. Pour l'interaction Ar-Ag, on trouve  $R_Q = 0.17 \pm 0.05$ ; et pour le cas Ar-Br  $R_Q = 0.16 \pm 0.07$ . Ces résultats, bien qu'ils soient en bon accord avec l'expérience, est en désaccord complet avec le modèle de la boule de feu qui prédit  $R_Q = 0.48$  [16] en fait cela n'est pas surprenant car ce modèle est connu pour sa surestimation de la multiplicité des pions.

### 4.2.2 Thermalisation

Une des préoccupations majeures de la physique des ions lourds relativistes est l'étude du comportement de la matière nucléaire à haute température et densité afin d'en extraire les équations d'état.

Une des analyses sur laquelle on se penche est la vérification expérimentale de l'hypothèse de thermalisation qui se retrouve par exemple dans les modèles de la boule de feu et de cascade intranucléaire. Par ailleurs l'utilisation d'un détecteur  $4\pi$  (telle l'émulsion) permet de rechercher, événement par événement, si les conditions d'équilibre thermique sont effectivement atteintes.

La condition d'isotropie qui doit bien entendu apparaître globalement sur les distributions angulaires (dans le centre de masse du système), doit aussi être vérifiée sur la distribution d'impulsion des particules d'un même événement.

On peut ainsi trancher entre l'hypothèse d'un véritable équilibre thermique, applicable événement par événement, et la situation où le paramètre de température ne fait que refléter les propriétés moyennes de l'ensemble statistique associé à un grand nombre d'événements. Pour faire cette étude Gustafsson et al [17] ont considéré le rapport d'isotropie suivant:

$$I = \frac{2 \sum_i |p_T^i|}{\pi \sum_i |p_L^i|}$$

où,  $p_T^i$  et  $p_L^i$  sont respectivement les impulsions transverses et longitudinales (dans la direction du faisceau) de toutes les particules  $i$  observées dans le même événement.

Le facteur  $2/\pi$  normalise le rapport  $I$  à l'unité.

Les résultats sont présentés sur les figures 10 et 11. Les calculs ont donc été effectués dans le centre de masse du système. La condition d'isotropie est réalisée sur les diagonales ( $I=1$ ). Les 6 points à faible impulsion transverse (spectateurs+participants) correspond bien clairement à la fragmentation du projectile. Les autres points (participants) correspondent à des collisions où

il y a transfert d'impulsion dans la direction transverse.

On remarque qu'on est très près de la condition d'isotropie que requiert l'hypothèse d'un équilibre thermique. Il reste bien sûr une certaine contamination due aux résidus d'évaporation de la cible dont on sait néanmoins qu'elle diminue lorsque la multiplicité augmente. A ce point il est important de souligner que la condition d'isotropie n'est qu'une condition nécessaire (mais non suffisante) de thermalisation. En fait elle indique plus simplement l'absence de direction privilégiée. L'étape suivante consisterait à étudier plus en détail la distribution d'énergie des différentes particules pour mettre en évidence le spectre de Boltzmann ( $\exp(-E/T)$ ).

---

### 4.2.3 Température des pions et des protons

Une étude des paramètres de pente des spectres de pions et de protons a été effectuée par Brockmann et al [18] sur des données de chambre à dards en Ar-KCl à 1.8 GeV/A. La première constatation provient d'une tentative de représentation des spectres de pions à 90 degrés dans le centre de masse par une distribution de type Boltzmann :

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p} \propto \exp(-E/T)$$

Par ailleurs les températures trouvées pour les pions et les protons sont différentes. Les valeurs ainsi trouvées sont  $T_p \sim 118$  MeV pour les protons et  $T_\pi \sim 58$  MeV pour les pions. La première température est en accord avec les prédictions d'un modèle thermique [20] qui donne  $T_\pi \sim T_p \sim 120$  MeV; ce résultat n'est pas

étonnant car le modèle thermique traite les pions et les protons comme des particules émises de la même source thermique, et devraient donc avoir la même température.

Nos résultats par contre sousestiment les températures de près de 20%. Cela est probablement dû au fait que nous ne possédons pas assez de statistiques pour une comparaison raisonnable,  $T_\pi = 51 \pm 10$  MeV et  $T_p = 95 \pm 15$  MeV.

Un détail frappant dans ces mesures est sûrement la faible température des pions par rapport aux protons.

Le modèle de la boule de feu donne comme explication le fait que les pions pourraient être découplés plus tard dans le processus de la formation et désintégration de la boule de feu que les protons; autrement dit ils seraient émis dans la partie la plus froide de l'interaction [19]

Le modèle de cascade intra-nucléaire qui donne  $T_p \sim 123 \pm 2$  MeV et  $T_\pi \sim 73 \pm 3$  MeV, explique cette différence par le fait que l'émission de pions dans les calculs de cascades est habituellement incluse sous forme d'un mécanisme en deux étapes, il y a d'abord la production de la résonance  $\Delta$  suivant la réaction  $NN \rightarrow N\Delta$ ; et ensuite la production de  $\pi$  par la désintégration des  $\Delta$  suivant le processus  $\Delta \rightarrow N\pi$ . Ce ne sont donc pas les pions qui sont en équilibre thermique avec les nucléons mais plutôt les  $\Delta$ . La température des  $\pi$  reflète alors la désintégration à deux corps du  $\Delta$  superposée au spectre d'énergie des  $\Delta$  caractérisé par une température proche de celle des nucléons.

Finalement une idée a été suggérée par Nagamiya [21], qui se fonde sur un aspect microscopique de la réaction dont le paramètre important serait le libre parcours moyen  $\lambda$ . Une estimation de cette quantité est donnée par la relation:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_{int}\rho}$$

où  $\sigma_{int}$  est la section efficace d'interaction et  $\rho$  la densité des nucléons. Vu que la section efficace d'interaction  $\pi N$  est plus grande que celle de l'interaction  $NN$  ( $\sigma(\pi N) \sim 100-200$  mb et  $\sigma(NN) \sim 40$  mb) alors le libre parcours moyen des pions est inférieur à celui des protons ( $\lambda(\pi) < \lambda(p)$ ) dans la matière nucléaire. Par conséquent les pions seraient plus fréquemment diffusés que les protons. Comme le système se refroidit éventuellement avec le temps, les pions émis en dernier (à cause de leurs fréquentes diffusions) auraient une température plus basse que les protons qui eux sont émis à une étape préalable à laquelle la densité d'énergie est plus élevée, auraient tendance à avoir une énergie cinétique plus élevée et donc une température plus élevée. La température jouerait alors le rôle d'une horloge nucléaire.

#### 4.2.4 Distributions angulaires et distributions d'énergie

Les distributions angulaires sont d'abord étudiées en déterminant l'angle d'émission des particules par rapport au faisceau incident et définit comme suit:

$$\theta = \arccos\left(\frac{Y}{\sqrt{X^2 + Y^2 + (KZ)^2}}\right)$$

où les variables  $X, Y, Z$  et  $K$  ont été définies dans le deuxième chapitre.

La principale constatation qui se dégage des distributions angulaires des fragments (figures 12-13) est la présence de deux composantes. Deux pics pour le

cas du Br, correspondant à la fragmentation de la cible et du projectile (0-180°) et une faible contribution de particules aux angles intermédiaires provenant de la zone d'interaction. Par contre, pour le cas de l'Ag un certain étalement de la distribution sur tous les angles est observé; les pics correspondants à la cible et au projectile ont disparu.

Si on compare les figures 12 et 13 aux figures 14 et 15, on remarque que les distributions sont quelque peu semblables. Ce sont les protons (et les pions) qui contribuent le plus aux distributions angulaires dans les collisions noyau-noyau à haute énergie. A remarquer que la distribution de la figure 15 tend légèrement vers une isotropie.

Une manière plus commode d'étudier les distributions angulaires est l'utilisation de la quantité  $y$  appelée rapidité et définie par:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}$$

où  $E$  est l'énergie totale de la particule.

$p_L$ , la quantité de mouvement longitudinale.

Dans le cas non relativiste la rapidité coïncide avec la vitesse dans le sens du faisceau incident. L'avantage de la rapidité est qu'elle est une grandeur additive lorsqu'on passe d'un référentiel relativiste à un autre. En effet si  $y_{Lab}$  est la rapidité dans le laboratoire et  $y_{C.M.}$  la rapidité dans le centre de masse alors:

$$y_{Lab} = y_{C.M.} + y_0$$

avec  $y_0 = 1/2 \ln[\gamma(1 + \beta)]$  où  $\beta$  est la vitesse du C.M. et  $\gamma$  le facteur de

Lorentz.

Les rapidités de la cible et du projectile sont estimées à  $y_c = 0$  et  $y_p \sim 1.6$ . La figure 16 met en évidence la fragmentation de la cible et du projectile qui correspondent aux deux pics. Cette distribution peut être interprétée comme une indication d'une collision périphérique ou de la transparence de la matière nucléaire à haute énergie.

En comparant les figures 16, 17 et 18, on remarque que dans la région intermédiaire de rapidité  $y_c < y < y_p$  la contribution vient surtout des protons et des pions comme on le verra plus tard. Les protons liés sont ceux qui forment des particules composées (d, t,  $\alpha$  etc...). Donc les protons se libèrent complètement dans la boule de feu et s'en échappent sans se recombiner. Cela s'expliquerait par le fait que l'espace de phase est grand et donc la probabilité de se recombiner est faible. En effet pour une particule composée telle que le deutéron (ou autre), le proton et le neutron doivent être localisés dans une région d'interaction très petite et avoir une quantité de mouvement relative très faible. La probabilité de former un deutéron serait alors:

$$P_d(\vec{v} = \vec{v}_d) \propto P_p(\vec{v}_p = \vec{v}_d) \cdot P_n(\vec{v}_n = \vec{v}_d)$$

où  $P(\vec{v})$  est la probabilité d'une particule d'avoir une vitesse  $\vec{v}$ .

La distribution de rapidité dans le cas de l'Ag (figure 19) est fondamentalement différente de la précédente. De forme gaussienne, cette distribution est une signature d'une collision centrale où la plupart des nucléons ont participé à l'interaction. Le pic est situé dans la région de basse rapidité, ce qui indiquerait une vitesse du système relativement ralentie ( quand dans une collision

plusieurs nucléons sont impliqués dans une interaction, la région émettrice se déplace plus lentement). Là aussi la grande contribution à la distribution provient des protons libres et des pions, alors que ceux qui sont liés émanent de la fragmentation des spectateurs (figures 20 et 21).

On peut dire en conclusion qu'une collision centrale et très inélastique a un système qui se déplace à une vitesse plus lente que celui des projectiles. Autrement dit la matière nucléaire est en quelque sorte stoppée; ce qui créerait des conditions idéales pour une thermalisation totale, ou alors la création d'un plasma.

Les figures 22 et 25 nous donnent les distributions d'énergie cinétique des fragments émis dans le centre de masse. La caractéristique principale est le pic à faible énergie (100-200 MeV), les figures 23 et 24 pour le Br et les figures 26 et 27 pour l'Ag, indiquent que ces pics sont presque essentiellement issus des protons libres ayant donc interagis. Par contre la partie énergétique du spectre des fragments provient des particules composées. Un fait important à retenir est sûrement les spectres des protons (figures 23 et 26) qui peuvent être fittés à des énergies  $E > 200$  MeV par une distribution de Maxwell-Boltzmann [22]:

$$\frac{dN}{dE} \propto (KT)^{-3/2} E^{1/2} \exp(-E/KT)$$

En utilisant comme température celle déterminée expérimentalement ( $KT \sim 95 \pm 15$  MeV). Ce fait impliquerait que la matière nucléaire compressée et chaude pourrait atteindre un certain équilibre thermique dont le spectre est matérialisé par la distribution de Maxwell-Boltzmann.

Les distributions des momentums transverses sont particulièrement riches en

informations dans la mesure où cette quantité met en relief l'effet de transparence et de transfert de quantité de mouvement; une matière hautement comprimée et chaude serait susceptible de donner naissance à des fragments de très haute quantité de mouvement transverse qui ne serait pas explicable par l'interaction forte.

On s'attendrait à voir les protons participants dans les deux différentes collisions Ar-Br et Ar-Ag se manifester de la même manière; or ce n'est pas le cas (figures 28 et 29). Les protons issus de la collision centrale ont en moyenne une quantité de mouvement transverse plus élevée, et les fragments plus énergiques ( $p_T=1500$  MeV/c) sont enregistrés. Il y aurait donc une forte corrélation entre  $p_T$  et le paramètre d'impact. Cela a été prédit par une simulation d'un programme Monte Carlo [23] en utilisant l'effet de cascade des collisions. Autrement dit, plus le nombre de participants est grand et plus  $p_T$  est élevé; comme ce dernier est influencé par l'interaction nucléon-nucléon, il serait intéressant d'étudier des collisions d'ions plus lourds afin de parvenir peut être à des phénomènes nouveaux dont le plasma quark-gluon.

#### 4.2.5 Pions

La distribution angulaire des pions dans le centre de masse (figure 30), montre une certaine anisotropie qui contredirait les prédictions du modèle de la boule de feu qui suppose une isotropie pour les pions et les protons. Vu le peu de statistiques dont nous disposons sur les pions, cette caractéristique de la distribution peut sérieusement être mise en doute, malgré l'accord avec la plupart des résultats expérimentaux produits à ces énergies.

Le pic de la distribution de rapidité (figure 31) situé entre  $y_c$  et  $y_p$  prouve bien que les pions sont essentiellement produits dans la zone de rapidité intermédiaire qui correspond à la zone d'interaction. De même que le spectre d'énergie des protons, celui des pions paraît avoir un comportement exponentiel décroissant bien caractérisé par la formule de Boltzmann en utilisant la valeur trouvée pour la température  $KT = 51 \pm 10$  MeV sur tout le spectre d'énergie (figure 32). On remarque aussi que les pions sont émis avec une énergie cinétique moyenne de  $\langle E_\pi \rangle \sim 80 \pm 20$  MeV.

## Chapitre 5

### Conclusion

Une identification de toutes les particules chargées issues des interactions noyau-noyau, a été effectuée. Les résultats d'une telle identification sont compilés dans la table 2. Les valeurs indiquées représentent le pourcentage de particules identifiées dans les deux différentes interactions Ar-Br et Ar-Ag.

Si on considère l'énergie disponible dans le centre de masse pour la création de pions dans une collision nucléon-nucléon on aurait:

$$E_{disp} = E_{C.M.} - 2m$$

où  $E_{C.M.}$  est l'énergie totale dans le centre de masse et  $m$  est la masse du nucléon; alors :

$$E_{disp} = \{2[E_k E_F + m(E_k + E_F)] + 4m^2 \pm [(E_k^2 + 2mE_k)(E_F^2 + 2mE_F)]^{1/2}\}^{1/2} - 2m$$

Particule	(Ar-Br)	(Ar-Ag)
$\pi$	0.12	0.14
p	0.55	0.61
d	0.14	0.18
t	0.04	0.04
${}^3He$	0.01	0.00
$\alpha$	0.06	0.02
Autres	0.06	0.00

Table 2: Composition des traces chargées

où  $E_k$  et  $E_F$  sont respectivement l'énergie cinétique du projectile et l'énergie cinétique du nucléon de la cible (énergie de Fermi). On trouve pour  $E_k=1.6$  GeV :

$$E_{disp} = 0.70 \pm 0.22 GeV$$

Par conséquent si toute l'énergie est utilisée pour la création de pions de masse 0.14 GeV et d'énergie cinétique de 0.08 GeV, on créerait au minimum 2.15 pions. Si de plus on suppose que le tiers de ces pions sont neutres, alors on obtiendrait un rapport  $R_Q$  de 0.36. Ce nombre est très supérieur à la valeur expérimentale trouvée 0.17. Deux explications possibles s'offrent à nous. Soit une petite partie des nucléons participe à la création des  $\pi$ , soit que l'absorption des pions par la matière nucléaire (les participants et les spectateurs) est un phénomène très important.

Il nous est possible de comprendre plusieurs caractéristiques des collisions d'ions lourds à haute énergie à l'aide d'un concept géométrique très simple,

dans lequel les noyaux sont représentés comme étant deux amas de nucléons qui se propagent l'un vers l'autre, et dont une partie subirait une série de collisions fortes et dont les éléments seraient appelés participants. La partie qui passerait sans interagir en ignorant complètement le noyau opposé serait par contre constituée de spectateurs.

Cette approche nous mène à considérer deux grandes catégories de collisions. Les unes centrales dont le paramètre d'impact est faible. Les particules subissent de violentes collisions et sont donc émises à grands angles. Les autres périphériques (ou semi-périphériques) avec de grands paramètres d'impact où le transfert d'énergie est relativement faible.

Les autres traits importants de cette étude des collisions d'ions lourds, sont principalement le fait que le nombre de pions créés semble être proportionnel aux nombre de nucléons participants, et qu'ils soient produits essentiellement dans la zone des participants et très probablement absorbés en partie par les spectateurs. On serait aussi tenté de croire qu'un équilibre thermique a été atteint, contrairement aux résultats de Cugnon [24] qui stipulent que l'équilibre n'est que partiellement atteint même dans les collisions les plus centrales. Les protons, bien qu'ils aient un spectre de Boltzmann, possèdent une composante à faible énergie qui n'est pas thermique dont l'interprétation reste douteuse. En effet il pourrait s'agir d'un processus de collisions simples NN.

Les raisons des anisotropies observées sur les protons et les pions ne sont pas encore bien expliquées. Le modèle de cascades suggère que l'anisotropie des pions serait due au fait que ces derniers sont créés par l'intermédiaire des résonances  $\Delta$ . Enfin il n'y a aucun signe de création d'un phénomène

exotique, qui se manifesterait dans les distributions ou dans une grande production de pions. Autrement dit on ne voit pas de transitions de phase de la matière nucléaire à 1.8 GeV/A ou alors celle-ci est très rare et il faudrait beaucoup plus de statistiques pour la mettre en évidence.

EVENT SELECTOR

Emulsion

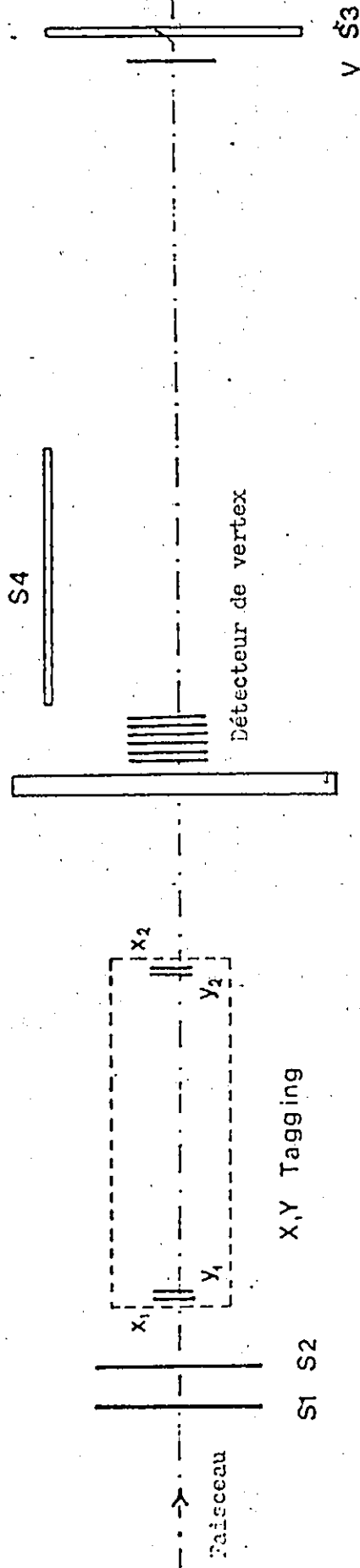


Fig 1: Montage de l'expérience; S1, S2, S3 et S4 sont des scintillateurs; V est un veto pour sélectionner les événements inélastiques.

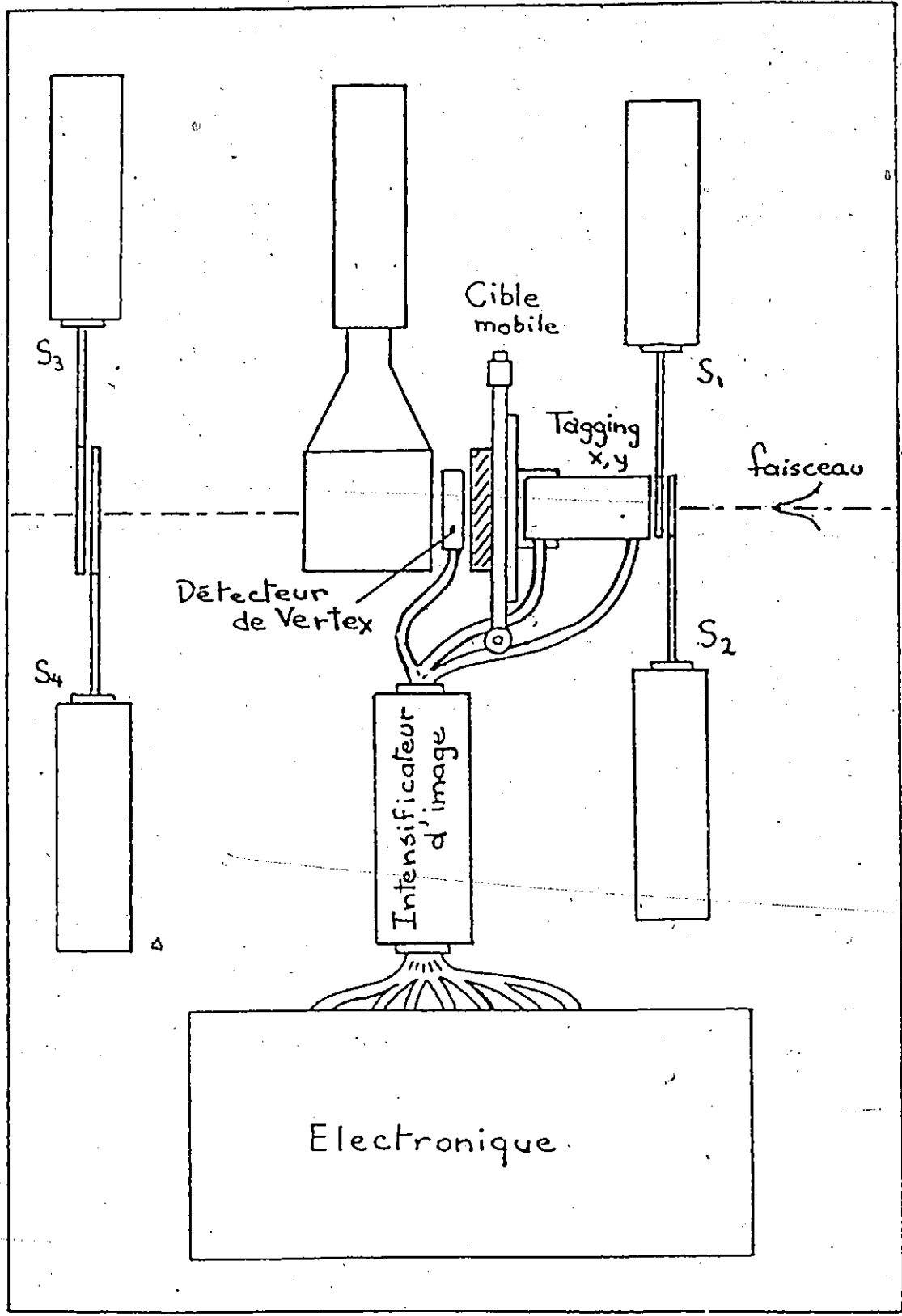


Fig 2: Disposition des éléments du détecteur

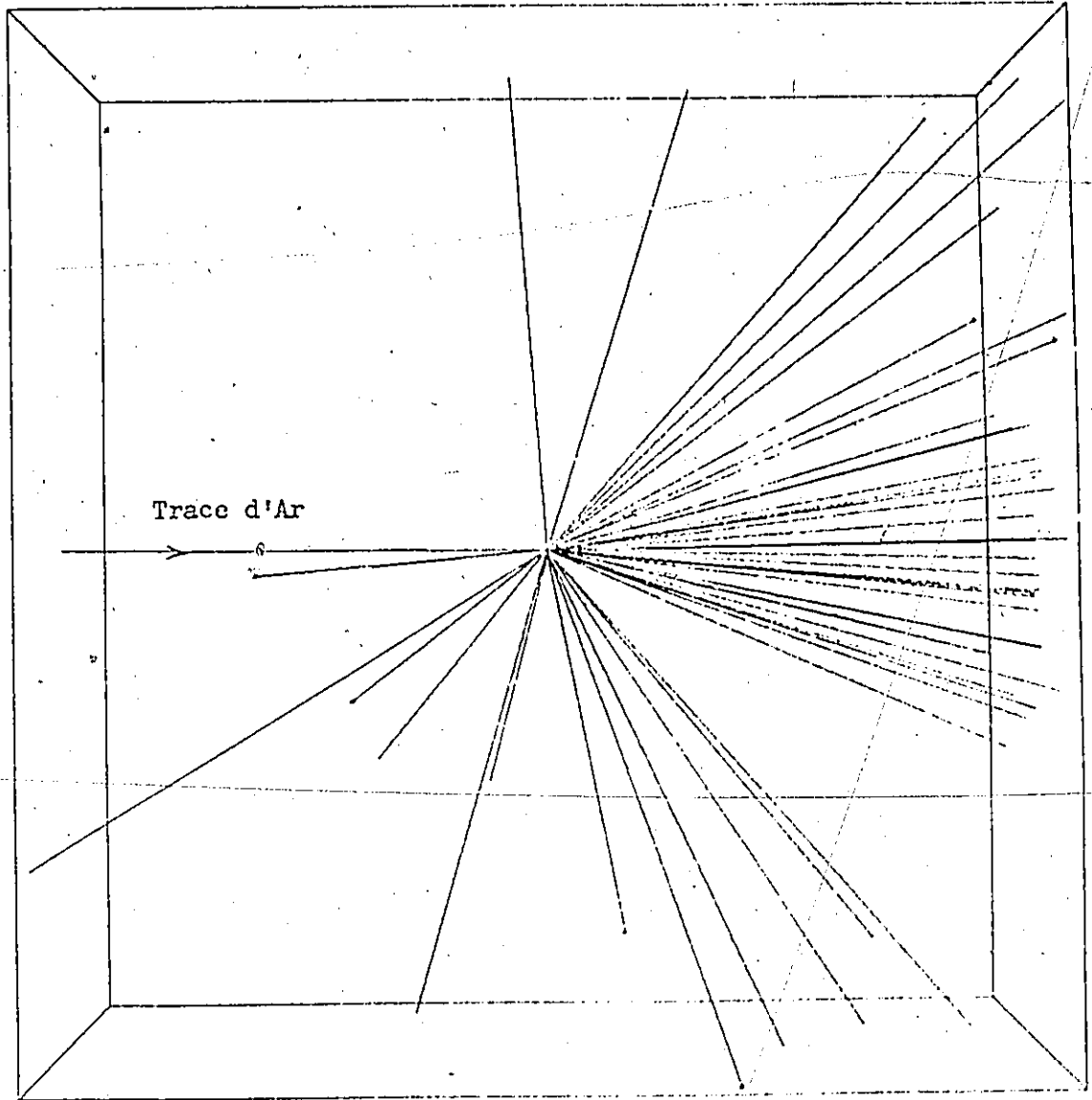


Fig 3: Représentation d'un événement  
(le côté du cube vaut 625 microns)

Fig 4: La perte d'énergie normalisée en fonction de  $p\beta$  dans l'émulsion. [25]

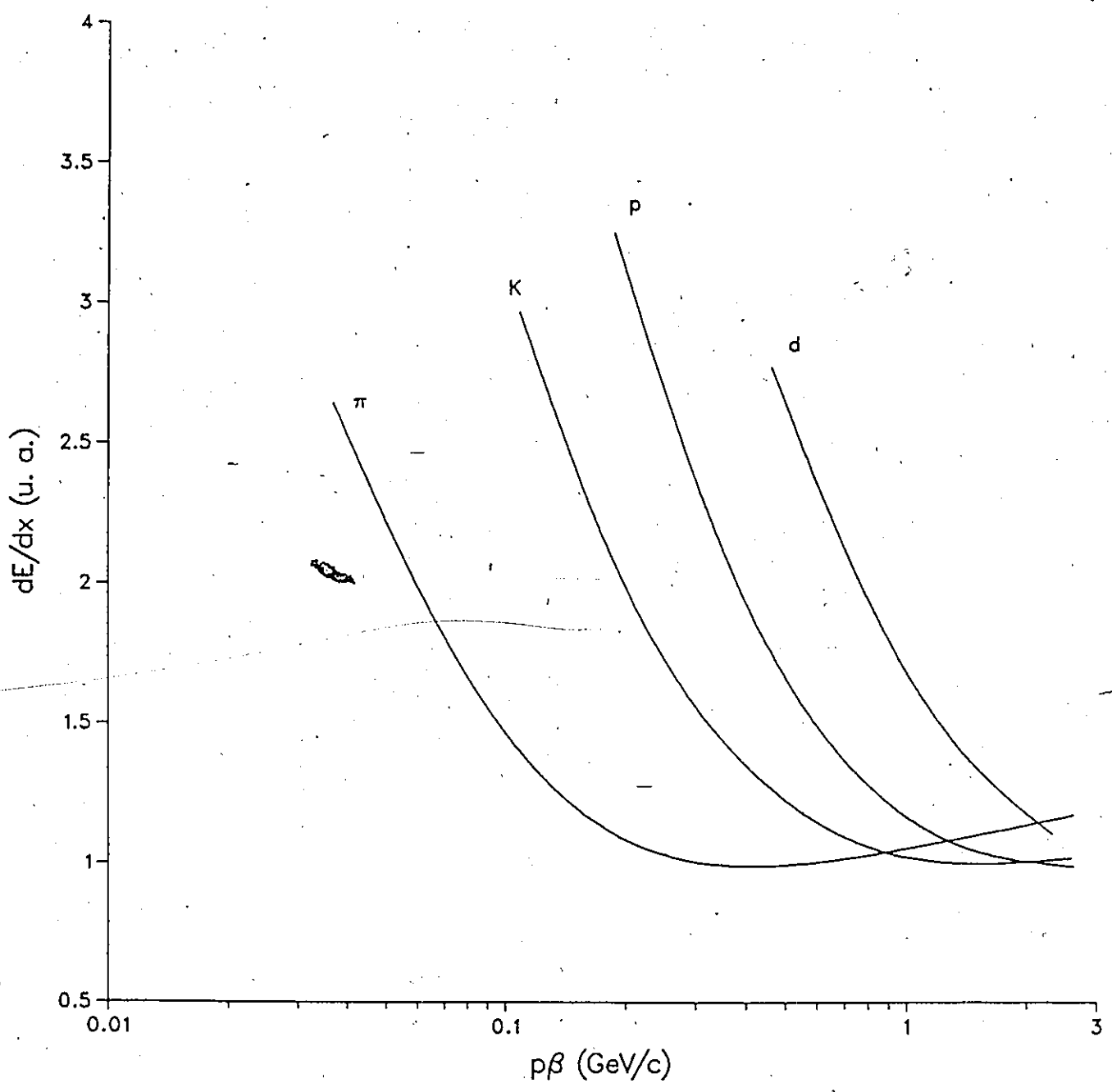
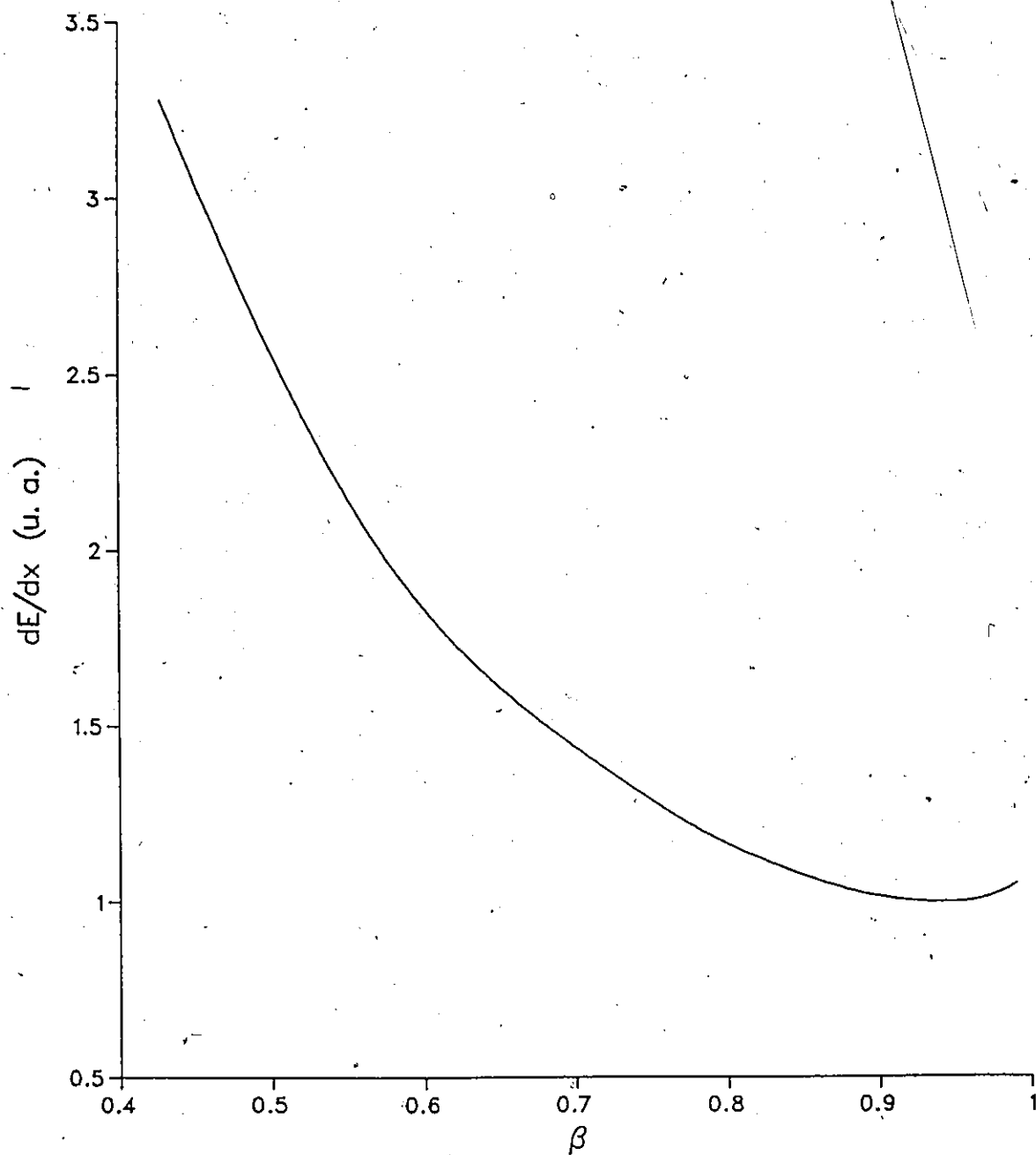


Fig 5: Perte d'énergie normalisée en fonction de la vitesse dans l'émulsion



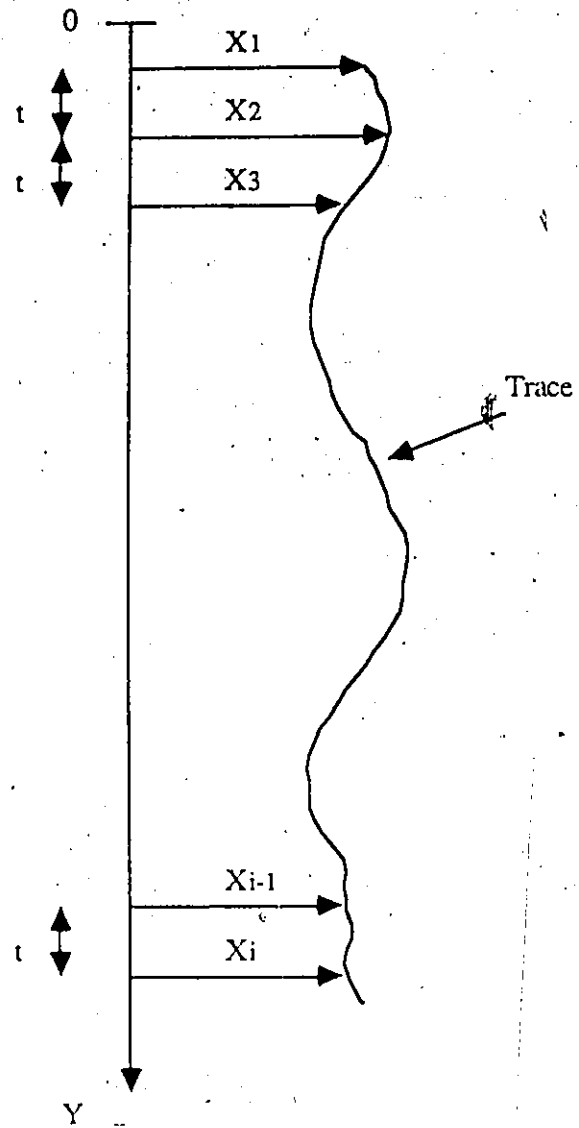


Fig 6 : Les Mesures de diffusions multiples par la méthode des coordonnées ( t représente la longueur de cellule )

Fig 7: Le calcul de  $p\beta$  pour une particule de charge  $Z=1$   
( $D$  est la différence seconde pour une longueur de cellule donnée  $t$ )

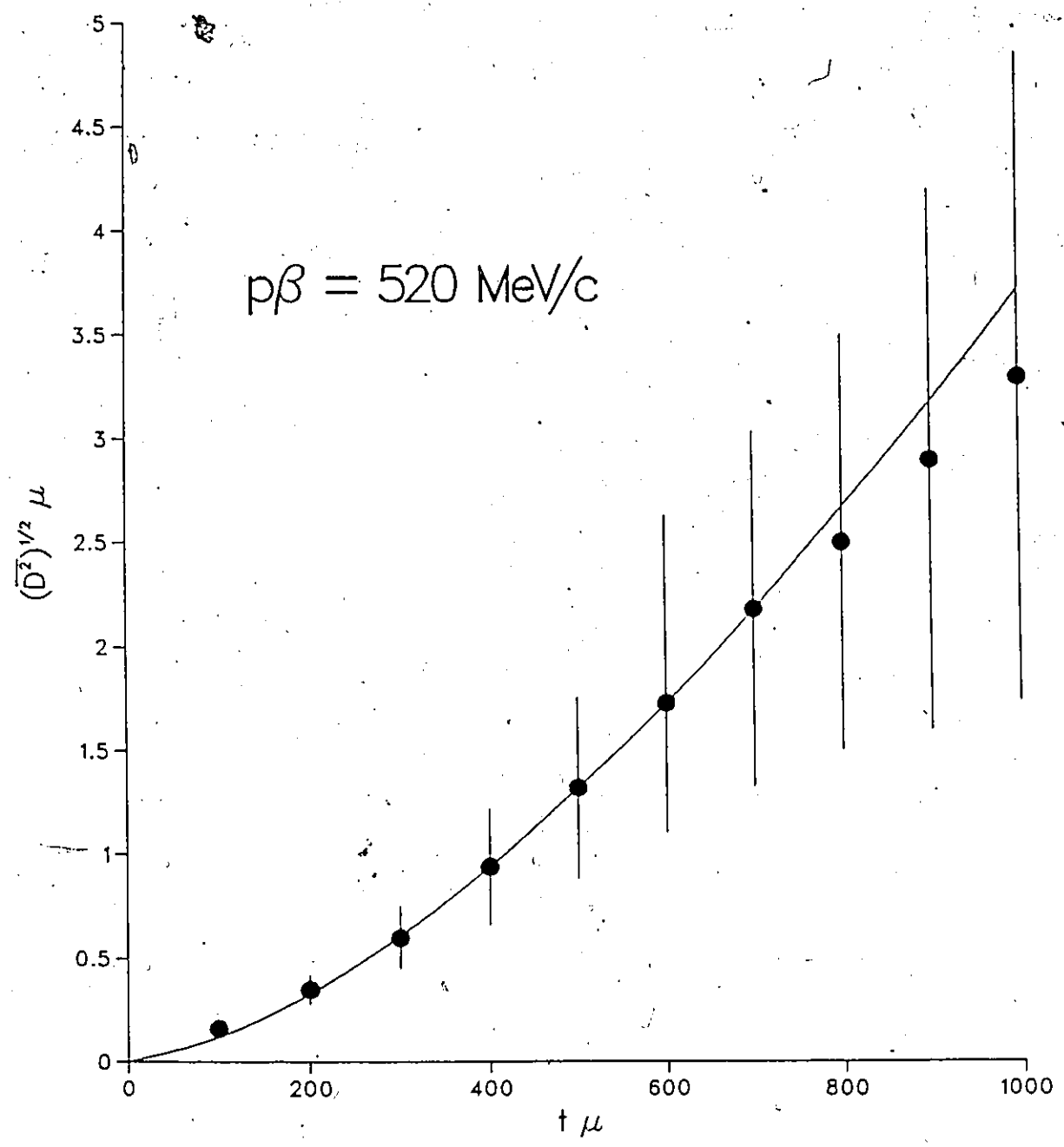
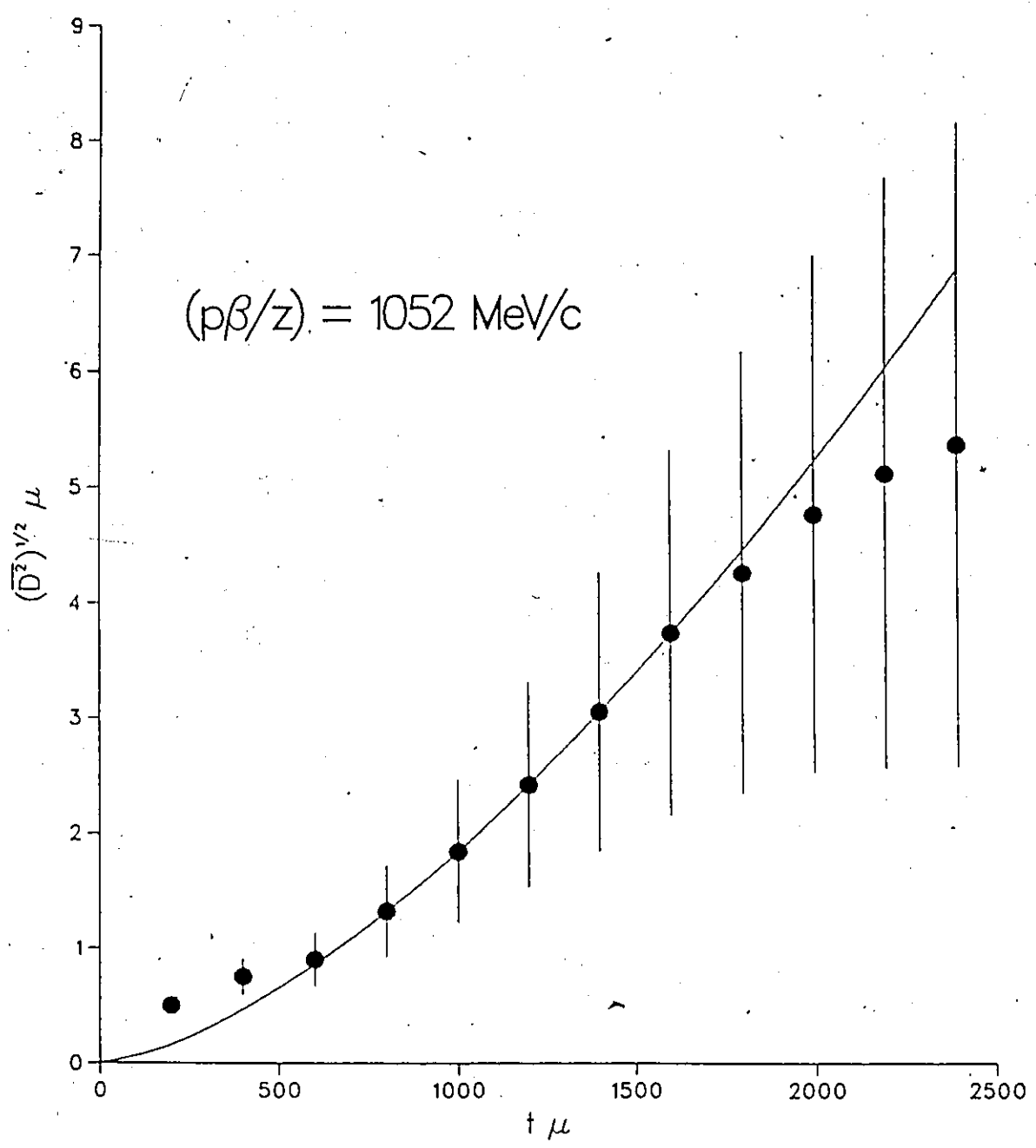


Fig 8: Le calcul de  $p\beta$  pour l'  $^4\text{He}$   
(D est la différence seconde pour une longueur de cellule donnée t)



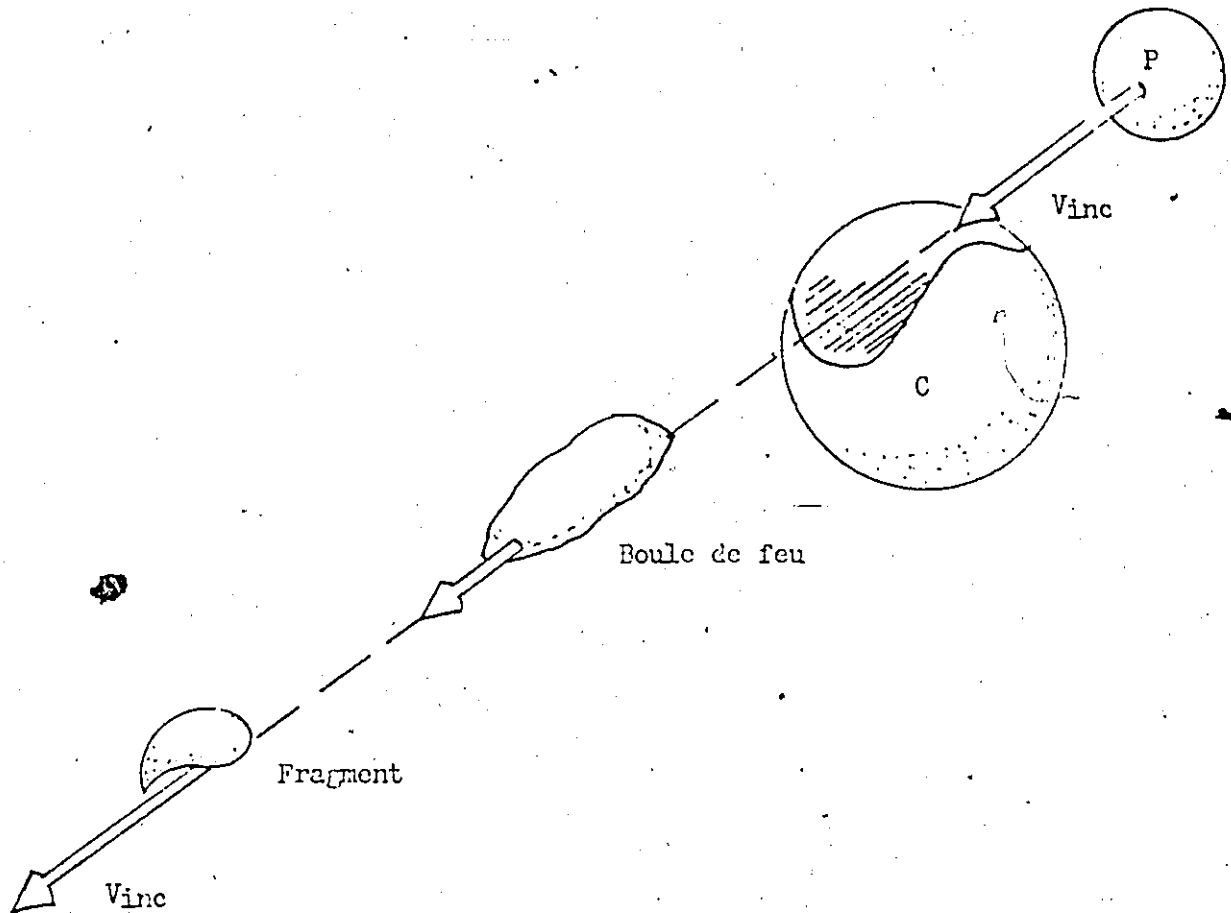


Fig 9: Représentation schématique du modèle de la boule de feu

Fig 10: Comparaison de la distribution d'impulsion longitudinale et transverse calculée dans le cas : Ar-Br

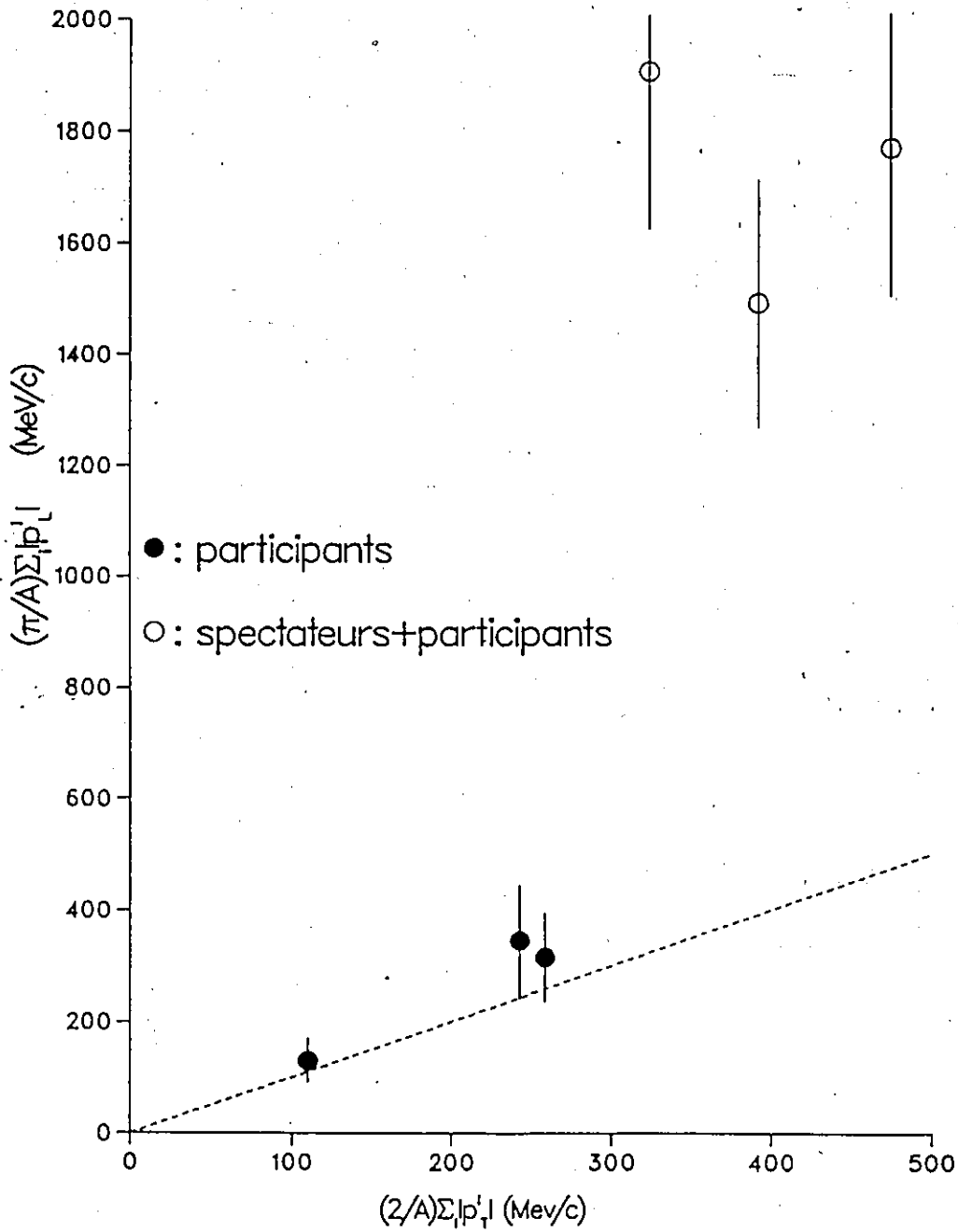


Fig 11: Comparaison de la distribution d'impulsion longitudinale et transverse calculée dans le cas : Ar-Ag

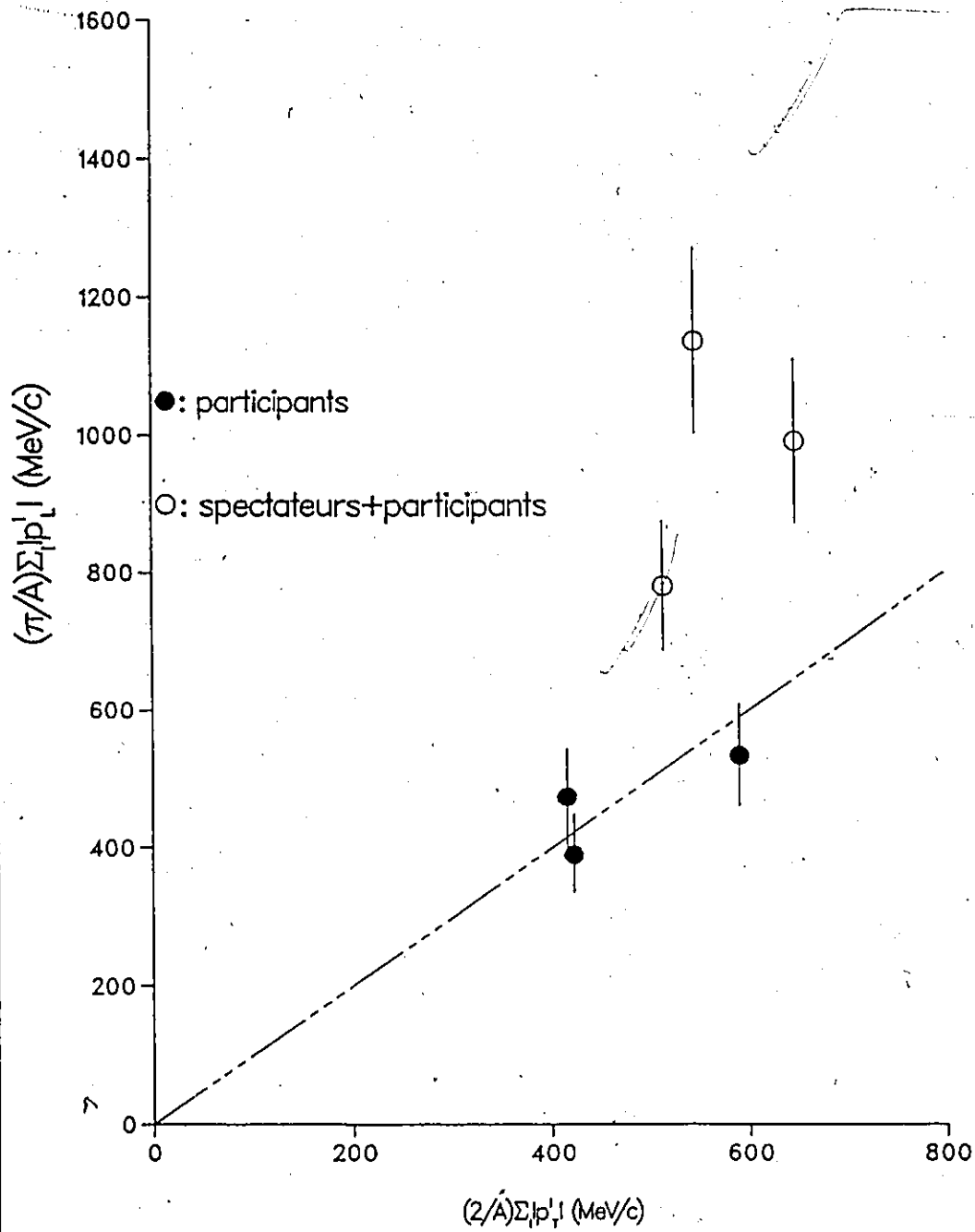


Fig 12: Distribution angulaire des fragments dans le C.M.(Ar-Br)

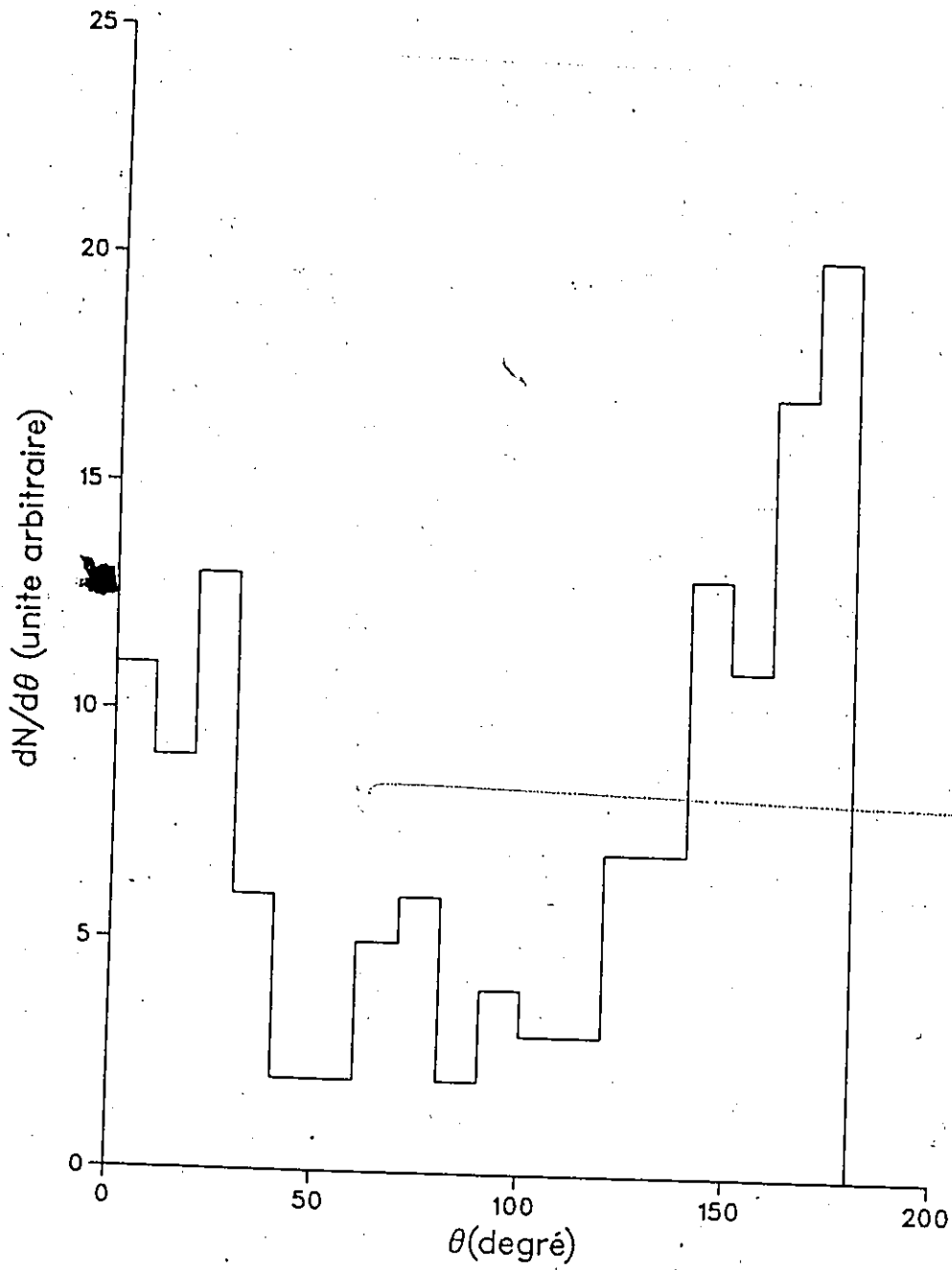


Fig 13: Distribution angulaire des fragments dans le C.M.(Ar-Ag)

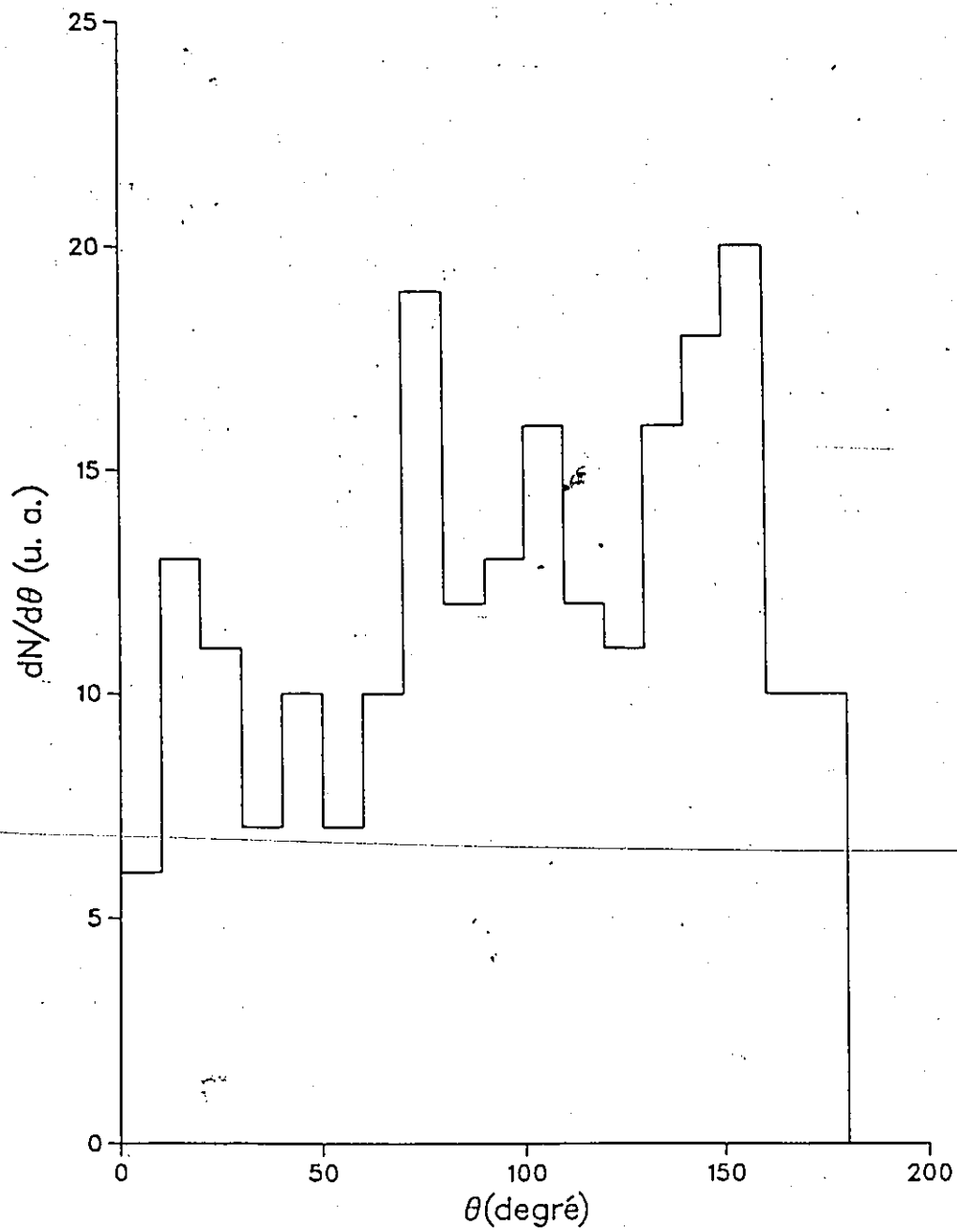


Fig 14: Distribution angulaire des protons dans le C.M.(Ar-Br)

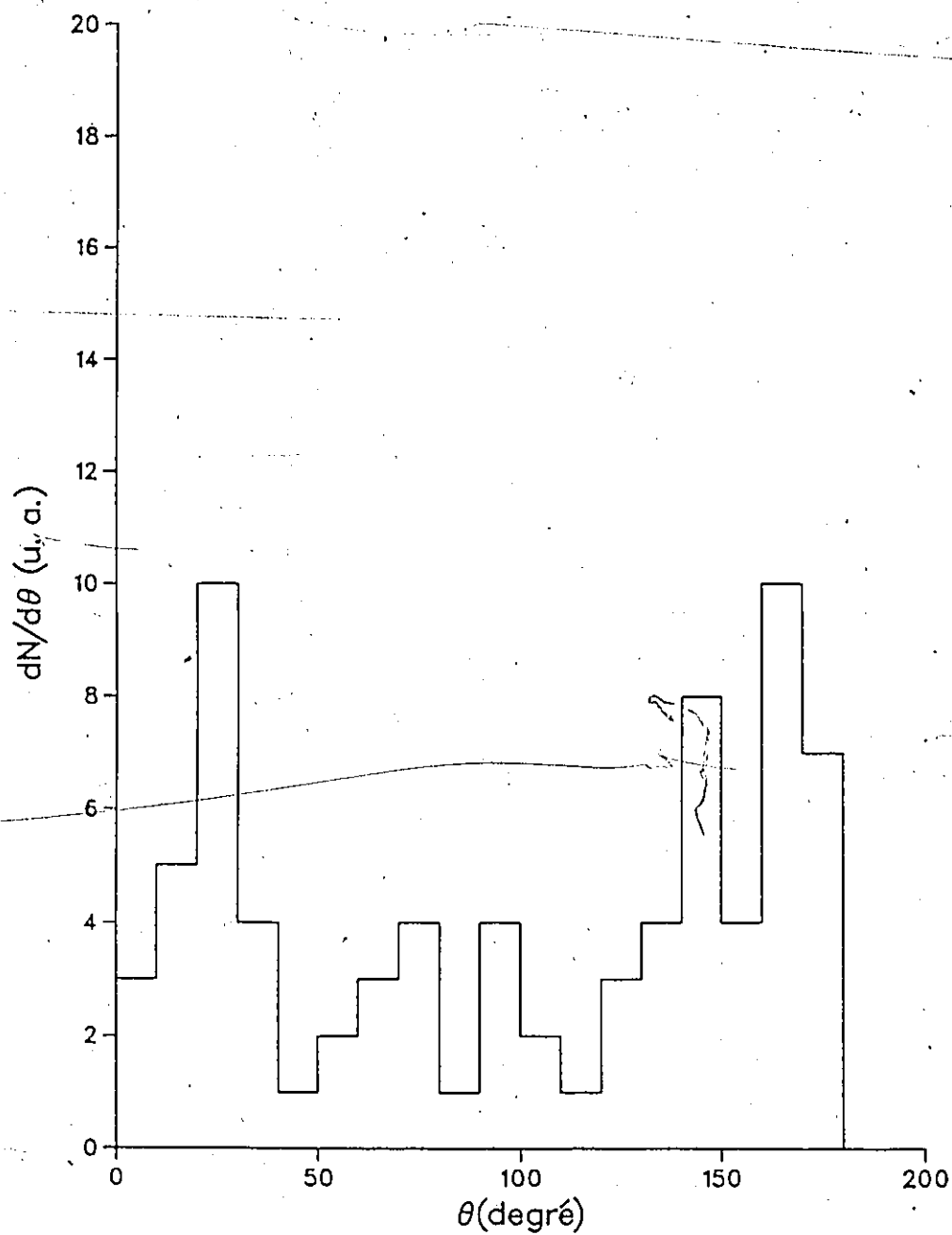


Fig 15: Distribution angulaire des protons dans le C.M. (Ar-Ag)

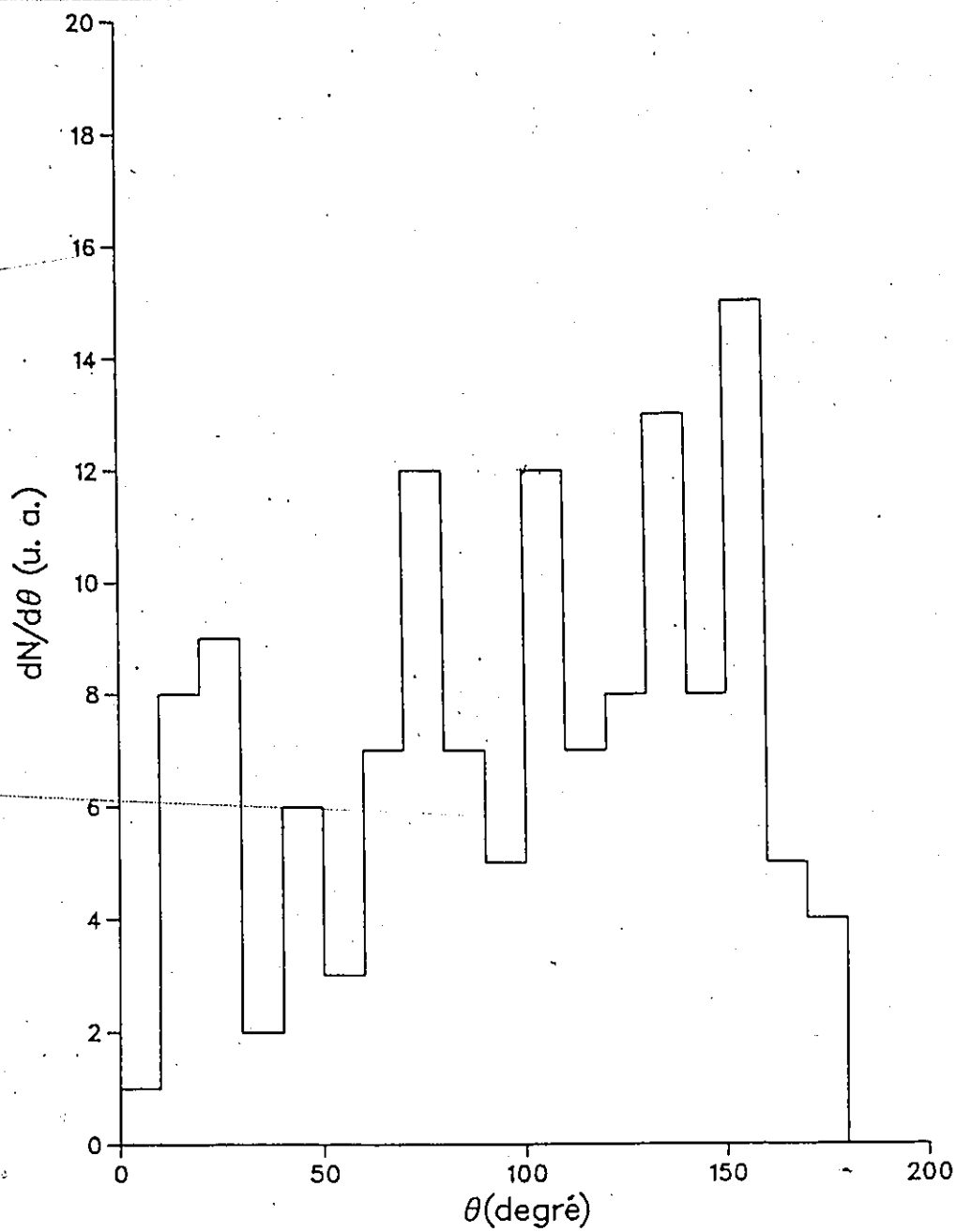


Fig 16: Distribution de rapidité des fragments (Ar-Br)

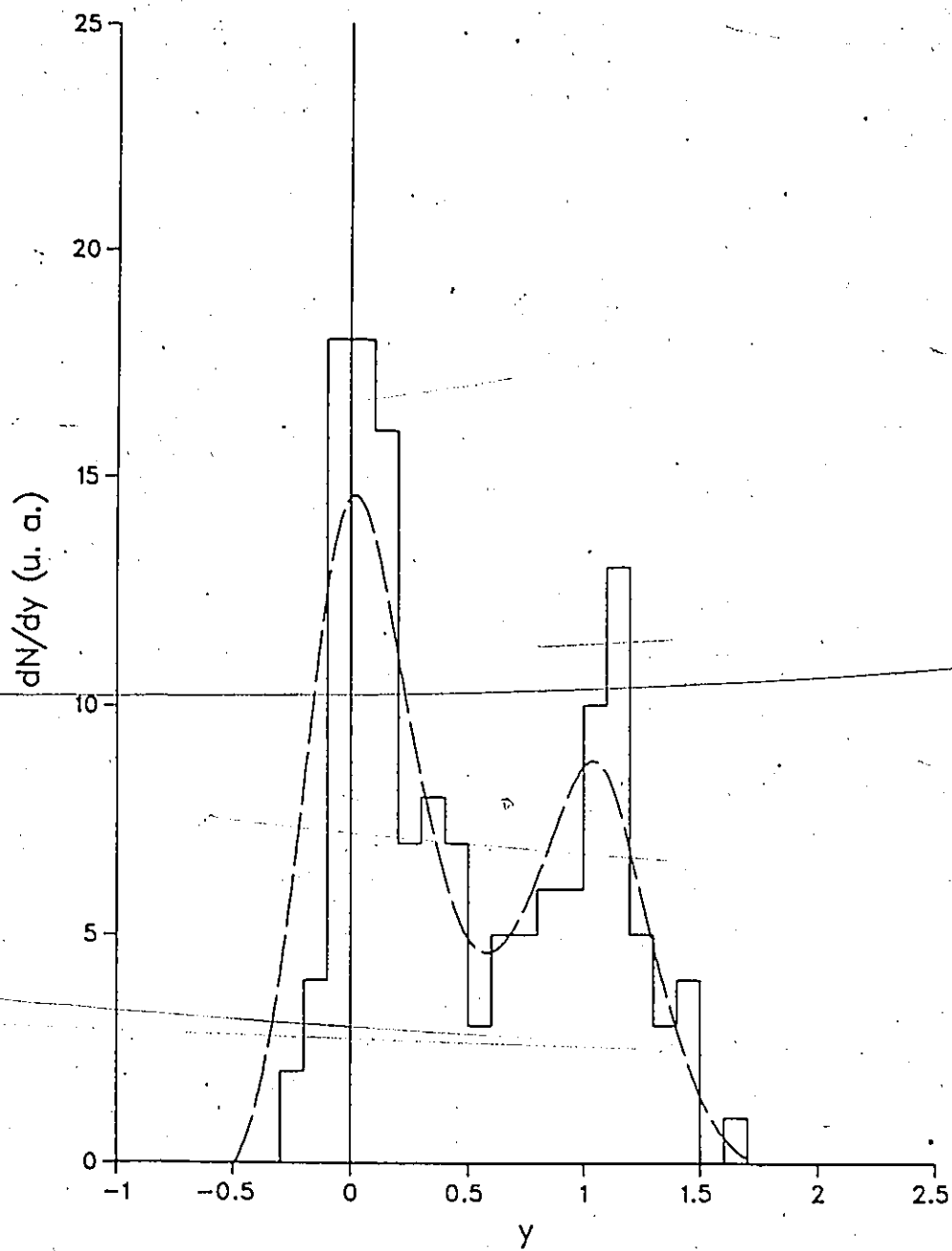


Fig 17: Distribution de rapidité des protons (Ar-Br)

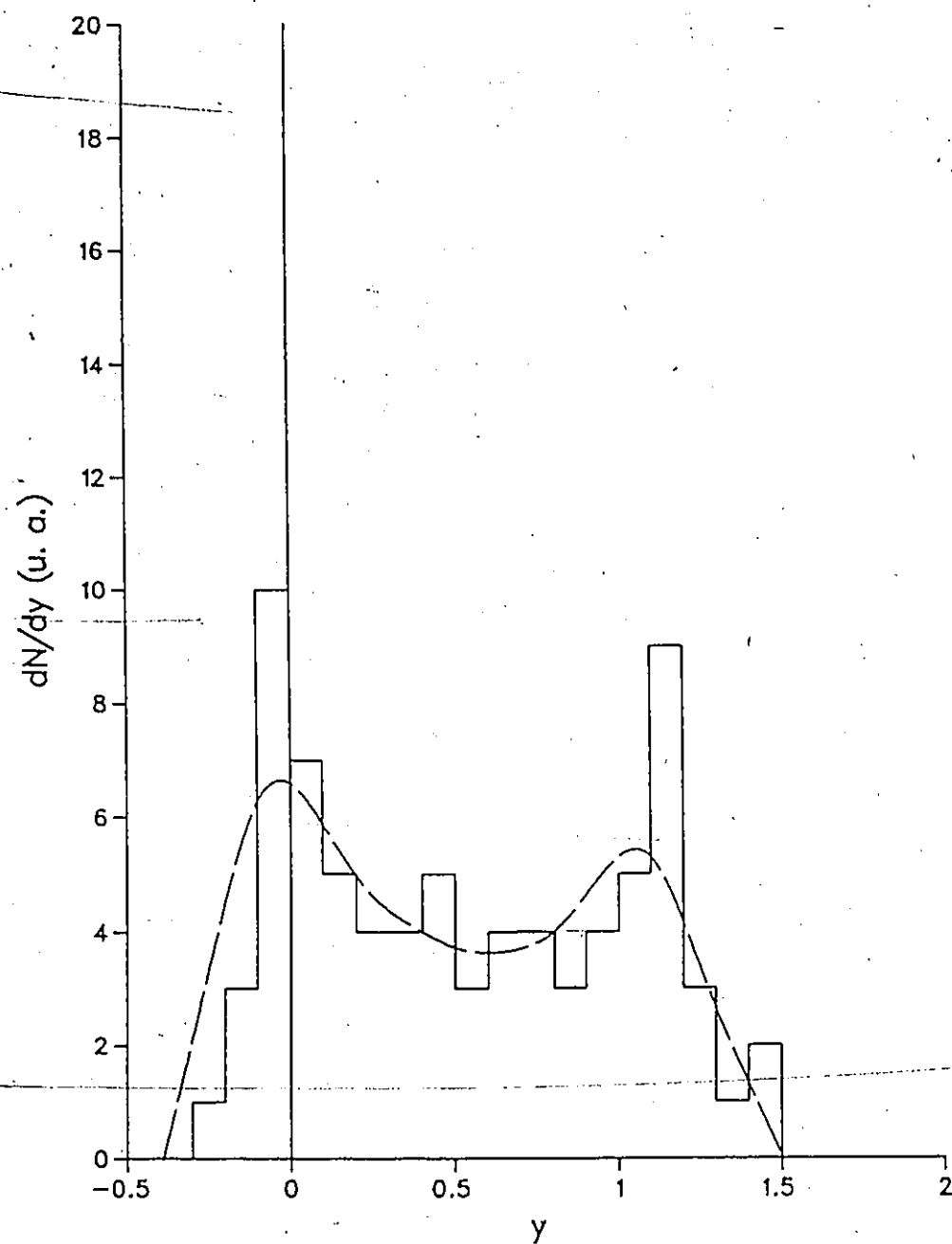


Fig 18: Distribution de rapidité des protons liés. (Ar-Br)

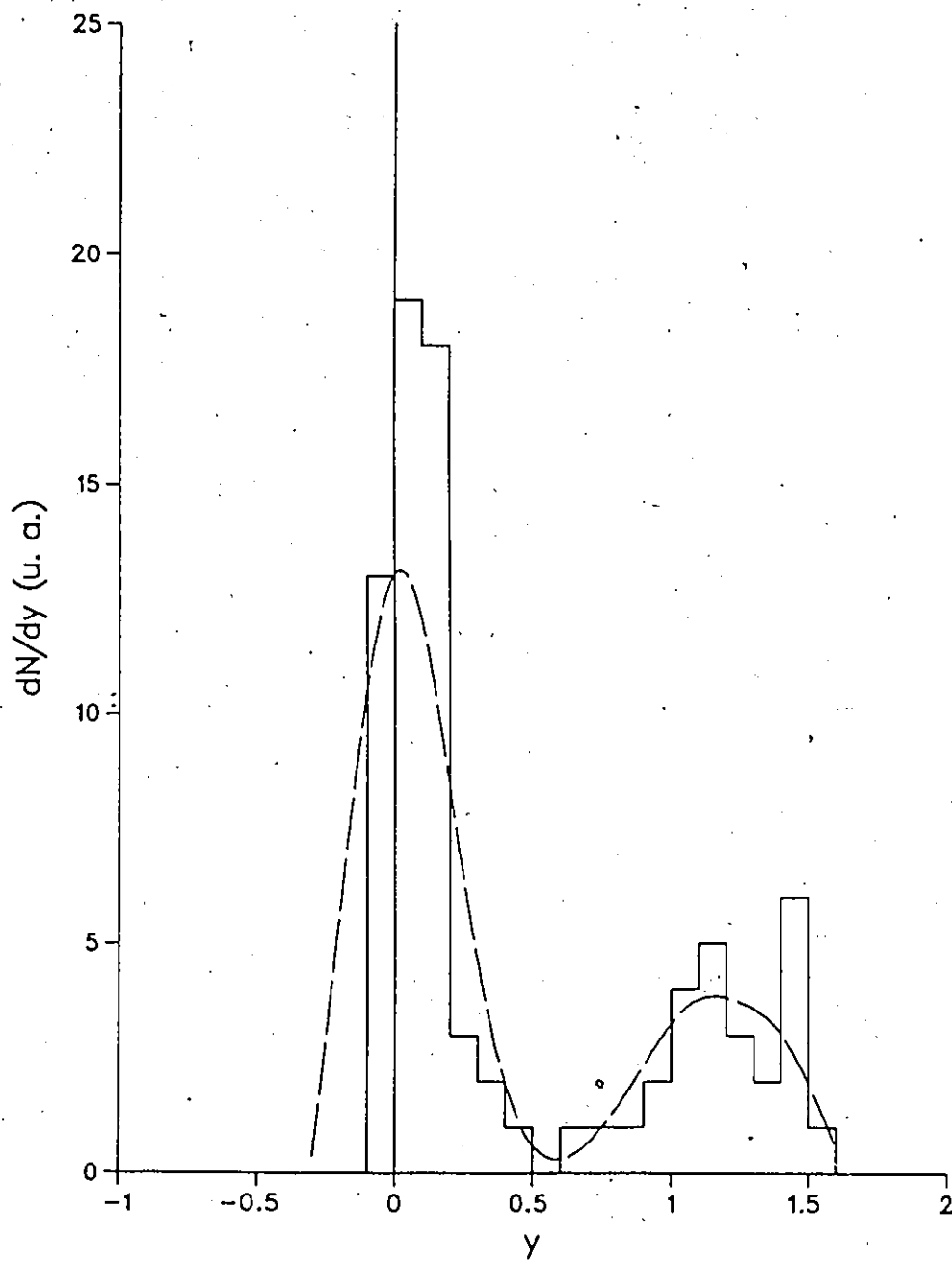


Fig 19: Distribution de rapidité des fragments (Ar-Ag)

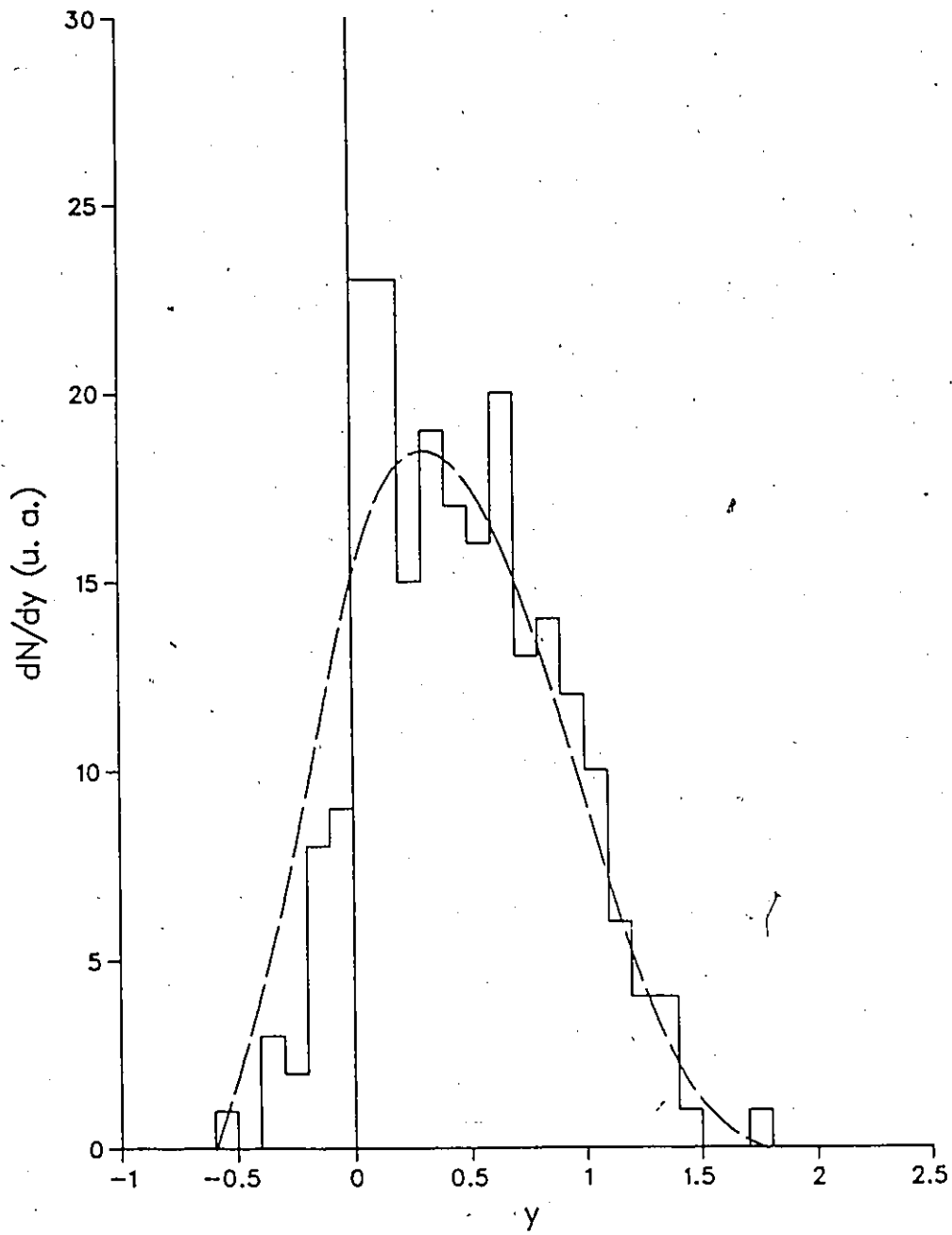


Fig 20: Distribution de rapidité des protons. (Ar-Ag)

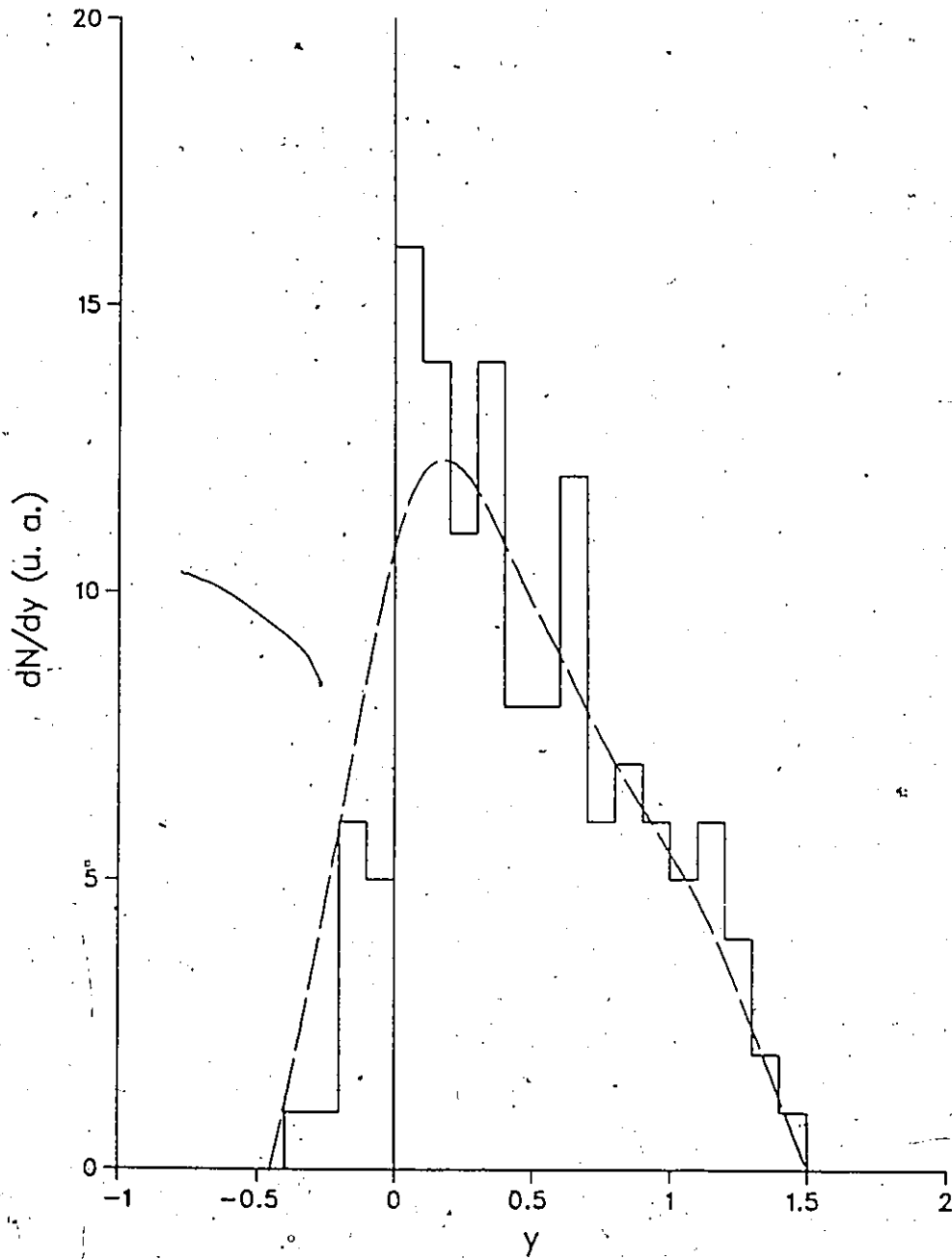


Fig 21: Distribution de rapidité des protons liés. (Ar-Ag)

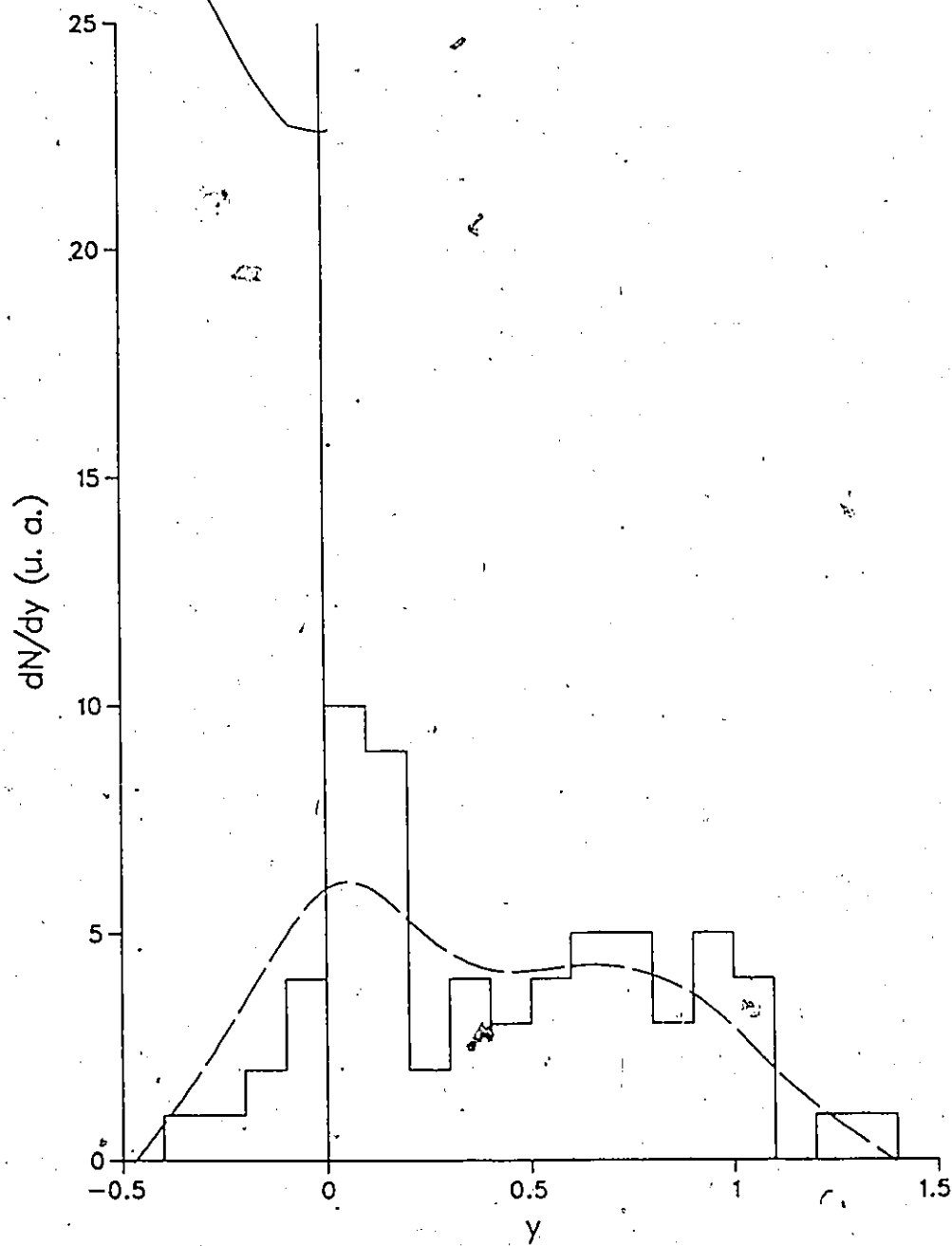


Fig 22: Distribution d'énergie des fragments dans le C.M.(Ar-Br)

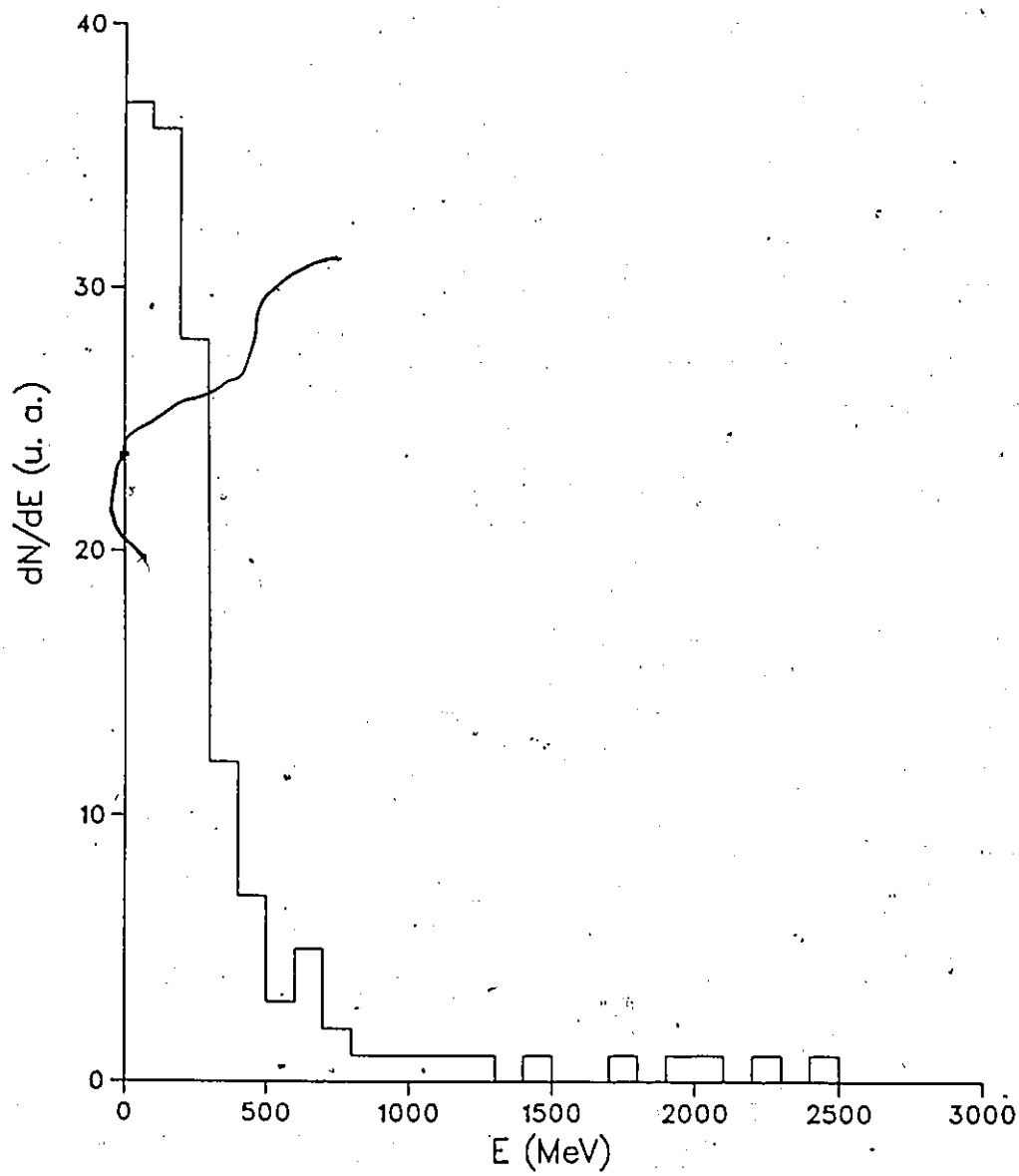


Fig 23: Distribution d'énergie des protons dans le C.M. (Ar-Br)

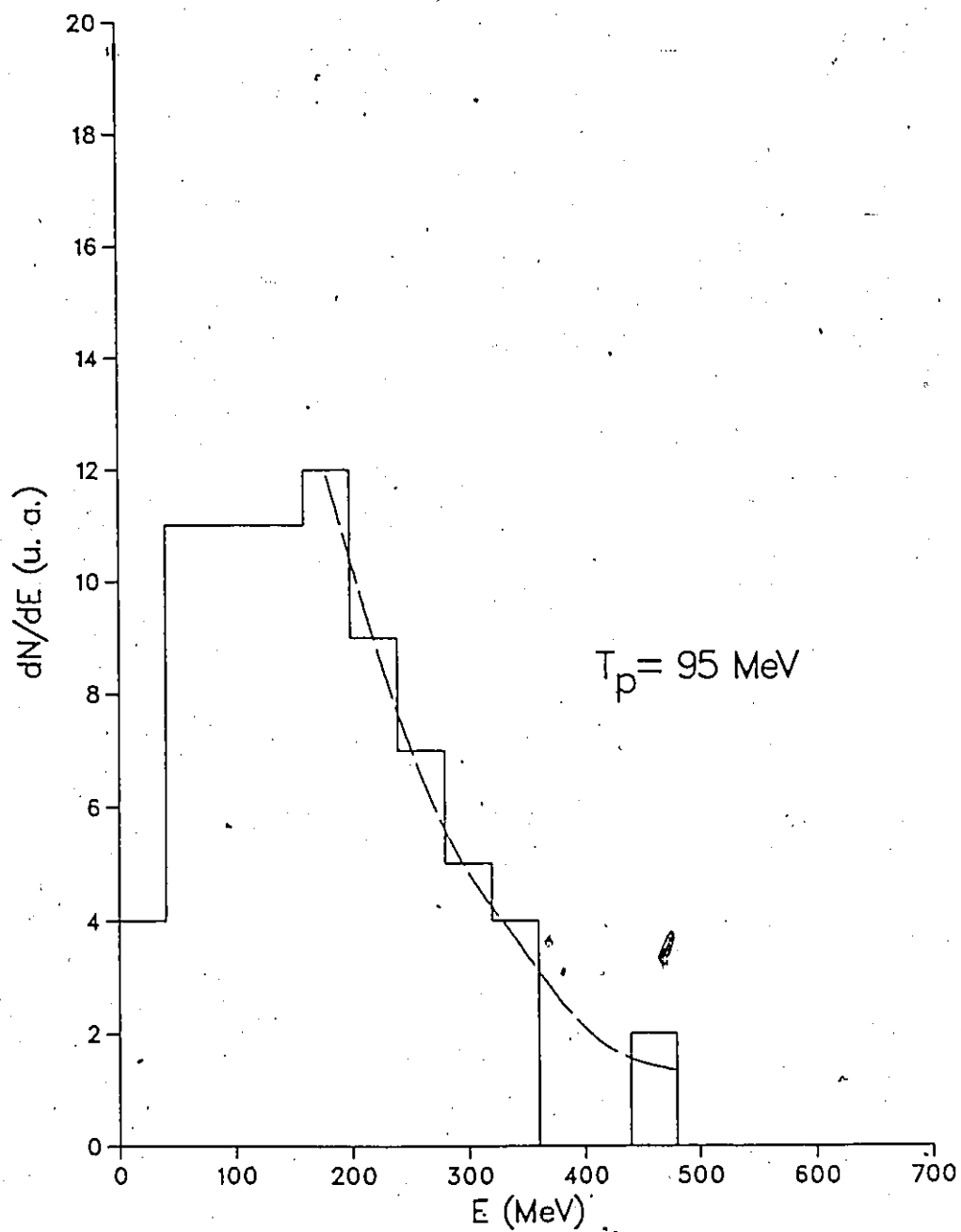


Fig 24: Distribution d'énergie des protons liés dans le C.M.  
(Ar-Br)

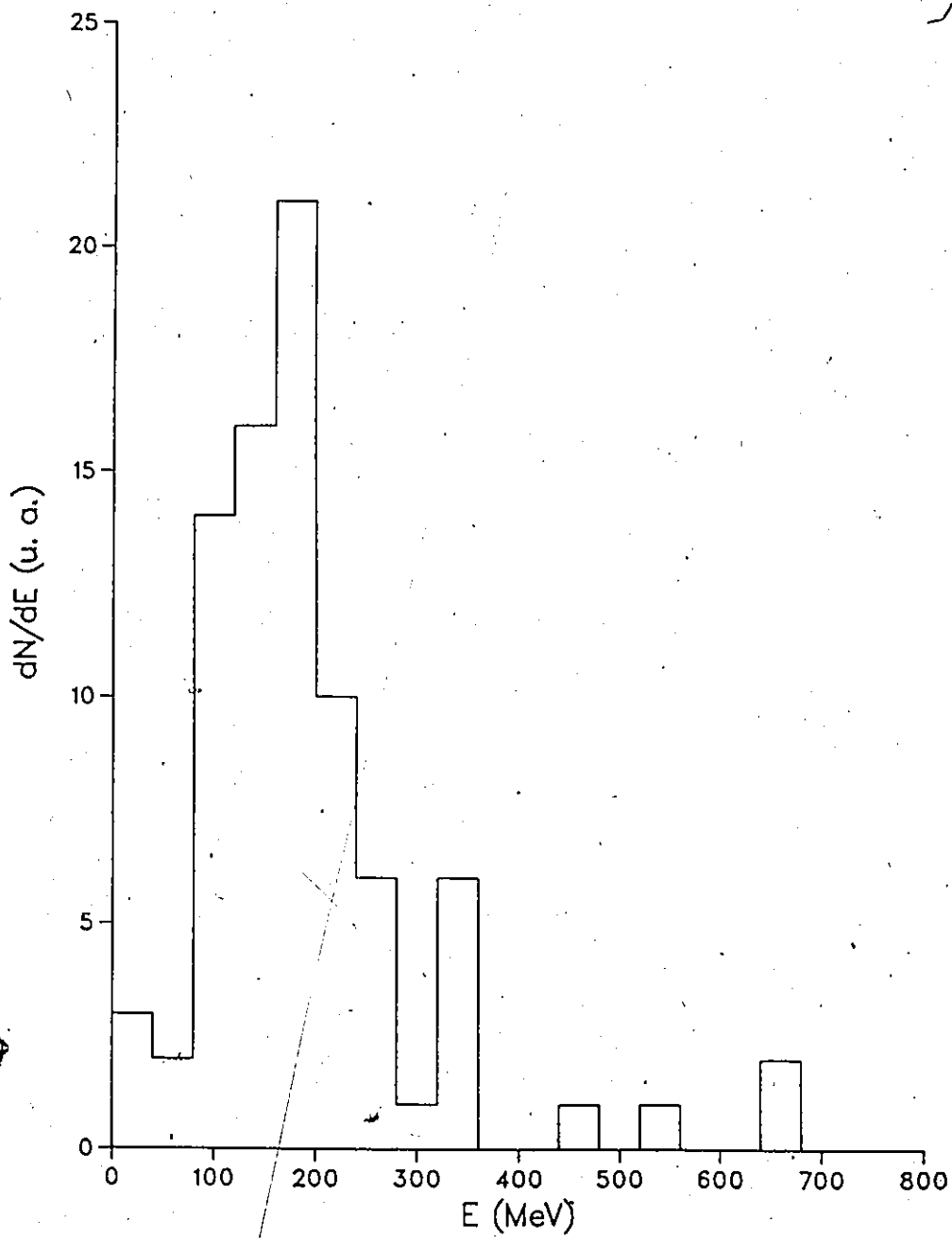


Fig 25: Distribution d'énergie des fragments dans le C.M.  
(Ar-Ag)

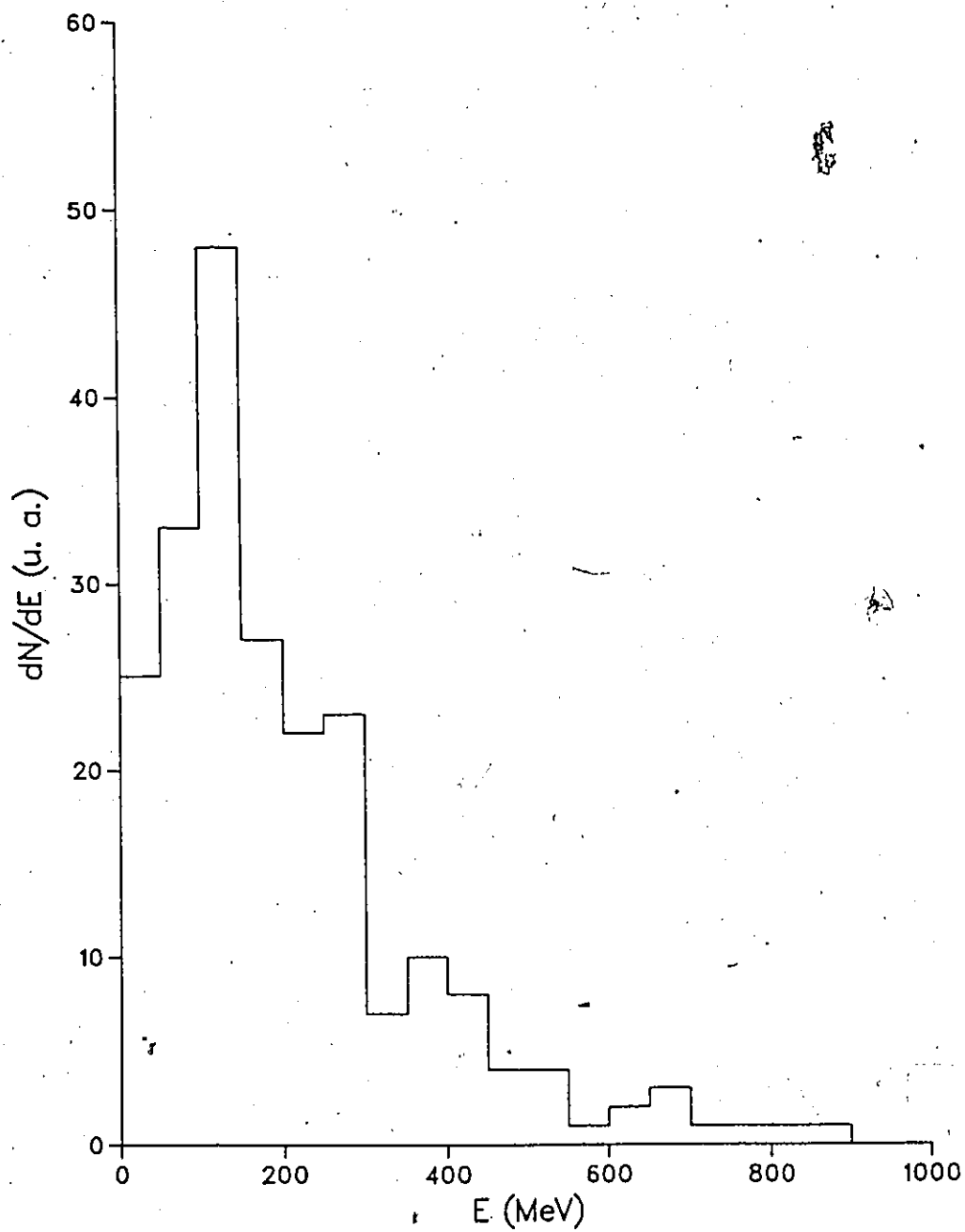


Fig 26: Distribution d'énergie des protons dans le C.M. (Ar-Ag)

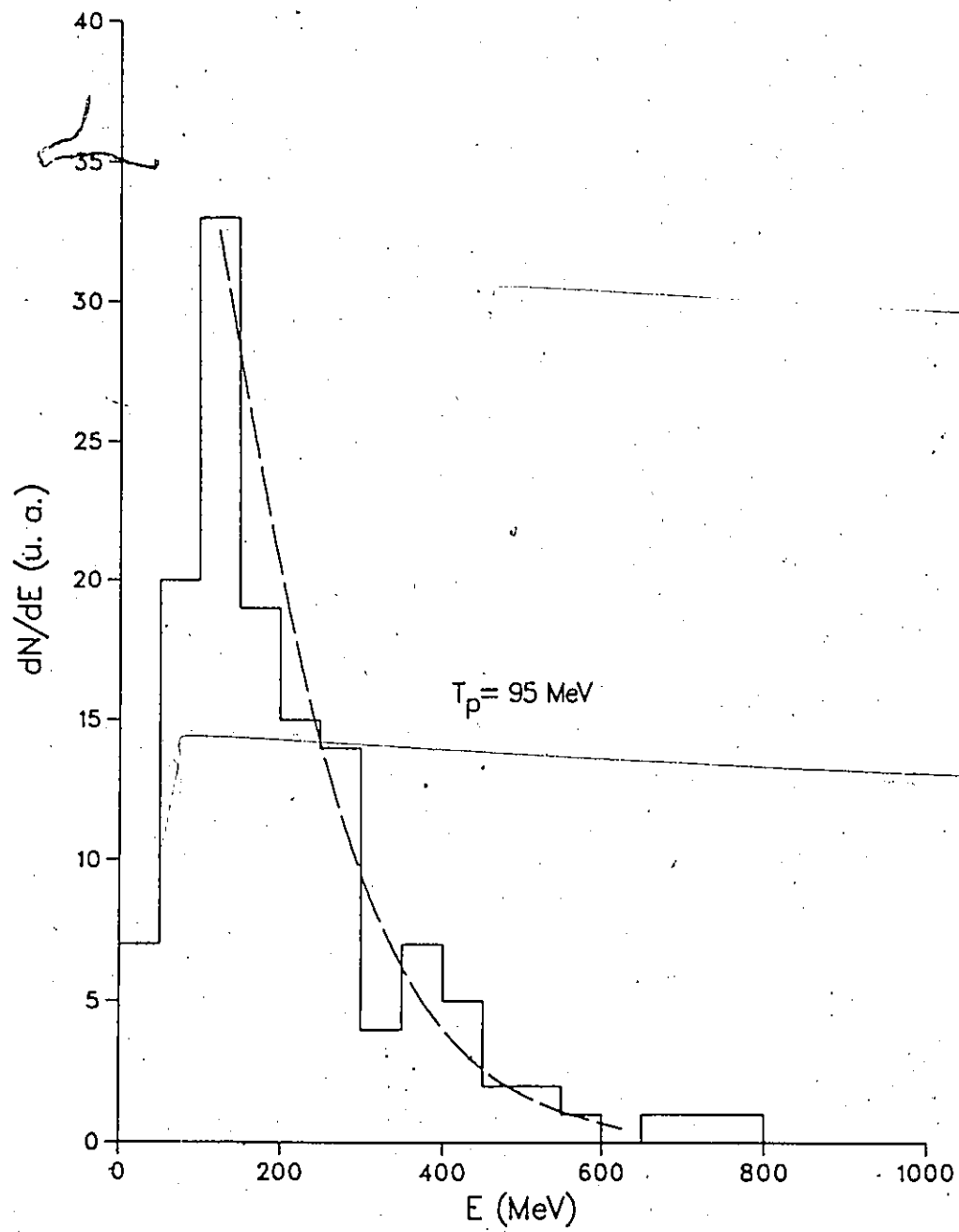


Fig 27: Distribution d'énergie des protons liés dans le C.M.  
(Ar-Ag)

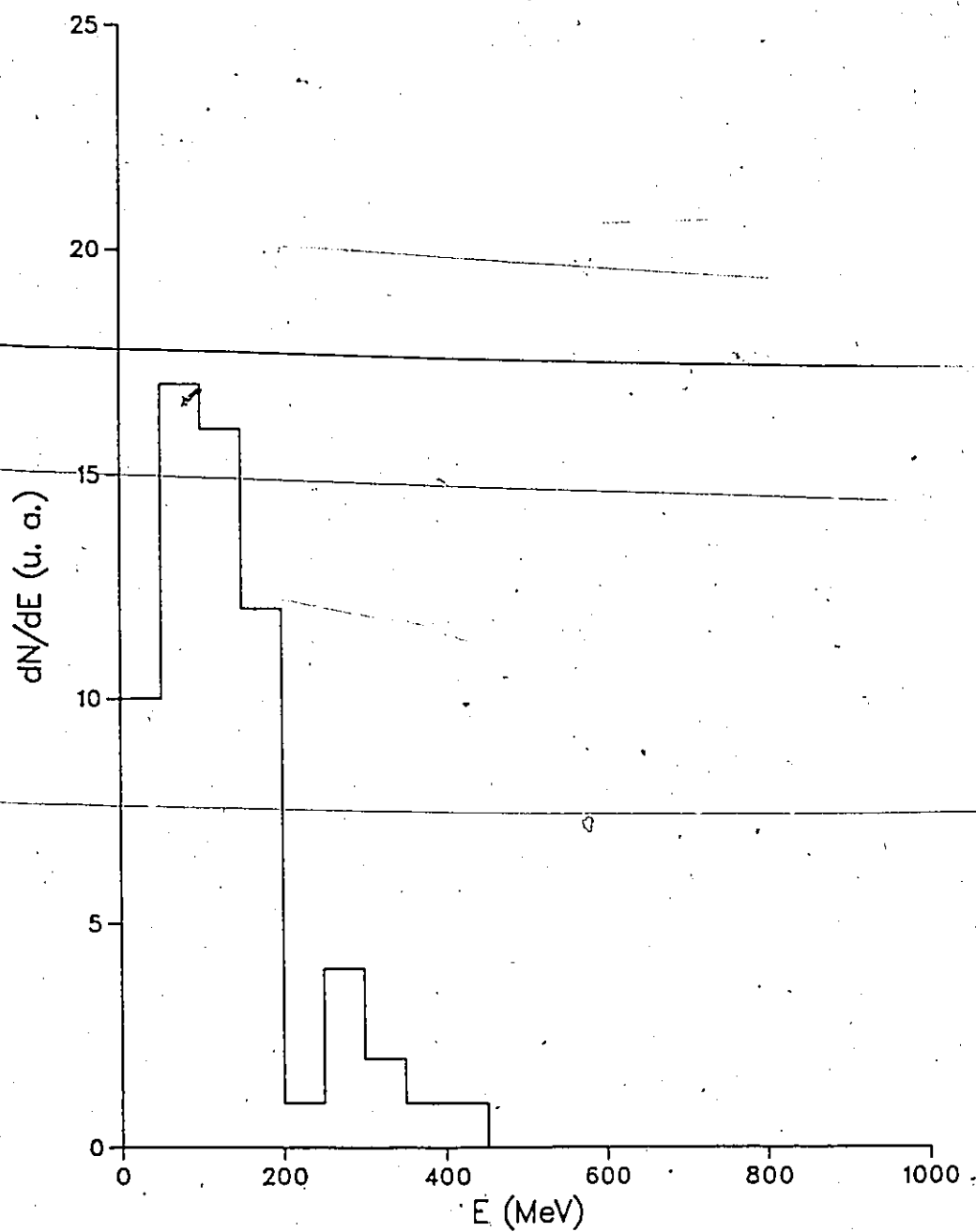


Fig 28: Distribution de  $p_T$  des protons. (Ar-Br)

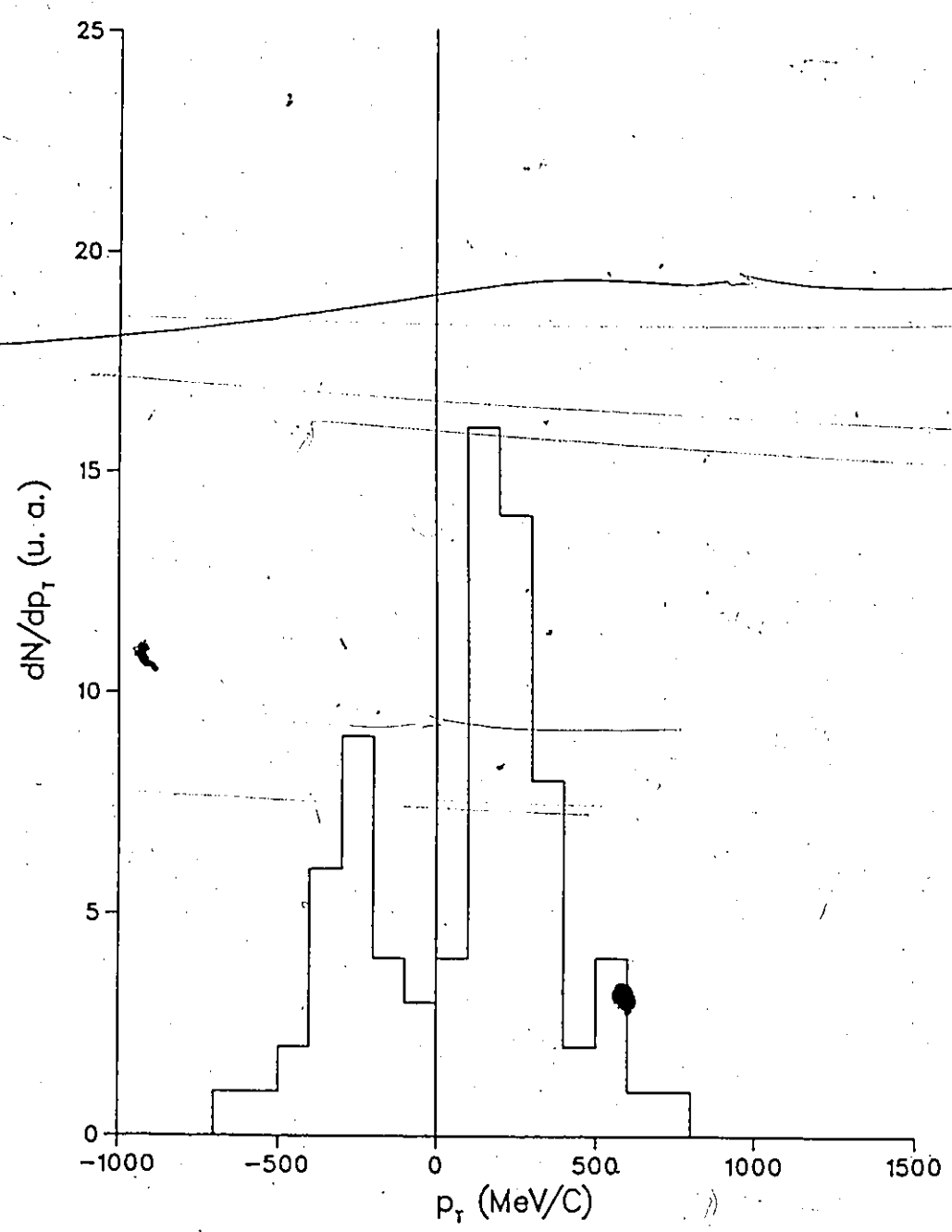


Fig 29: Distribution de  $p_T$  des protons. (Ar-Ag)

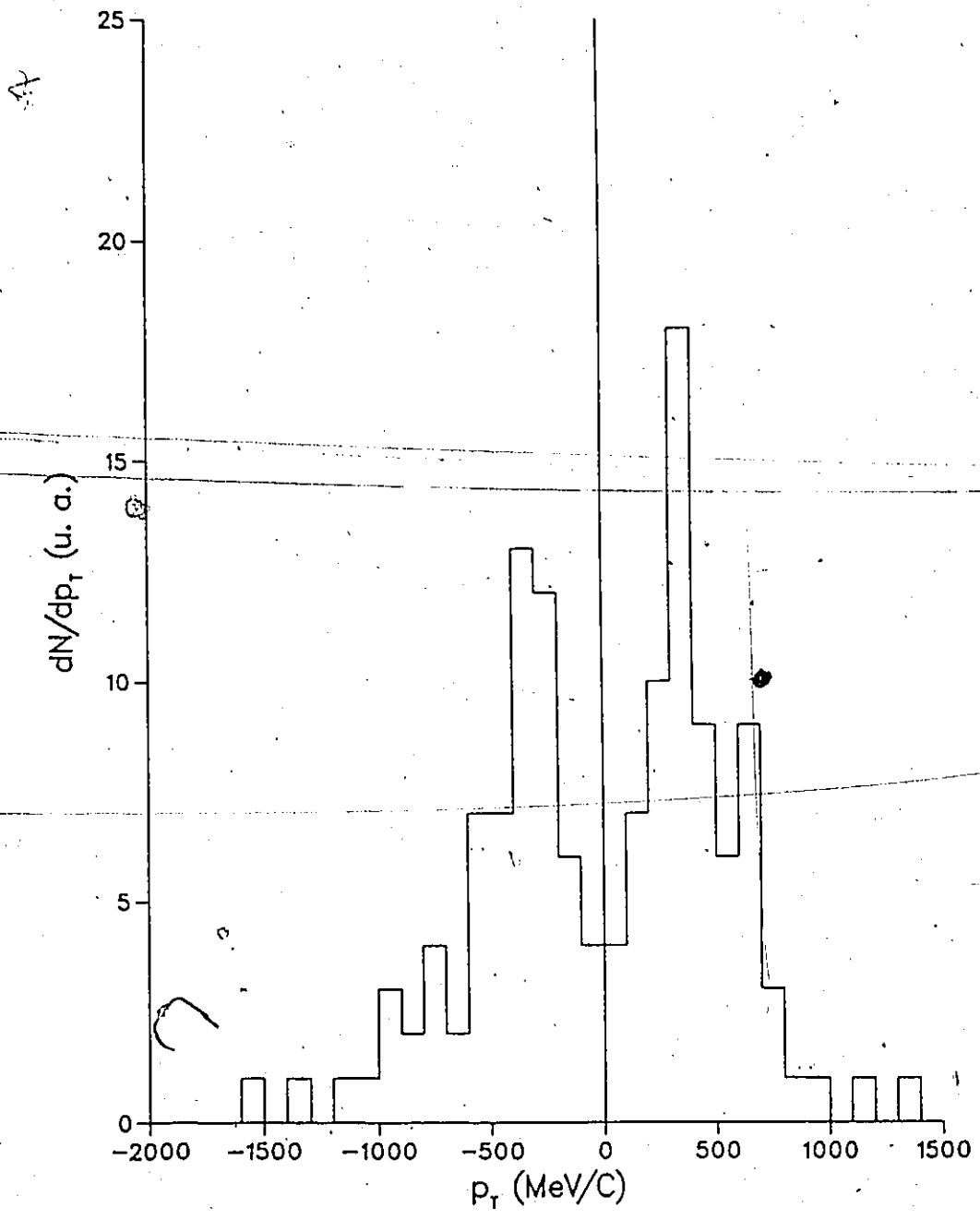


Fig 30: Distribution angulaire des pions dans le C.M.

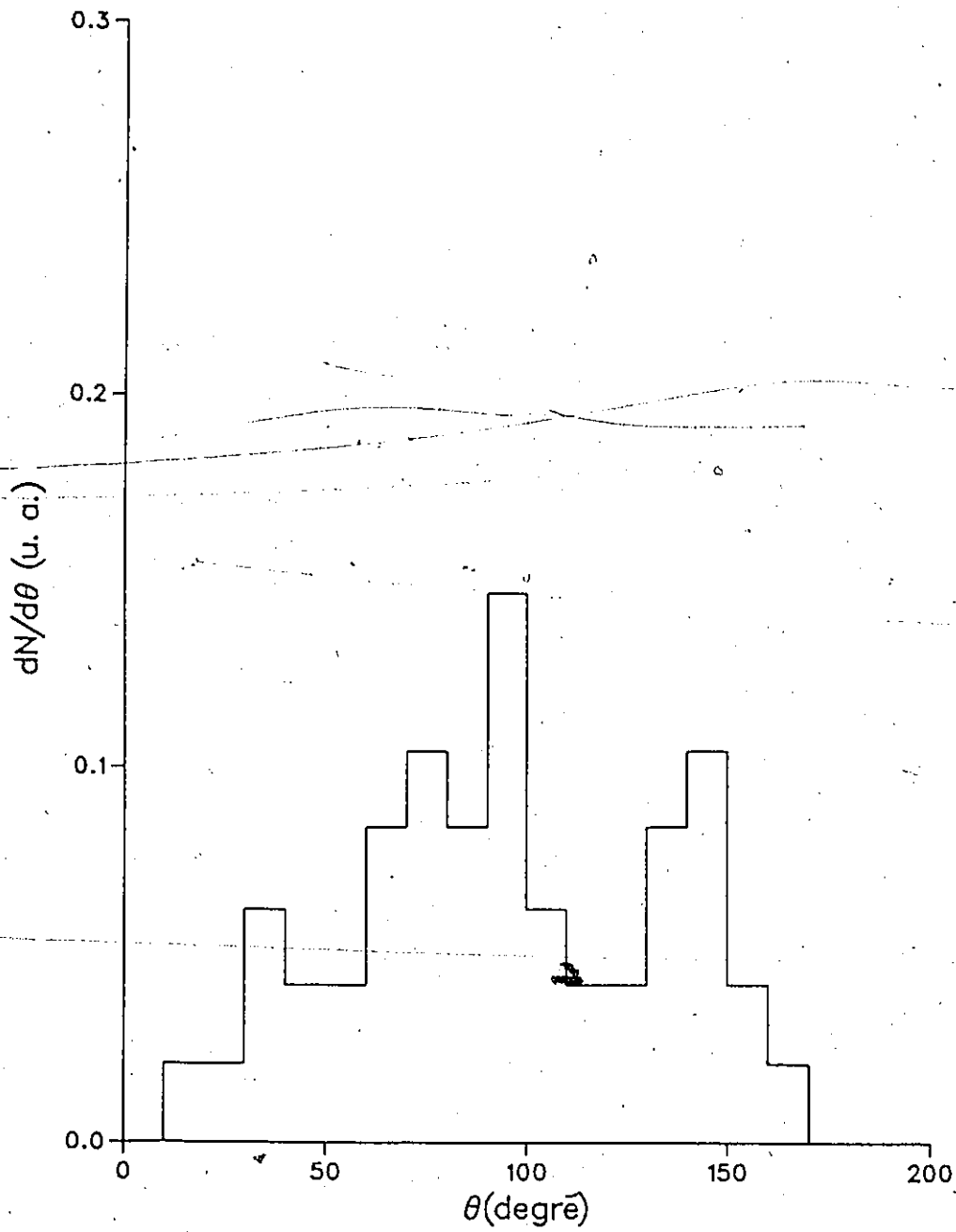


Fig 31: Distribution de rapidité des pions

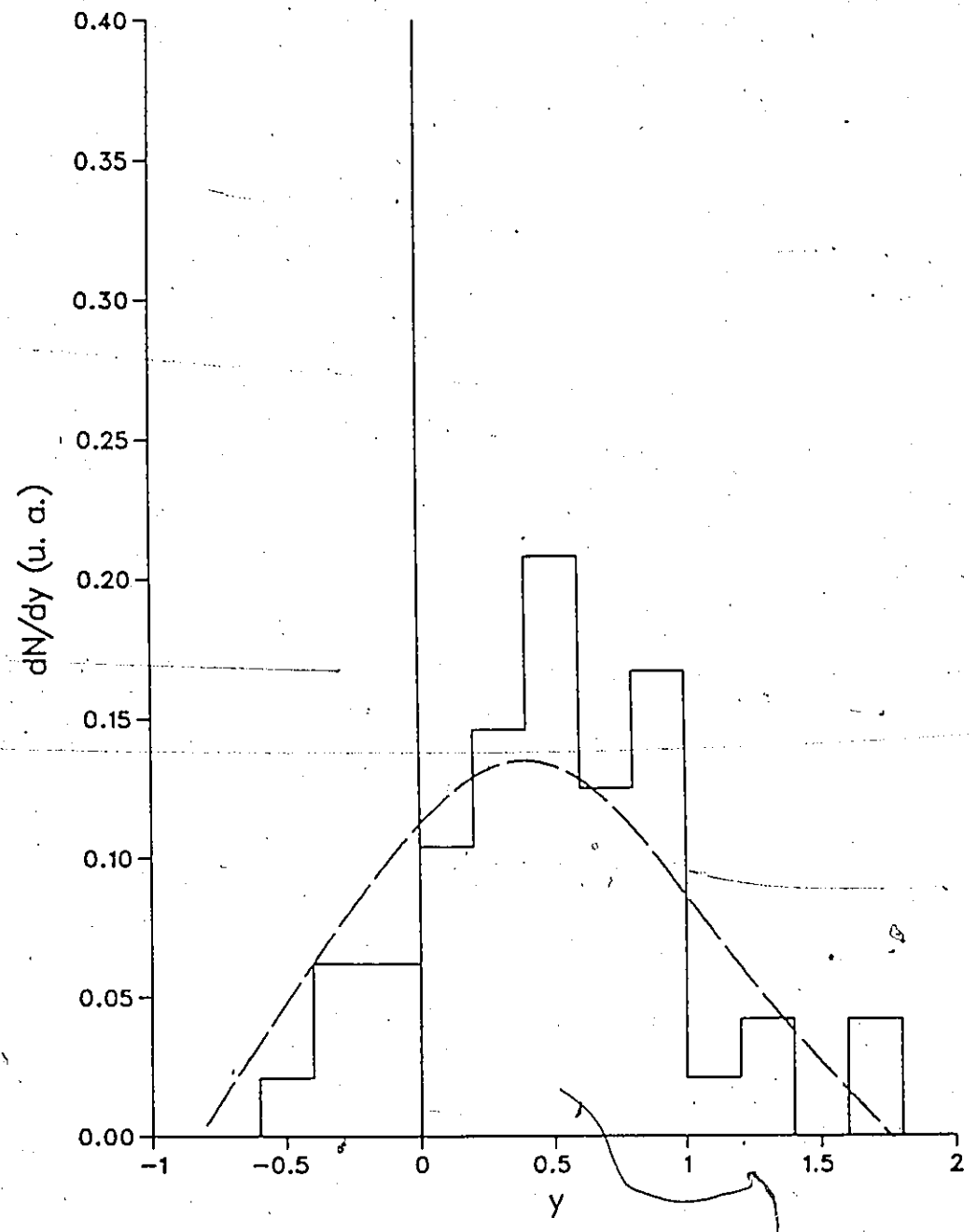
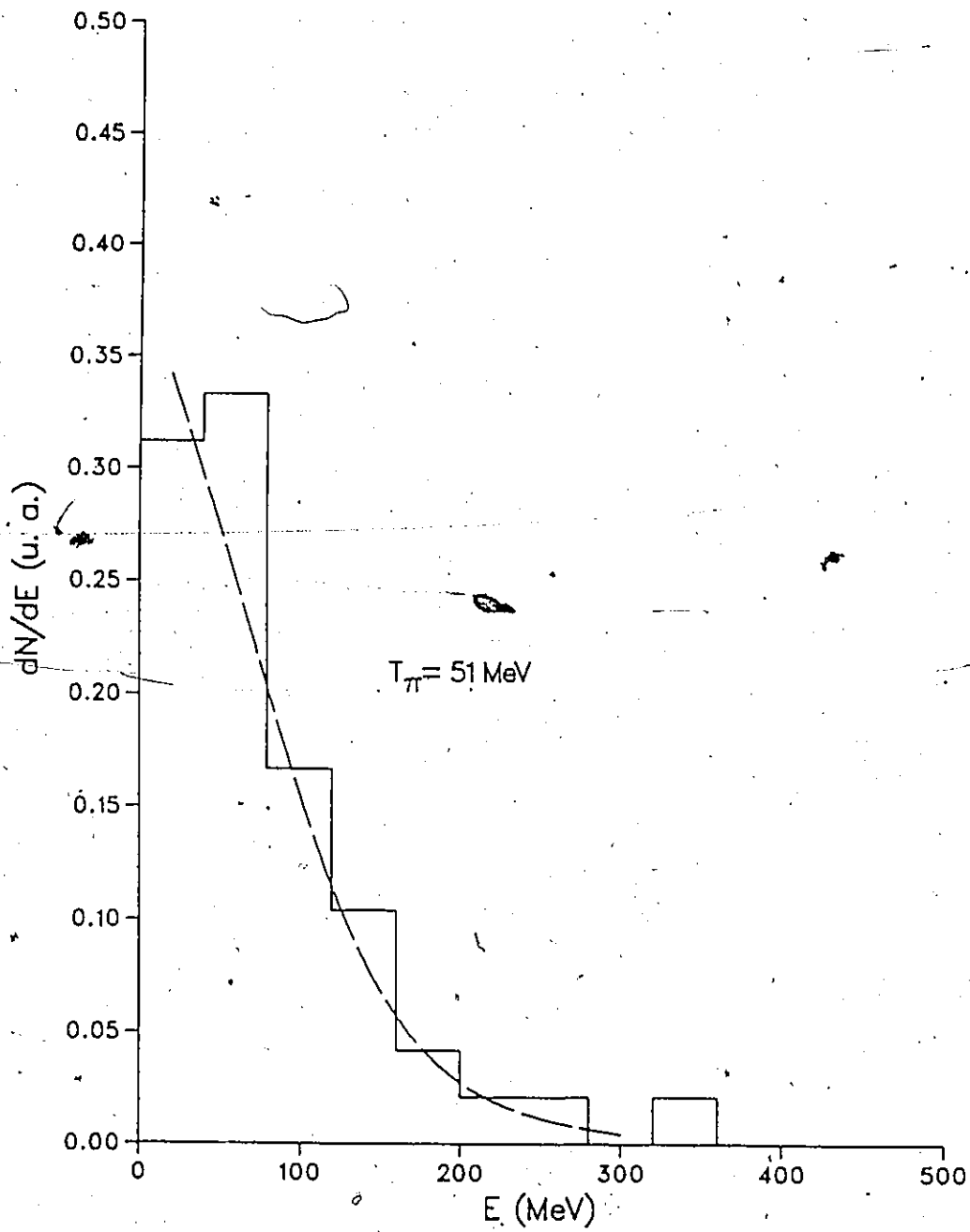


Fig 32: Distribution d'énergie des pions dans le C.M.



## Références

1. F. Lamarche et J. Hébert Phys. Lett. 182 B, 395, 1986.
2. François Lamarche thèse de maîtrise, Université d'Ottawa (1984).
3. P. Demers Ionographie, les presses universitaires de Montréal.
4. L. Avan, M. Avan, D. Blanc, J. L. Tessier Ionographie, Doin édition, (1973).
5. C. F. Powell, P. H. Fowler, D. H. Perkins The study of elementary particles by the photographic method, Pergamon Press (1959).
6. L. Voyvodic, E. Pickup Phys. Rev. 85, 91, 1952.
7. S. Biswas et al. Proc. Ind. Acad. Sci. 41, 154, 1955.
8. C. H. Lattes, P. H. Fowler, P. C. C. Proc. Phys. Soc. 59, 883, 1947.
9. W. H. Barkas, F. M. Smith Phys. Rev. 77, 462, 1950.
10. G. D. Westfall et al. Phys. Rev. Lett. 37, 1202, 1976.
11. S. Das Gupta, A. Z. Mekjian Phys. Repts 72, 131, 1981.

RÉFÉRENCES

- 12. Y. Yariv, Z. Fraenkel Phys. rev. C20, 2227, 1979.
- 13. S. Y. Fung et al. Phys. rev. lett. 40, 292, 1978.
- 14. J. J. Lu et al. Phys. rev. lett. 46, 898, 1981.
- 15. A. Sandoval et al. Phys. rev. lett. 45, 874, 1980.
- 16. H. Stocker Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-12302, 1981.
- 17. H. A. Gustafsson Phys. lett. 142B, 141, 1984.
- 18. R. Brockmann Phys. rev. lett. 53, 2012, 1984.
- 19. R. Hagedorn Phys. lett. 97B, 136, 1980.
- 20. P. J. Siemens Phys. rev. lett. 42, 880, 1979.
- 21. S. Nagamiya Phys. rev. lett. 49, 1383, 1982.
- 22. A. C. Satta Can. J. phys. 65, 527, 1987.
- 23. H. Strobele et al. Phys. rev. C27, 1349, 1983.
- 24. J. Cugnon et al. Nucl. phys. A352, 505, 1981.
- 25. University of California, Ernest O. Lawrence Radiation Laboratory UCRL  
2426 vol2 (1966 rev.) Berkeley.