

CANADIAN THESES ON MICROFICHE

THÈSES CANADIENNES SUR MICROFICHE



National Library of Canada
Collections Development Branch

Canadian Theses on
Microfiche Service

Ottawa, Canada
K1A 0N4

Bibliothèque nationale du Canada
Direction du développement des collections

Service des thèses canadiennes
sur microfiche

NOTICE

The quality of this microfiche 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.

Previously copyrighted materials (journal articles, published tests, etc.) are not filmed.

Reproduction in full or in part of this film is governed by the Canadian Copyright Act, R.S.C. 1970, c. C-30. Please read the authorization forms which accompany this thesis.

**THIS DISSERTATION
HAS BEEN MICROFILMED
EXACTLY AS RECEIVED**

AVIS

La qualité de cette microfiche 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.

Les documents qui font déjà l'objet d'un droit d'auteur (articles de revue, examens publiés, etc.) ne sont pas microfilmés.

La reproduction, même partielle, de ce microfilm est soumise à la Loi canadienne sur le droit d'auteur, SRC 1970, c. C-30. Veuillez prendre connaissance des formules d'autorisation qui accompagnent cette thèse.

**LA THÈSE A ÉTÉ
MICROFILMÉE TELLE QUE
NOUS L'AVONS REÇUE**

Canada

ETUDE DE COLLISIONS RELATIVISTES ARGON SUR ARGENT
DANS L'EMULSION

par
François Lamarche

Thèse présentée en vue de l'obtention du grade
de Maître ès Sciences , Physique .

Département de physique ,
Faculté des Sciences et génie,
Université d'Ottawa,
Ottawa , Canada

@ 1985

Est fait pour inspirer au poète un amour
Eternel et muet ainsi que la matière .

("La Beauté " , Charles Baudelaire)

"someday one will be able to study a heavy ion
collision like a fabulous star , to survey and register
in a book its volcanoes and eruptions"

T.D. Lee [31]

Table des matières

I. Résumé et motivations	p 9
II. Parenthèse sur l'expérience 712H	p 11
III. Les mesures dans l'émulsion	p 23
IV. Conventions de notation des 'coordonnées'	p 27
V. Techniques de mesures et d'analyse	p 31
-Mesure de la multiplicité et des angles	p 34
-Mesures de comptage de grains et de diffusion	p 36
-Identification des particules	p 46
-Le cas des traces noires	p 46
-Les cas difficiles	p 48
-La filière définitive	p 49
VI. Modèles théoriques	p 51
VII. Exploitation des données	p 59
-Corrélations	p 59
-Corrélations de moment cinétique	p 60
-Corrélations angulaires	p 70
-Corrélations de rapidité	p 74
-Bilan des corrélations	p 78
-Distribution dans l'espace des moments	p 78
-Mesures de la température	p 82
-Analyses globales	p 87
-Comparaison pseudo-rapidité et rapidité	p103
-Distributions d'angle azimutal	p104

-Composition des traces chargées	p110
VIII.Conclusion	p112
-Suggestions pour une nouvelle expérience	p117
IX.Remerciements	p119
X.Appendice	p120
XI.Références	p124

Liste des illustrations

Figure 1	Eléments actifs de l'expérience 712H	p 17
Figure 2	Montage de l'expérience	p 20
Photo 1	Cinq pellicules juxtaposées sur la même plaque de lucite	p 28
Figure 3	Coordonnées et angles	p 29
Photo 2	Microphotographie de l'étoile 4995	p 32
Figure 4	Représentation en perspective des traces de l'étoile 3521	p 37
Figure 5	Dessin de la déviation d'une trace	p 43
Figure 6	Exemple du calcul de p - β par la dépendance de la déviation suivant le nombre de cellules considéré	p 44
Figure 7	Distribution initiale des particules-test avec la simulation hydrodynamique	p 54
Figure 8	Distribution des particules-test avec la simulation hydrodynamique au maximum de pression	p 55
Figure 9	Distribution finale des particules-test avec la simulation hydrodynamique	p 56
Figure 10	Corrélation pion-pion	p 64
Figure 11	Corrélation pion-pion , autre échelle	p 65
Figure 12	Corrélation proton-proton	p 69
Figure 13	Corrélation deutéron-deutéron	p 71
Figure 14	Corrélation pion-proton	p 72
Figure 15	Corrélation angulaire pion-pion	p 75

Figure 16	Corrélation angulaire proton-proton	p 76
Figure 17	Corrélation angulaire deutéron-deutéron	p 77
Figure 18	Corrélation proton-proton versus la rapidité	p 79
Figure 19	Histogramme bidimensionnel P1-Pt pour les protons de l'étoile 3520	p 81
Figure 20	Histogramme bidimensionnel P1-Pt pour les protons des étoiles avec plus de 80 traces chargées	p 83
Figure 21	Histogramme bidimensionnel P1-Pt pour les pions des étoiles avec plus de 80 traces chargées	p 84
Figure 22	Distribution d'énergie transverse des protons (calcul température)	p 86
Figure 23	Distribution d'énergie transverse des deutérons (calcul température)	p 88
Figure 24	Distribution d'énergie transverse des pions (calcul température)	p 89
Figure 25	Distribution d'énergie transverse des kaons (calcul température)	p 90
Figure 26	Totals moment cinétique transverse X et Z suivant la rapidité pour S3520	p 92
Figure 27	Positions dans l'espace des moments des protons de l'étoile 3520	p 93
Figure 28	Moment transverse versus la rapidité et l'angle azimutal pour l'étoile 3520	p 95
Figure 29	Moment transverse versus la rapidité et l'angle azimutal pour l'étoile 3521	p 96

Figure 30	Totals moment cinétique transverse X et Z suivant la rapidité pour S352	p 97
Figure 31	Distribution de pseudo-rapacité et rapidité pour l'ensemble des traces	p105
Figure 32	Distribution de pseudo-rapacité et rapidité pour les pions	p106
Figure 33	Distribution de pseudo-rapacité et rapidité pour les traces de l'étoile 4240	p107
Figure 34	Distribution angulaire azimutale des pions	p108
Figure 35	Distribution angulaire azimutale des deutérons	p109

Liste des tables

TABLE I	Exemple du calcul de Dr.m.s. sur des données de diffusion	p 26
TABLE II	Paramètres hydrodynamiques principaux	p102
TABLE III	Composition des traces chargées	p110

Etude de collisions Ar (1.8 AGeV) sur Ag

I. Résumé

Nous étudions les caractéristiques principales des collisions les plus centrales entre des ions d'Argon accélérés à 1.8 GeV/nucléon et des noyaux d'Argent de l'émulsion. Pour cela nous mesurons la masse et le moment cinétique de 737 traces dans 10 étoiles. Nous trouvons que pour les étoiles présentant une multiplicité supérieure à 80, la distribution finale des particules peut être décrite en première approximation par une distribution thermique isotropique. Les composantes principales des traces chargées sont 52% de protons avec $kT=115\pm 15$ MeV, 15% de deutérons avec $kT=95\pm 15$ MeV et 25% de pions avec $kT=41\pm 8$ MeV. En seconde approximation, la distribution finale comprend des effets de spectateur dûs au noyau d'Argent, et des effets hydrodynamiques, que nous étudions. Nous utilisons aussi les données pour examiner la production de tritons, de kaons; les distributions de rapidité et de pseudo-rapidité; et la faisabilité de mesures de corrélations de quantité de mouvement dans l'émulsion.

Motif original de l'expérience

Depuis 1974 il est possible d'accélérer à des vitesses relativistes non seulement des noyaux simples comme le deutéron mais une vaste gamme d'ions lourds . Le fait que l'on applique une densité d'énergie comparable sur un plus grand volume peut créer des effets remarquables et de fait nous en verrons quelques-uns . En plus , il y a toujours la possibilité que la physique des ions lourds apporte quelque chose de nouveau à la physique des particules . Lors d'une précédente étude [1] , nous avons trouvé une étoile à forte multiplicité dont une des traces semble se désintégrer en vol . Les mesures entreprises permettent de déterminer les masses des deux particules chargées résultantes . La masse de l'une est celle d'un kaon , l'autre arrive entre proton et deutéron . Malheureusement , même avec la totalité des mesures disponibles , les déterminations demeurent à un écart-type et demi seulement de "proton" . La singulière coïncidence de cette "désintégration" avec la plus grande multiplicité alors enregistrée nous a amenés à concevoir une nouvelle expérience dont le but était de trouver le taux de production , et une explication , pour un phénomène qui semblait nouveau et aurait pu passer inaperçu jusque-là . La production de particules charmées ou de fragments à saveurs exotiques est typique du modèle de plasma quark-gluon qui commençait alors à devenir populaire ; bien que les théoriciens s'attendent au déconfinement (la formation du plasma) seulement à beaucoup plus haute énergie [25] .

II. Parenthèse : Bilan de l'expérience 712H

L'expérience 712H utilisant le faisceau d'Argon 40 à 1.8 GeV/nucléon du Bevalac de Berkeley est une expérience hybride émulsion-scintillateurs. C'est de cette exposition que proviennent les plaques sur lesquelles nous avons travaillé. Comme nous reviendrons par la suite longuement sur les techniques de l'émulsion, nous allons discuter brièvement la partie "Electronique" de cette expérience.

Comme nous l'avons vu, nous étions motivés par l'espoir de produire des événements présentant des caractéristiques semblables à celles de l'étoile 3537 [1], à savoir la présence de vertex secondaires associés à une forte multiplicité. Il était utopique d'espérer voir ces caractéristiques de nouveau parmi le nombre réduit d'étoiles que l'on peut examiner successivement. Par contre, un détecteur de vertex pourrait trouver ces événements, même s'ils ne sont qu'un ou deux par "stack" d'émulsion exposé à un flux normal. Ce même détecteur peut fournir également le critère de la multiplicité. En analysant avec soin chacun des rarissimes événements présentant les deux caractéristiques, nous obtiendrions soit une limite supérieure à la production de "charme", soit de la physique vraiment nouvelle. La technique hybride

qui consiste à associer l'émulsion à un détecteur électronique de vertex a été choisie dans au moins une autre expérience [3] .

Comme la surface sensible du détecteur de vertex dont nous disposons (1 cmX1 cm) est inférieure à la surface normalement nécessaire pour une expérience basée sur l'émulsion, une cible mobile est nécessaire pour exploiter tout le volume de l'empilement de couches d'émulsion (STACK) . Nous avons besoin pour cela d'un mouvement X-Y :

- assez rapide pour changer de position à toutes les quatre secondes tout en étant précis à 10 microns ou mieux
- assez fort pour supporter ~1Kg d'émulsion
- assez compact pour être transporté aisément au site
- d'une course de 10 cmX10 cm
- et d'interface simple à un système informatisé d'acquisition de données.)

Nous avons utilisé une platine de microscope munie de moteurs à échelons . En fait il s'agit de la même platine qui a servi plus tard à l'analyse des plaques exposées . C'est en principe une économie d'équipement, à condition que cette utilisation peu orthodoxe d'une platine de microscope ne nuise pas à sa précision . Il est apparu au retour de l'accélérateur qu'un des deux axes avait été endommagé mais il serait très difficile de conclure si

c'est l'utilisation ou le transport qui est responsable .

Une unité de contrôle construite autour du micro-contrôleur "industriel" 8748 a été réalisée pour fournir le courant aux deux moteurs à échelons qui actionnent la cible mobile . Ce processeur commande le mouvement de la cible mobile , et garde en tout temps la position qu'il peut aussi renvoyer sur commande à un ordinateur principal par une interface série RS-232 (1200 bauds) . Il réalise également la détection de la proximité du bord pour le positionnement absolu et la protection des vis motrices . Le protocole choisi est une série de commandes d'un octet pour :

- effectuer des mouvements d'amplitudes prédéfinies , ou réglables , suivant quatres directions (+X,+Y,-X,-Y)
- redéfinir la position X ou Y
- définir l'amplitude réglable
- ou demander la position , pour un total de douze commandes .

Les amplitudes ou les positions sont échangées sur deux octets , une unité correspondant à un pas de moteur soit 2,5 microns de déplacement . On peut ainsi représenter jusqu'à 65536 pas ou ~16 cm . Le contrôleur reçoit du programme qui roule sur l'ordinateur principal (une PDP-11/34) une commande de déplacement à chaque arrêt du faisceau (à toutes les six secondes) , puis une demande de la nouvelle position pour le prochain déversement (SPILL)

du faisceau . Ce programme fait exécuter par la cible mobile une trajectoire en méandres pour couvrir un carré de 8cm par 8cm . Comme les dimensions du faisceau étaient , selon nos exigences , quelque peu inférieures au mouvement effectué (2.5mm) , on peut reconnaître sur les plaques développées un réseau carré de "spots" du faisceau . Les fortes variations d'intensité du faisceau entre les "spots" apparaissent clairement aux 32 X 32 positions où la cible se rend au cours de l'exposition d'un "stack" d'émulsion . Le système de déplacement de la cible a normalement pour avantage d'obtenir une exposition plus uniforme de l'émulsion . Dans notre cas , on a plutôt obtenu , à cause des variations d'intensité , une variété de niveaux d'exposition permettant de trouver la densité de traces idéale selon l'étude à effectuer .

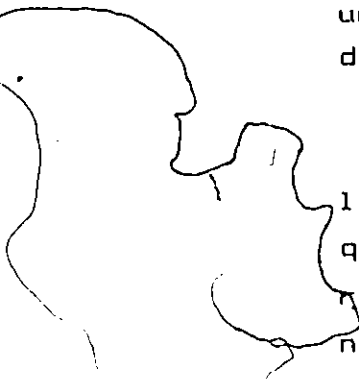
Notre détecteur consiste donc en un empilement de pellicules d'émulsion et en un détecteur de vertex . Ce dernier consiste en une série de 16 hodoscopes de 120 scintillateurs laminés devant permettre une résolution de 100 microns . La résolution du paramètre d'impact est aussi de cet ordre de grandeur . (Le paramètre d'impact est défini comme la plus petite distance entre la droite représentant une trace d'un vertex secondaire et le vertex primaire) . L'épaisseur des "stack" d'émulsion doit être limitée afin que la diffusion multiple ne fasse pas apparaître de paramètres d'impacts apparents sur des traces qui vont en fait au vertex primaire . C'est ce qui

nous a décidés à utiliser la technique encore assez récente des bandes minces d'émulsion pour nos modules horizontaux . Nous n'avons eu qu'à nous en féliciter car cette technique permet de juxtaposer sur une même plaque de verre cinq pellicules successives et améliore donc par un facteur d'à peu près cinq le temps nécessaire pour suivre une trace se déplaçant au travers un grand nombre de pellicules de 600 microns .

Les données concernant l'illumination de chacun des presque 2000 scintillateurs formant le détecteur de vertex sont recueillies par un système comprenant : des rubans de fibres optiques cohérentes pour acheminer la lumière des 16 hodoscopes , un amplificateur de lumière à deux étages MCP (galettes micro-canaux) , 16 réseaux de diodes photosensibles et leur électronique associée , et un contrôleur de transfert de données construit autour du microprocesseur monolithique 68701 (qui joue aussi un certain rôle dans l'aquisition des données du "télescope" , voir plus bas) . Ce système devait nous permettre de découvrir les vertex secondaires .

Avant même de nous renseigner sur la présence d'un vertex secondaire ce système doit nous donner la position de l'événement dans l'émulsion : c'est le principe de base d'un détecteur hybride . Pour cela 4 des 16 hodoscopes appelés TAGGING , sont placés en amont de l'émulsion par rapport au faisceau et déterminent les coordonnées X et Y qu'il faudra ajouter aux coordonnées fournies par la cible

mobile pour trouver l'étoile (en dedans des 100 microns de résolution) . Pour trouver rapidement une étoile (vertex) dans l'émulsion la troisième coordonnée est indispensable . Un programme FORTRAN a donc été réalisé pour permettre de retrouver le Z du vertex principal à partir des données brutes reçues du système de lecture des hodoscopes . Cependant , ce programme n'a pas été exécuté en temps réel sur la PDP-11 ; Durant l'expérience l'ordinateur (outre l'aquisition des données , et leur sauvegarde sur disque) s'occupait plutôt à afficher sur une console, une visualisation du fonctionnement de diverses parties de l'expérience , au choix de l'utilisateur .



Pour simplifier la tâche du détecteur de vertex le processus de lecture et d'enregistrement n'est accompli que lorsque le deuxième critère des événements que nous recherchons est satisfait : la multiplicité . Pour cela nous utilisons un ensemble de scintillateurs couplés à des photo-multiplicateurs et à une électronique de coïncidence rapide , que nous appelons le "télescope" :
La lecture est déclenchée seulement si , en coïncidence :

- un ion lourd passe en amont dans un scintillateur dont la surface correspond exactement à la surface utile du détecteur de vertex
- une ou des particules frappent un scintillateur large en aval
- l'amplitude de la réponse d'un troisième scintillateur est inférieure à un certain seuil .

EVENT SELECTOR

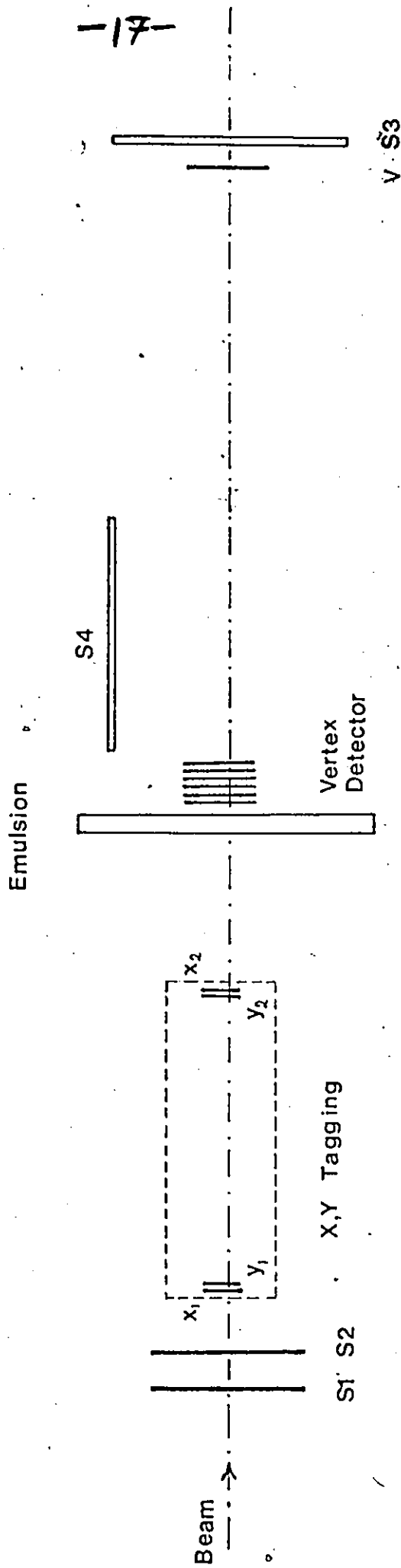


Figure 1 : Eléments actifs ; Scintillateurs S1.S2 particule en amont ;
 S3 particule(s) en aval de la cible ; V Veto
 pour sélectionner les événements inélastiques ;
 S4 vérifie la présence de traces à grands angles .

Cette dernière condition provient du fait que les événements à haute multiplicité, inélastiques sont ceux où le projectile est complètement éparpillé. Lorsque, pour prendre un exemple extrême, le noyau projectile ne fait que perdre un proton dans une collision, il demeure $Z-1$ charges qui suivent une trajectoire peu différente de celle du faisceau; un scintillateur directement en aval verra un signal proportionnel à $(Z-1)^2$ fois l'ionisation minimale. Par contre, une collision très inélastique produira des traces de charge unitaire et réparties sur un plus grand angle solide. Le signal sur ce même scintillateur sera donc moindre. A la limite on pourrait demander qu'il n'y ait aucune trace en aval sur 8 degrés autour de la droite du faisceau incident; mais nous perdrons alors une trop grande partie même des événements inélastiques. C'est pourquoi nous disposons d'un seuil. Ce seuil est ajusté jusqu'à ce que le rapport du flux incident (aussi mesuré par le télescope) au taux de déclenchement atteigne une valeur fixée à l'avance en tenant compte de l'épaisseur de l'émulsion et des mesures effectuées précédemment [1] sur la distribution de multiplicité. Notez que malgré le côté arbitraire de la valeur de l'angle à l'intérieur duquel on demande que des fragments fortement ionisants soient exclus, ce critère de centralité est utilisé dans de nombreux détecteurs connus: Plastic Ball, par exemple [2] utilise ce mode de déclenchement à l'occasion.

On peut vérifier si ce seuil a été convenablement ajusté car la réponse d'un autre scintillateur comptant les événements ayant des traces à grand angle est enregistrée pour chaque événement déclenché. Ce signal est une autre caractéristique d'un événement central et il est invariablement présent. L'émulsion développée, on a aussi observé que pour tel ou tel "spot" le nombre d'étoiles "très inélastiques" ou "centrales" correspond à un facteur 30 à 50 % près au nombre d'événements enregistrés, le flou provenant essentiellement de la définition du mot "inélastique" pour chacun de ces deux détecteurs.

L'exposition au faisceau s'est faite de minuit le 18 juillet 1984 à six heures le 19 juillet. L'équipement : cible mobile, détecteur de vertex et télescope étaient disposés sur une table droit devant la fenêtre du tuyau du faisceau et une chambre à fils destinée à vérifier le profil de ce faisceau. Trois des quatre "stacks" d'émulsion ont pu être exposés en partie, soit V1, H1 et H2. Par la suite, H2 a été beaucoup plus utilisé que les autres à cause de son bruit de fond plus faible.

Le flux total dépassé 100000, le nombre d'événements sélectionnés et dont les données sont enregistrées sur disque voisine 5000. Le flux par "spill" du faisceau a varié continuellement de 0 à 5000, les opérateurs du faisceau tentant de l'ajuster à la valeur demandée de 300.

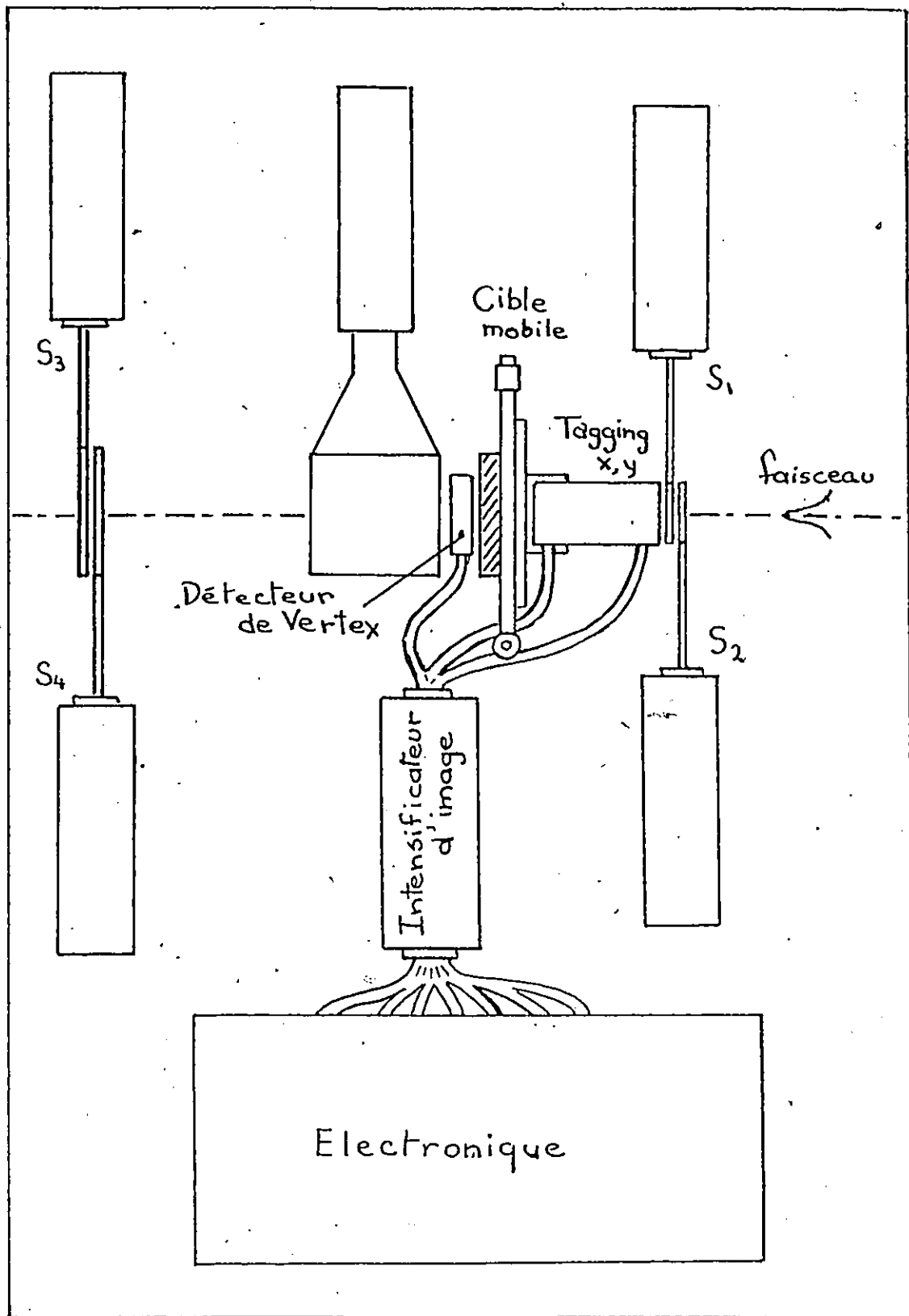


Figure 2 : Disposition des éléments du détecteur lors de l'expérience .

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 qui devaient nous guider vers des événements du type recherché en un temps relativement court. En fait, comme les hodoscopes de TAGGING ne fonctionnaient pas non plus d'une manière satisfaisante, nous n'avions pas la position des événements plus inélastiques à mieux que la largeur du "spot" où se concentrait le faisceau. Ceci représente un volume énorme d'émulsion à dépouiller, "scanner" dans notre jargon. Il devient presque aussi difficile de trouver un événement fortement inélastique avec la donnée de la position de la cible mobile pour tel ou tel numéro d'événement que de trouver une étoile inélastique en se promenant au hasard. Il convient donc d'abandonner l'idée originale d'une analyse sur le total du flux accumulé pour procéder à une analyse distincte d'une fraction des étoiles enregistrées dans l'émulsion.

Il a cependant été possible de vérifier la corrélation qui devait exister entre les variations du flux incident observé dans l'enregistrement sur disque et la position des "spots" les plus noirs dans l'émulsion; ceci constituant un test du système de cible mobile. Nous avons même pu tester des programmes qui, en convertissant la position donnée par le 8748 et enregistrée avec

l'événement lors de l'exposition , associent à tel ou tel événement un ensemble de coordonnées de plaque et de grille . (Les plaques sont numérotées et un quadrillage numéroté ,est imprimé sur la surface verre de l'émulsion pour permettre de repérer étoiles et traces) . Notre groupe possède donc une cible mobile opérationnelle .

III. Les mesures dans l'émulsion

La technique de l'émulsion nucléaire consiste à photographier directement, et en trois dimensions grâce à l'épaisseur des pellicules d'émulsion, la trajectoire des particules chargées provenant de l'interaction d'un noyau d'un atome de l'émulsion (qui est notre cible) avec un noyau d'argon relativiste. La dimension "hauteur" est possible par le fait que les microscopes utilisés ont une profondeur de champ au foyer très étroite. En sélectionnant suivant le nombre de particules chargées qui sortent de l'étoile, on réalise l'objectif initial du détecteur de vertex : Nous fournir un échantillon d'étoiles plus inélastiques. De ce fait, la fraction de la cible qui reste au repos (c'est à dire invisible pour l'émulsion) est nulle ou négligeable. Comme la stratégie que nous avons choisie est de mesurer le plus possible de l'événement (comme [2]), il est possible de trouver lequel des noyaux H C N O Ag Br présents, a été frappé et dans huit des dix cas que nous avons enregistrés, il s'agissait d'Ag.

L'émulsion nous donne des renseignements sur une trace de trois manières principalement [5,6,7]. La densité de la trace est proportionnelle à la perte d'énergie; et des formules plus ou moins raffinées existent pour calculer cette perte d'énergie. On a :

$$\frac{dE}{dx} = D \rho_{m11} \frac{Z_{m11}}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_0 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right) Z^2$$

C'est la formule de Bethe-Bloch : m_0 est la masse de l'électron, Z est la charge, βc la vitesse de la particule $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

L'énergie I , destinée à représenter l'énergie à dépenser en "moyenne" pour ioniser un atome vaut en pratique 600 eV. Remarquons que cette perte d'énergie ne dépend pas de la masse de la particule, seulement de sa vitesse dans le milieu et de sa charge [5,6,7].

Le logarithme dans cette formule correspond d'assez près à une puissance fractionnaire de bêta pour qu'on puisse intégrer d'une manière simple dx/dE entre E et zéro et trouver la distance R que parcourt la particule avant de s'arrêter (R pour "range" en anglais). Ce parcours est proportionnel à M , inversement proportionnel à Z carré, et dépend de la vitesse initiale βc à la puissance 3.6 (valide pour bêta jusqu'à 0.4 environ). L'ionisation augmente à mesure qu'on se rapproche de la fin de parcours, ainsi que la diffusion. Les traces ne s'arrêtent pas toutes dans l'émulsion.

$$R = \text{Const } \beta^{3.6} M Z^{-2}$$

La diffusion coulombienne multiple peut aussi être mesurée. Il s'agit de la diffusion de Rutherford

aux angles petits , répétée pour chaque atome croisé par la particule sur son chemin. Il en résulte une équation différentielle stochastique pour la trajectoire . On peut intégrer ces équations [5] pour obtenir la valeur r.m.s. attendue du changement d'angle , ou de la différence seconde obtenue de la coordonnée transverse à la trace appelée déviation . Pour cette méthode on mesure la déviation à un intervalle régulier appelé longueur de cellule t , on en dresse une liste en colonnes et l'on soustrait chaque mesure de la précédente . On réalise une seconde fois les différences sur ces premières différences et un résultat non nul nous indique que la trace n'est pas droite , qu'elle est diffusée . En réalisant une moyenne r.m.s. des ces déviations D on trouve :

$$\frac{p \beta}{Z} \quad (\text{MeV}/c) = \frac{K \quad t(\text{microns})^{3/2}}{457.0 \sqrt{D^2} \quad (\text{microns})}$$

P est la quantité de mouvement de la particule dans le système du laboratoire , βc la vitesse , $\sqrt{D^2}$ la valeur r.m.s. de la différence seconde

où K , toujours entre 27 et 30 pour l'émulsion , a été trouvée à 28 pour les conditions rencontrées dans cette expérience [6] .

TABLE I-Exemple illustrant le calcul de la valeur r.m.s. de la difference seconde d'une série de coordonnées transverses mesurées à intervalles réguliers

mesures	différences premières	différences secondes
1.00		
	0.25	
1.25		0.50
	0.75	
2.00		0.25
	1.00	
3.00		0.00
	1.00	
4.00		-0.50
	0.50	
4.50		0.25
	0.75	
5.25		-0.25
	0.50	
5.75		
Total des carrés:		0.6875
Division par 6:		0.1146
Racine carrée, valeur finale rms :		0.3385



IV. Conventions de notations des coordonnées dans le module H2

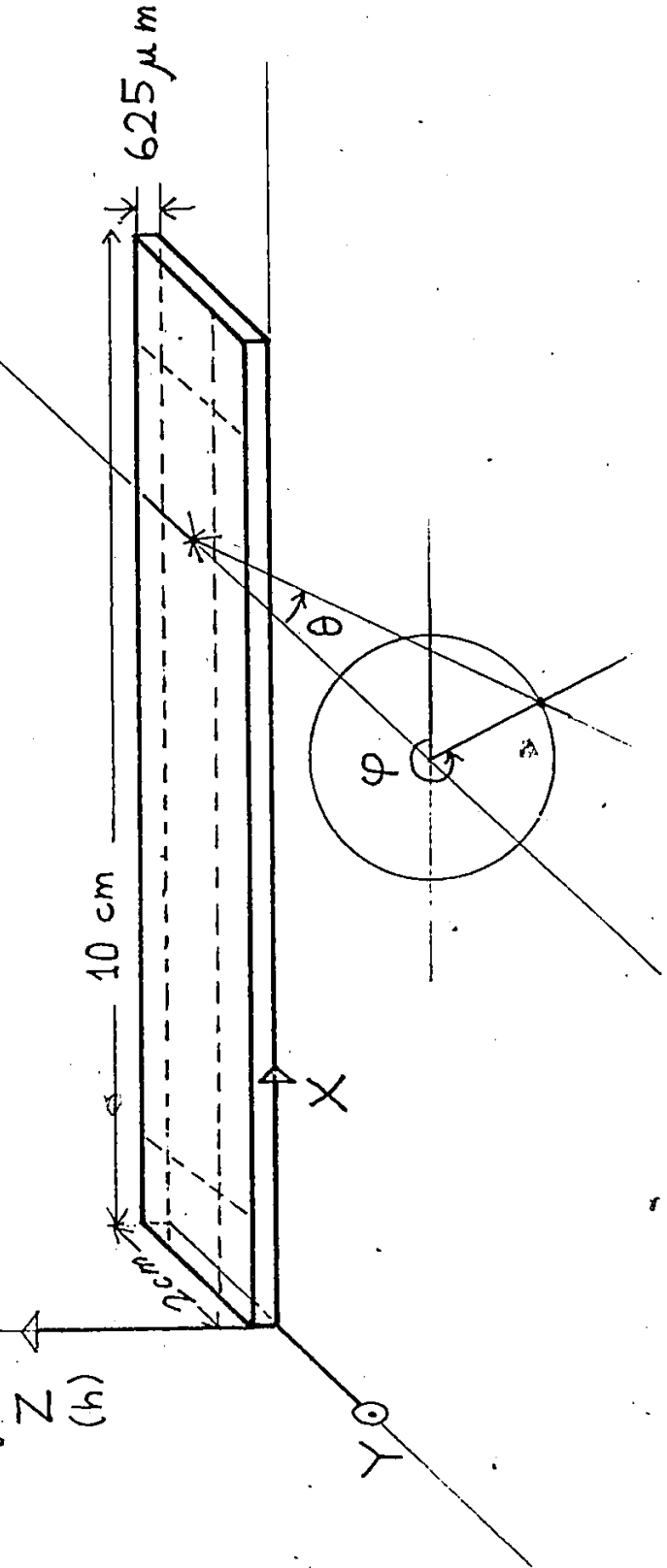
Le repérage dans l'émulsion se fait à l'aide de trois coordonnées X Y Z. Les programmes d'analyse utilisent tous cette même convention :

- +Y est la direction du faisceau incident et se dirige vers "six heures" lors de l'étude au microscope . Cette direction correspond à la largeur des pellicules d'émulsion . C'est la première des deux coordonnées de grille . La maille de la grille est de 0,5 millimètres .
- +X est dirigé vers la droite (trois heures) lorsque +Y est vers le bas (six heures) au microscope . C'est la deuxième coordonnée de grille . Cette direction correspond à la longueur , 10cm , d'une bandelette . les données du détecteur de vertex auraient dû décrire les traces suivant cet axe.
- +Z est vers le haut , ou disons vers l'air . Cette coordonnée peut être mesurée par la combinaison d'un numéro de plaque (qui va en augmentant dans la direction choisie positive , bien entendu) et d'une mesure de hauteur relative h sachant que l'épaisseur nominale est de 625

~~28~~ Photo 1 Plaque du module H2 regroupant cinq pellicules juxtaposées .
On distingue des "spots" dus à une exposition plus forte au faisceau



Figure 3 : Pellicule d'émulsion du module H2, avec les axes X Y et Z
On mesure Z par l'intermédiaire de la hauteur relative h.
Montre la définition de l'angle polaire θ et
de l'angle azimutal ϕ . En pointillé les régions
près des bords exclues pour la recherche d'étoiles



microns . Le mot "hauteur" désignera la profondeur parcourue à partir du fond de l'émulsion .

Bien que cinq pellicules soient collées sur la même plaque , juxtaposées pour réduire les effets de bord , chaque pellicule a un numéro de plaque distinct .

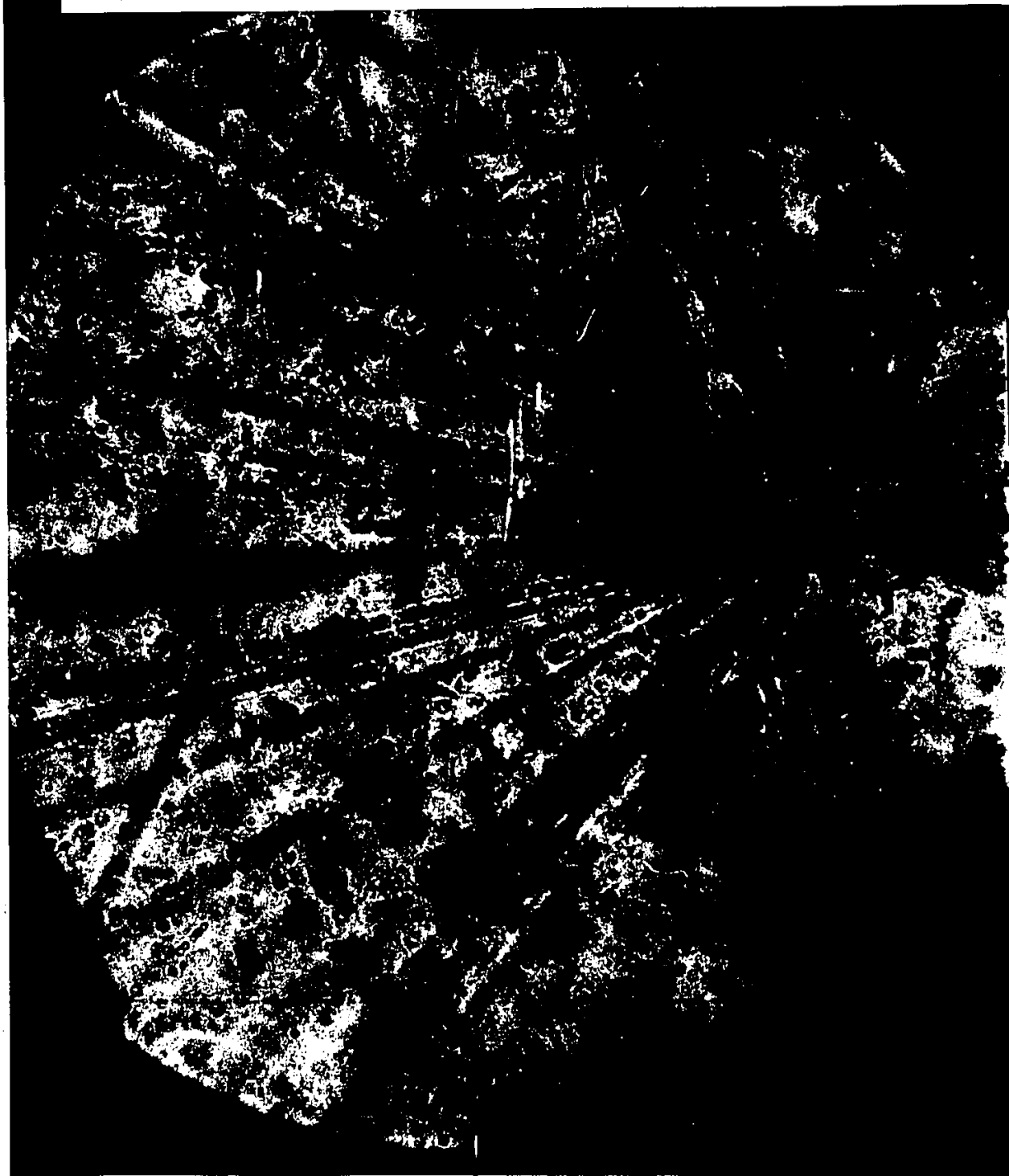
V. Techniques de mesure et d'analyse dans l'émulsion

Les techniques qui seront présentées ici sont standards . Sans rediscuter leurs principes , nous ~~essayerons~~ de donner les "trucs du métier" qui peuvent rendre leur utilisation plus aisée , tout en les décrivant dans l'ordre chronologique . L'étude complète d'une étoile de 80 traces peut être réduite à aussi peu qu'une semaine-personne une fois que l'infrastructure informatique est en place et que le technicien ou l'étudiant gradué est entraîné.

Recherche d'une étoile présentant une multiplicité suffisante et des conditions favorables aux mesures.

Le seuil a été fixé à 70 mais on peut le fixer à 80 ou même 90 si l'on veut , selon la partie du temps qu'on est prêt à y consacrer . Pour les étoiles qui ont été accumulées ce critère a été relâché à deux reprises pour permettre certaines comparaisons de notre ensemble avec la majorité des étoiles beaucoup moins inélastiques . Comme la multiplicité est difficile à juger de visu , il arrive parfois que l'on commence l'analyse avec moins que le nombre requis et il faut alors abandonner l'étoile en question pour recommencer les recherches . C'est le prix à payer pour disposer d'un échantillon qui représente un

Photo 2 Un noyau d'argon relativiste (très ionisant , en haut)
frappe un noyau d'argent de l'émulsion et donne lieu à
l'étoile 4995 et ses 90 traces (en bas et sur les côtés)



100 μ m

découpage net d'une partie de la queue sur un histogramme de multiplicité (l'absolue nécessité de cela est discutable) .

La technique utilisée est généralement connue sous le nom de "volume scanning" ; on utilise l'objectif 10X ou 25X . A cause des variations d'intensité , certaines régions présentent une densité de traces incidentes idéale , d'autres , beaucoup trop faible ou trop forte . En cherchant aux bons endroits on épargne évidemment un temps considérable . Il faut aussi que la plaque ne présente pas une distorsion trop élevée . Sur une même plaque de lucite certaines des 5 pellicules qui y sont collées ensemble peuvent avoir des distorsions très différentes . (La distorsion est une déformation non-linéaire de l'émulsion et donc des traces qui s'y trouvent . Sauf exception,elles empêchent de réaliser des mesures de diffusion . Pour les pellicules d'émulsion de 2cm X 10cm que nous employons elle est approximativement constante a l'intérieur d'une même pellicule) . En pratique nous avons observé que la distorsion n'est acceptable que si elle n'est presque pas visible au 25X . Les méthodes que nous allons décrire peuvent s'accommoder des distorsions en C pour lesquelles la déviation maximum atteint 3 microns , mais le moins de distorsion possible est préférable .

Toujours lors de la recherche de l'étoile il faut aussi imposer une distance minimum du bord . Cette distance minimum est de 5mm pour l'axe Y et 1cm pour l'axe X . On évite ainsi la distorsion due au bord , et surtout on

s'assure d'une distance suffisante pour effectuer des mesures de diffusion. Dans le même but on n'accepte que les étoiles situées dans le tiers du milieu de l'épaisseur de l'émulsion .

Pour toutes ces raisons le nombre des étoiles inélastiques utilisables dans H2 est sans doute beaucoup moins que les ~2000 enregistrées sur disque . Cependant , nous n'en sommes pas à une pénurie d'"étoiles à étudier" . On peut le constater par le fait qu'il est encore rare de trouver au cours des recherches des étoiles déjà vues . Un facteur qui limite sévèrement le nombre d'étoiles utilisables est que seul 1/3 des pellicules d'émulsion sont vraiment exemptes de distorsion .

Mesure précise de la multiplicité et des angles

L'axe Y de l'argon est précisément aligné avec l'axe Y du microscope avant de débiter . Pour chaque trace, on inscrit son numéro (la numérotation correspond généralement à l'ordre des projections des angles sur le plan de l'émulsion , mais cela n'a rien d'absolu) , et la position du point de sortie X,Y selon +Z ou -Z . Ceci est particulièrement facile avec le microscope digitisé . Il suffit de mettre le zéro sur le centre de l'étoile puis de se rendre à chacun des points de sortie . La précision nominale de ce microscope est de un quart de micron mais on arrondit au micron . Jusqu'à une certaine distance qui varie avec le paramètre p-béta de la trace , l'erreur

diminue comme l'inverse de la distance . Puis elle augmente comme la racine carrée de cette distance . Le point de sortie constitue généralement une mesure de bonne précision ; mais si l'on remarque , en se rendant à son extrémité , que la trace dévie , il suffit de s'arrêter là , de noter X Y et de mesurer Z . Comme nous disposons suivant X et Y d'une très bonne précision (1 micron , 2/1000 pour une trace moyenne) on porte aussi un certain soin aux mesures de Z : c'est le rapport de la hauteur à l'épaisseur totale qui est mesurée et enregistrée . Comme l'épaisseur de l'émulsion varie avec le taux d'humidité ambiante , c'est le seul moyen de pouvoir comparer des mesures de Z à des jours ou des semaines d'intervalle . La mesure de la hauteur relative de l'étoile est faite avec un soin particulier car la majorité des traces utilisent cette valeur h_0 ou son complément $1-h_0$ avec les points de sortie . Ces mesures d'angles ainsi effectuées ont l'avantage de fournir simultanément une "carte d'identité" pour chaque trace permettant d'en retrouver une rapidement et sans ambiguïté . Cette méthode pourrait s'accommoder sans problème des 1000 traces ou plus qui peuvent provenir d'interactions d'ions lourds à 200GeV par nucléon , à condition d'incliner le faisceau d'une manière appropriée pour permettre aux traces d'atteindre la surface .

Les nombres ainsi recueillis sont entrés sur une première filière dans l'ordinateur . Le format est de disposer en colonnes la valeur de ΔX , ΔY , Δh , la valeur de comptage de grains , le nombre de

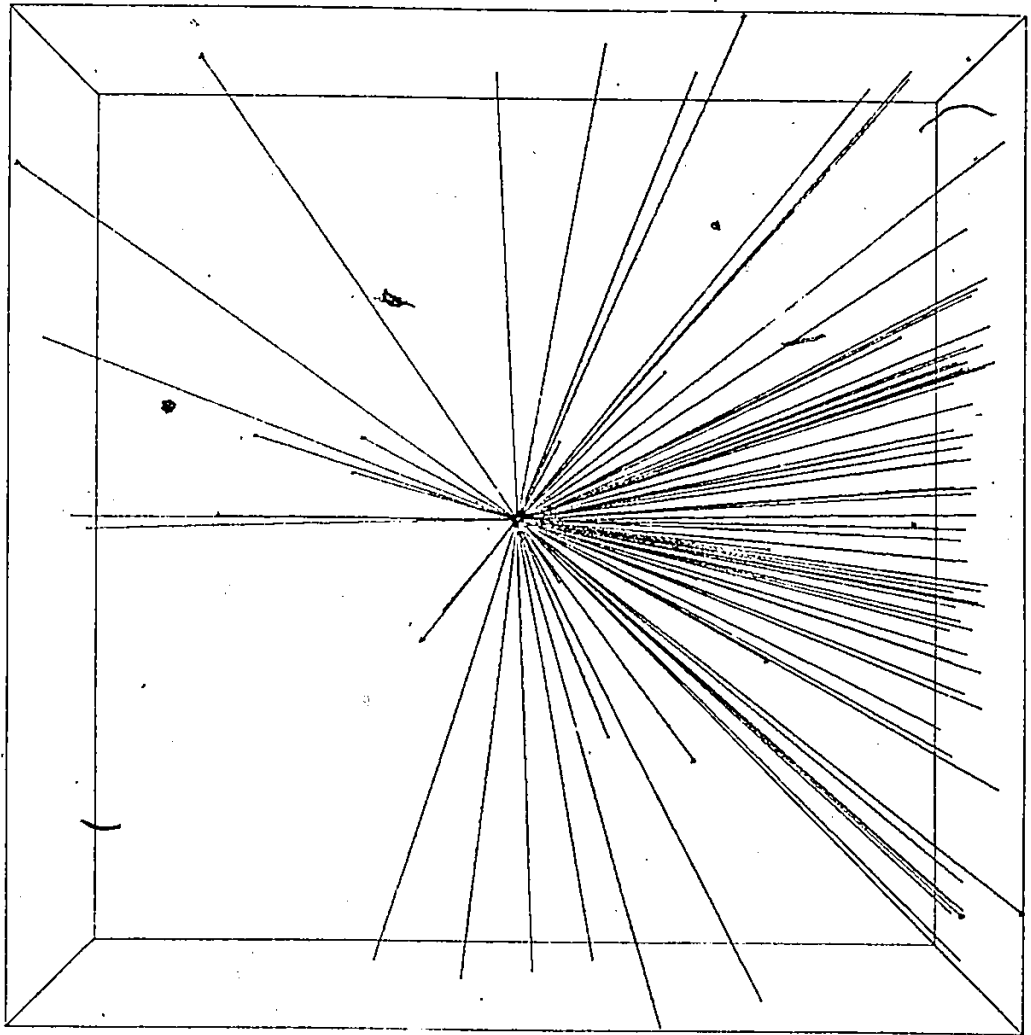
grains comptés (très utile pour combiner des mesures successives) , et le numéro de la trace . Le numéro 0 correspond à l'argon . Nous ne comptons pas immédiatement les grains , mais un espace est réservé dès ce moment sur la filière pour les inscrire . A partir de cette filière d'angles un programme génère une représentation en perspective (voir S3521 sur la figure 4) . On donne aux étoiles une numérotation de quatre chiffres correspondant à leur coordonnées de grille . S3521 , par exemple , sera trouvée a 35(Y) , 21(X) plaque 99 . Si on indique pour une trace son numéro sur la représentation en perspective , retrouver cette trace est vraiment très facile (ce ne serait pas le cas avec une simple projection plane). Pour chaque événement un dossier est constitué contenant entre autres une telle représentation en perspective numérotée .

Mesures de comptages de grains et de diffusion

Nous avons trouvé à l'expérience qu'il est plus économique de temps d'effectuer simultanément les mesures de diffusion et de comptage de grains . Comme l'axe X du microscope est endommagé , les mesures de diffusion ne peuvent être effectuées que selon l'axe Y et il est donc nécessaire d'effectuer cet alignement pour chaque trace ; de toutes façons , les mesures de comptage sont nettement plus faciles et précises lorsqu'on aligne la trace avec la verticale de l'oculaire . Ces mesures

Figure 4 : Représentation en perspective de l'étoile 3521
le côté du cube vaut 625 microns soit
l'épaisseur de l'émulsion

S 3521 : 94 traces



sont faites avec un objectif 100X et de l'huile d'indice optique convenable. L'alignement à mieux qu'un pour cent peut être obtenu en trois ou quatre corrections avec l'expérience. Pour fixer la plaque durant les mesures, il n'est pas nécessaire d'utiliser de ruban gommé pour la coller. Il est même nuisible de procéder ainsi, car la plaque en subissant la variation d'humidité de son environnement, courbe et exerce sur le ruban gommé une force qui le fait lâcher partiellement par à-coups, ce qui gâche les mesures de diffusion. Il est préférable de déposer la plaque sur la plus grande surface rugueuse possible. Dans notre cas nous avons enlevé une plaque de verre qui servait de support et qui n'offrait qu'un seul point de contact très glissant pour peu que la plaque soit courbée. Le cadre de la platine fait contact en plusieurs points même si la plaque d'émulsion est courbée et a un coefficient de friction plus élevé. C'est donc le support idéal. Dans certaines études de diffusion près du bord, le problème de la courbure de la plaque d'émulsion avec le temps (&l'humidité) n'est pas résolu avec cette méthode la plus simple. La solution consiste à réinstaller la plaque de verre et y mettre la plaque d'émulsion avec une pesée sur le plastique le plus près possible de la région où l'on veut faire les mesures. Le côté opposé subit tout le déplacement induit par la courbure, et le côté qui nous intéresse, presque pas.

La mesure d'une trace typique peut prendre 15 minutes, réparties moitié-moitié entre le comptage et la

mesure de points pour la diffusion . La mesure de la diffusion est effectuée en partant de l'étoile , le comptage au retour . Les mesures de diffusion coulombienne sont faites sur des longueurs de 50 microns à 3 centimètres. Nous utilisons la methode de la mesure de la déviation transverse [5,6,7] en microns , car elle est facile à mettre en oeuvre sur un microscope digitisé , plutôt que la mesure des déviations angulaires . Il est possible de préciser la position de la trace à une demi-division soit 1/8 de micron si elle est bien alignée . Dans tous les cas on utilise toute la longueur disponible pour la mesure . Le nombre de points mesurés à l'intérieur de cette distance dépend de la précision voulue . 30 mesures est un nombre idéal (un sur racine de trente vaut 17%) mais parfois par économie de temps , si nous savons que le signal est inférieur au bruit de lecture pour la plus petite longueur de cellule , ce nombre est réduit . La distance du mouvement suivant Y est habituellement un nombre décimal simple comme 50 ou 100 microns , par exemple . La vraie longueur de cellule comprend une composante perpendiculaire au plan de l'émulsion . Un programme calcule donc un facteur représentant le rapport de la vraie longueur à la longueur projetée . C'est le produit de la longueur de cellule projetée par cette valeur qui est entrée comme donnée dans la filière de données de diffusion qui est gardée pour chaque trace . Par expérience on peut presque identifier une trace pendant qu'on la mesure ; il faut s'en garder le plus possible pour éviter

de biaiser les mesures .

La technique utilisée pour évaluer le rapport de l'ionisation à l'ionisation minimale I/I_{\min} est le "comptage des grains" (et non des "blobs") . Pour certaines traces on peut compter 10000 grains et plus mais il est sage de se limiter à 400 grains (précision attendue de 5% donc) . Lorsque la vitesse est telle que la particule se rapproche du creux de la courbe d'ionisation , on compte alors jusqu'à 1500 grains pour améliorer la précision , car toutes les variables cinématiques dépendent alors d'une manière critique de l'ionisation relative exacte . Les mesures sont notées dans le format m/l où m est le nombre de grains et l la distance projetée parcourue . Ce rapport n'exprime pas le vrai comptage de grains . Après division par le même "facteur de pente" dont nous parlions au sujet des mesures de diffusion , on dispose de la vraie densité linéaire de grains , qui , exprimée en grains par cent microns est entrée à sa place dans la filière . On entre aussi en filière le total compté . La bonne manière de combiner deux comptages est évidemment $(m_1+m_2)/(l_1+l_2)$, d'où l'utilité de garder ce compte . Le comptage saturant autour de 10 fois sa valeur minimale et devenant difficile à mesurer vers ces mêmes valeurs , on indique simplement "Noire" dans ces cas-là , signifiant plus de 300 grains par cent microns .

Les données de comptage et de diffusion entrées , des programmes sur ordinateurs se chargent de rendre ces informations utiles . D'une part on extrait des mesures de

diffusion la valeur de $p\text{-}\beta/z$. Pour cela deux graphiques sont systématiquement réalisés pour chaque trace .

-L'un représente la trace telle qu'elle apparaîtrait si on la dilatait dans la direction transverse . Ce graphique permet de dépister la distorsion en C ou la présence de "kinks" en un coup d'oeil . Le fait que la diffusion coulombienne multiple a une queue assez importante correspondant à une forte diffusion coulombienne simple produit ces "kinks" qui se manifestent par une forme "triangulaire" sur ce graphique .

-L'autre graphique réalisé montre la valeur r.m.s. de la déviation en fonction du nombre de longueurs de cellules . En effet on peut considérer qu'une série de mesures de déviations pour une cellule de longueur t en contient une pour une cellule de 2 fois t simplement en sautant un élément sur deux . Si l'on tient le même raisonnement pour 3 , 4 , etc... on dispose d'une série de valeurs de déviations r.m.s. pour différentes longueurs de cellule , donc d'une série de valeurs de $p\text{-}\beta$ qui devraient être les mêmes ; mais qui ne le sont pas toujours à cause de sources parasites de déviations , et de l'erreur purement statistique , dont l'amplitude est indiquée . Ce graphique affiche une valeur-tentative de $p\text{-}\beta$ pour la longueur de cellule qui correspond à $1/6$ de la longueur totale . En fonction de la longueur de cellule t on peut séparer des bruits qui n'augmentent pas avec t (essentiellement l'erreur de lecture de la déviation) ou celles qui augmentent trop vite (une distorsion en C fait apparaître un bruit en t carré) .

Ce graphique est donc d'une certaine utilité pour déterminer la meilleure valeur de p -bêta possible, son erreur statistique, et nous dire s'il est possible qu'il y ait une erreur systématique.

Si nous regardons les figures 5 et 6 nous voyons des exemples typiques de ces deux graphiques. Ils sont générés en série par l'ordinateur, à partir des données, et sans la nécessité de la présence du programmeur. L'échelle sur le premier graphique indique quelle est la distance du centre au bord pour les déviations. Sur l'autre graphique l'abscisse indique le nombre de cellules, l'ordonnée la moyenne r.m.s. de la différence seconde de la déviation. Un autre programme permet, dans le cas où les mesures semblent être dominées par une distorsion en C, de soustraire des données une forme parabolique. On a en effet pu observer que la distorsion en C produit une déviation exactement parabolique à 10% près. Il est donc possible d'observer ainsi une diffusion "cachée sous la distorsion", et de l'utiliser.

D'un autre côté on sait qu'il est possible de déduire l'ionisation d'une particule simplement chargée de sa vitesse βc . Peut-on déduire bêta de l'ionisation? Il y a pour cela un problème théorique et un problème pratique. Le problème théorique est qu'il existe, à cause de l'accroissement dans le domaine ultra-relativiste, deux solutions à l'équation pour certaines valeurs de l'ionisation. En fait, cela se produit très rarement dans notre expérience et le seul effet de

C>>
nom de la filiere ? S3562T42

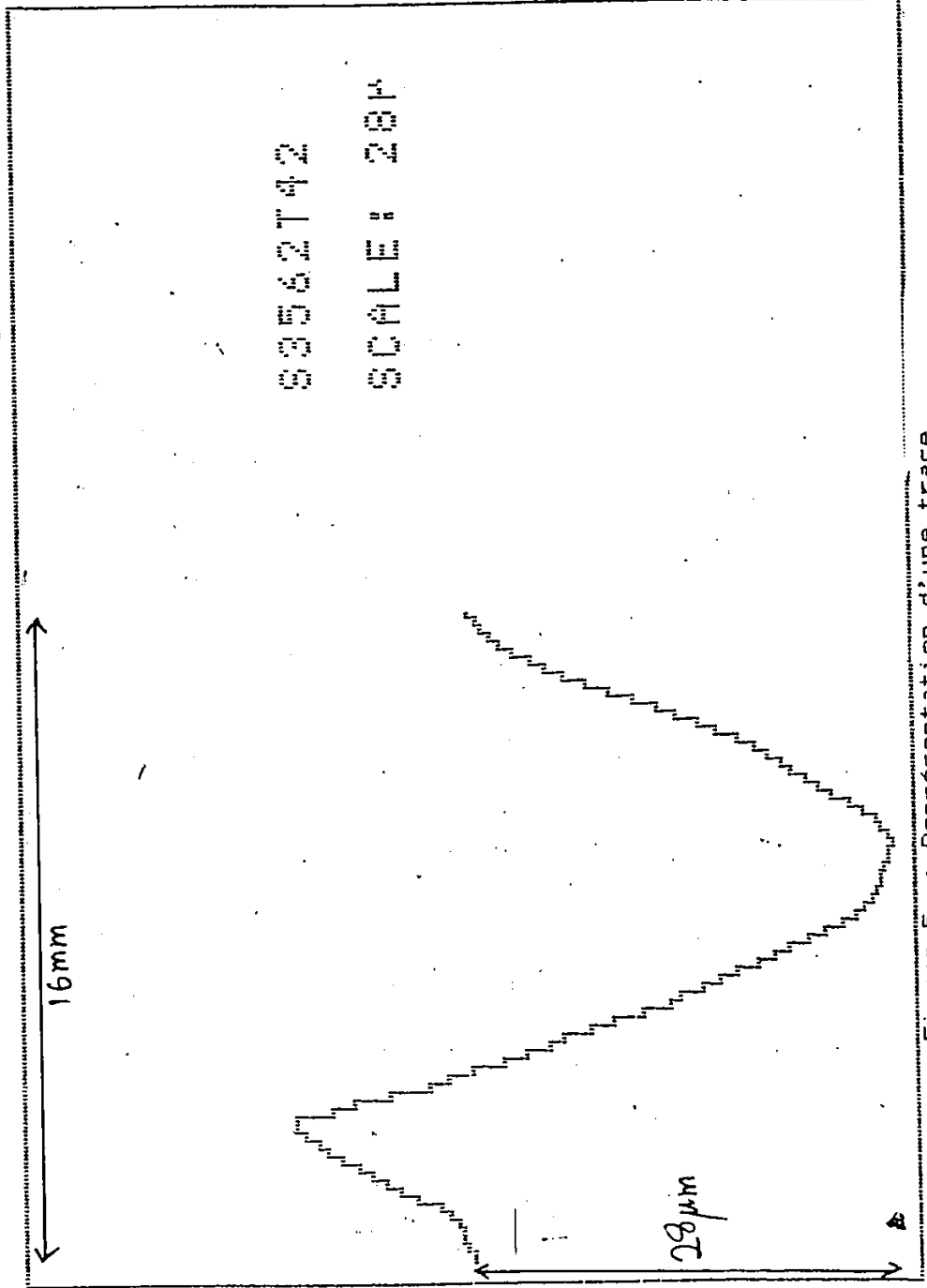


Figure 5 : Représentation d'une trace

C>DIFSYS

nom de la filiere ? S3562T42

calcul de la diffusion

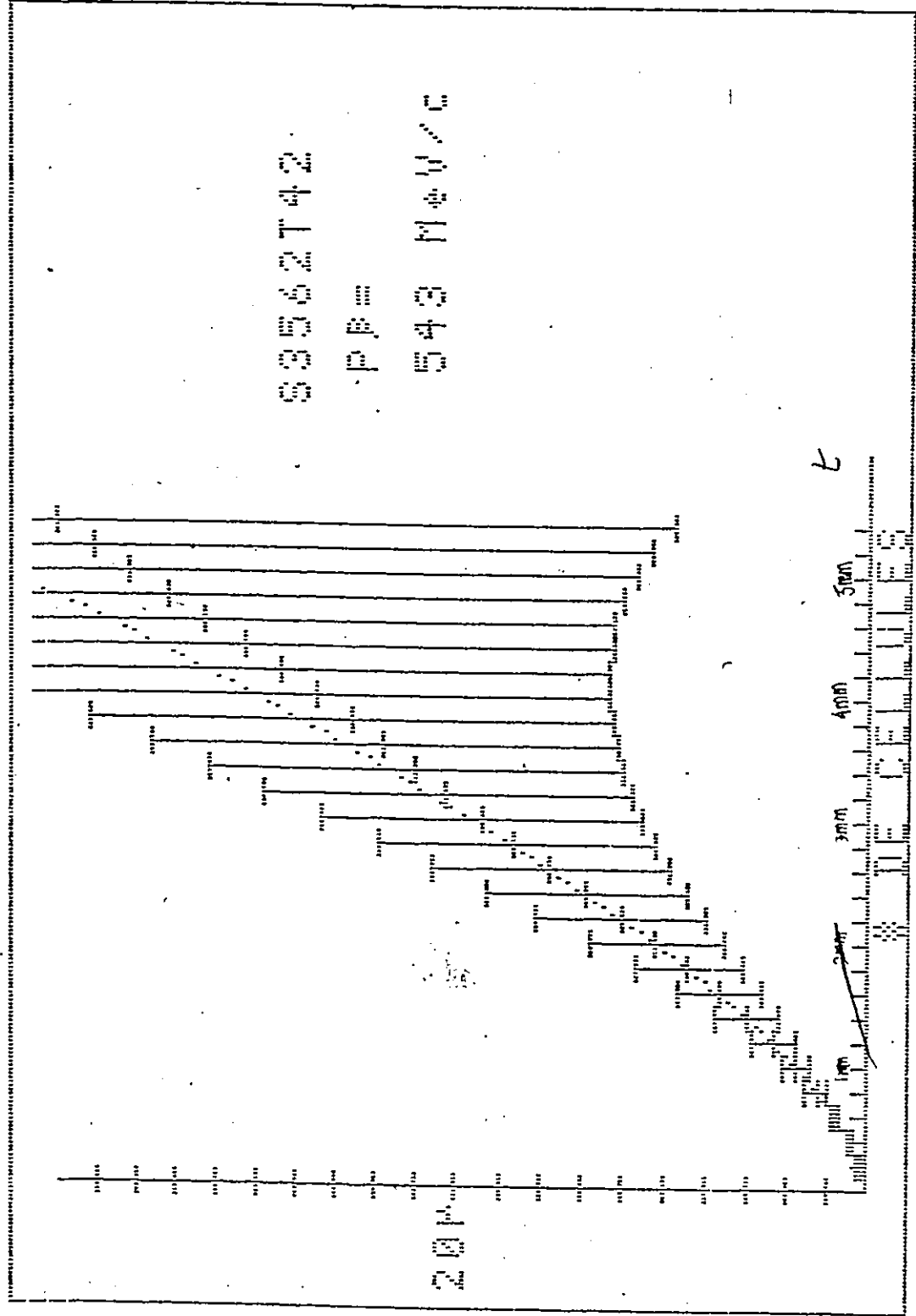


Figure 6 : Calcul du p-béta d'une trace . L'ordonnée vaut Drms

cette ambiguïté sera de rendre la valeur de bêta un peu plus incertaine à l'approche de $I_{\alpha_1 p}$. (Le pion le plus énergétique, de "p β " de 530 MeV/c, se situe au tout début de l'accroissement relativiste). Le problème pratique est d'inverser la formule de Bethe-Bloch, et cela ne peut pas se faire à l'aide d'une formule utilisant les fonctions usuelles. Nous utilisons donc la méthode de Newton pour trouver par récurrence la solution [4].

Le fait d'utiliser systématiquement $I/I_{\alpha_1 p}$ plutôt que I/I_0 est un choix logique. En effet dans la région non relativiste la variation de la perte d'énergie avec la vitesse est bien connue et nous sommes assez sûrs que le comptage est proportionnel à cette perte d'énergie. A plus haute énergie la position du "plateau de Fermi" par rapport au creux de la courbe est encore sujet à discussion et dépend peut-être de la méthode de comptage. Cela constitue déjà une bonne raison de nous limiter à travailler avec $I_{\alpha_1 p}$. L'autre raison est que nous disposons, dans les étoiles très peu inélastiques, de fragments du projectile : des protons à 1.8 GeV par nucléon c'est-à-dire avec un gamma de trois juste dans le creux.

En mesurant avec grande précision ces traces et en optimisant l'accord des mesures d'ionisation nous avons obtenu $I_{\alpha_1 p} = 28.5 \pm 0.5$ grains par 100 microns. Les programmes demandent parfois quelle est la valeur de $I_{\alpha_1 p}$; le développement est assez uniforme pour pouvoir répondre "28.5" à tout coup.

Un programme obtient donc la valeur de bêta pour chaque particule (sauf les traces noires) et indique en calculant $M_{\beta\beta}$ quelles seraient les valeurs de p_{β} qu'elle devrait avoir si elle était un pion, un kaon etc... . Puisque l'ordinateur a les valeurs de l'ionisation et les données de la diffusion des particules on pourrait dès ce moment lui demander d'identifier les particules en arrondissant les masses à la plus proche particule stable . A ce stade du travail nous avons préféré laisser cette décision lourde de conséquences entre les mains du physicien .

Identification des particules

A partir de l'imprimé des valeurs possible des p_{β} dépendamment de la masse et des imprimés des valeurs trouvées de p_{β} , les particules sont identifiées par leur masse . En plus des valeurs de p_{β} nominales déduites du comptage de grains , les valeurs pour un comptage situé à un écart type de chaque côté sont indiquées . Le physicien peut aussi décider que des mesures supplémentaires sont nécessaires .

Le cas des traces noires

Pour les traces noires on utilise la méthode qui consiste à combiner les mesures de diffusion avec la mesure du parcours qu'effectue la particule avant de s'arrêter .

Pour cela il faut souvent suivre ces traces sur plusieurs plaques et pour cela disposer d'un moyen rapide pour passer d'une plaque à une autre , sans se tromper de trace . La coordonnée de grille offre un bon repère sauf qu'elle n'est pas plus précise d'une plaque à l'autre que 100 microns . Entre certaines plaques l'écart est même de 500 ou 1000 microns soit un ou deux chiffres de grille . Il faut donc construire une "feuille de route" pour savoir où reprendre la trace dans la pellicule suivante lorsqu'elle quitte une pellicule . Ceci est réalisé en suivant précautionneusement une première trace qui traverse de nombreuses plaques verticalement et en indiquant sur une feuille les points d'entrée et de sortie . Si l'on ajoute aux coordonnées de sortie d'une trace le vecteur de translation observé sur la feuille de route pour le même changement de plaque , on trouvera la coordonnée d'entrée dans la pellicule suivante . La même feuille de route servira bien sûr pour l'étude de plusieurs étoiles . L'hypothèse de base , que le changement des coordonnées en allant d'une plaque à l'autre consiste uniquement en une translation et non en une rotation , est bien vérifiée en pratique . Par contre nous avons découvert qu'il existait une distance entre les pellicules d'émulsion , non constante suivant les cas , qui peut amener à confusion si on n'en tient pas compte (surtout dans le cas de traces peu plongeantes) . Cet écart entre les surfaces de deux pellicules varie de zéro à vingt microns . Afin de

faciliter les vérifications , les points de sortie pour chaque pellicule pour chaque trace suivie sont inscrits.

Pour ces traces noires l'identification se fait par le calcul de $p\beta$ à la puissance 1.8 divisé par le parcours . Une précision de 0.5 millimètre est suffisante pour les longs parcours , c'est-à-dire la seule donnée des numéros de grille où la particule s'arrête . Le résultat est une constante caractéristique du fragment , en gros proportionnelle à la charge de celui-ci , et indépendante de sa vitesse . On vérifie ce verdict en comparant le nombre de rayons delta et la forme de la fin de la trajectoire avec des traces déjà identifiées . La valeur de la vitesse bêta pour un fragment qui s'arrête est obtenue par le parcours divisé par la masse et multiplié par le carré de la charge , à la puissance un sur 3.6 .

Cnt. des traces noires = $(p\beta/Z)^{1.8} R^{-1} \approx K_1 M^{0.2} Z^{0.2}$
où K_1 est telle que la constante vaut 729.0 pour des deutérons avec $p\beta$ en MeV/c et R en mm .

$$\beta = K_2^{3.6} R M/Z^2$$

Les cas difficiles

Outre les traces noires nous suivons aussi d'une pellicule à l'autre des traces "minimum" ou grises , qui n'ont pas pu être identifiées dans la première pellicule où se trouve l'étoile , pour les identifier . Chaque fois que la trace traverse une pellicule avec peu de distorsion

(parfois une sur cinq seulement !), nous effectuons des comptages de grains et des mesures de diffusion pour tenter de l'identifier, jusqu'à ce qu'une certitude se dégage. Il s'agit de la phase la plus longue et la plus pénible de l'étude d'une étoile. La raison qui rend l'identification d'une particule difficile est le plus souvent un facteur de pente trop fort, c.à.d. une faible distance parcourue par plaque.

La filière définitive

A la fin de ce cycle de mesure nous mettons les résultats essentiels sur une filière telle que les programmes d'analyse de la collision puissent les utiliser. Pour cela deux colonnes sont ajoutées à la filière d'angles pour contenir : la vitesse dans le laboratoire et la masse pour chaque trace chargée. On n'indique pas la charge. Un programme génère initialement une valeur de bêta correspondant au comptage de grains et une masse de proton. Le proton est la particule la plus fréquente. Si on observe une particule qui n'est pas un proton, il faut alors entrer sa masse sur filière ; on change aussi les valeurs de bêta pour les traces noires, ou lorsque la mesure de la diffusion permet une meilleure précision que le comptage de grains.

On répète le cycle de ces mesures pour atteindre le nombre voulu d'étoiles .

737 traces ont été mesurées sur un objectif de 1000 . Le total des grains comptés avoisine sans doute 200000 . Un tel nombre permettrait une calibration de Idip à quelques pour-mille , mais nous ne l'avons pas fait , à cause de la domination du bruit de fond et de l'imprécision des mesures de diffusion .

VI. Modèles théoriques

Le but de ces modèles est de prédire la densité d'occupation de l'espace des quantités de mouvement (abrégé dans ce qui suit avec le terme "espace des moments") par les différentes sortes de particules compte tenu des lois de conservation :

- du quadrivecteur d'énergie-quantité de mouvement
- du nombre baryonique
- de l'étrangeté totale

Outre l'énergie , une donnée de base est le nombre de "participants" et de "spectateurs" qu'il y a lorsque une partie des noyaux se frappent (on considère les noyaux comme des ensembles de nucléons rangés à densité constante dans un volume) . On utilise le paramètre d'impact , qui (comme précédemment) nous donne la distance minimum entre la trajectoire prolongée du centre du projectile et le centre de la cible , pour identifier cette dépendance .

On suppose que seule l'interaction forte entre en jeu . Les modèles se regroupent en deux catégories , les modèles hydrodynamiques et les modèles de cascades , qui pour l'instant amènent à des prédictions assez différentes . Par exemple , lors d'une collision centrale que l'on regarderait depuis le système de référence du centre de masse , avec le modèle hydrodynamique les nucléons de chaque noyau repartent dans leurs directions respectives .

alors qu'avec les modèles de cascade les nucléons continuent surtout vers l'avant . Un point commun intéressant aux deux modèles est qu'ils incorporent tous deux le modèle thermique . Dans le cas du modèle de cascade le modèle de l'équilibre thermique est atteint s'il y a suffisamment de collisions . Dans le modèle hydrodynamique la matière est localement à l'équilibre thermique . On peut donc recourir à la formule de Boltzmann pour la probabilité d'occupation d'un état . Les statistiques sont de Boltzmann plutôt que de Bose-Einstein ou de Fermi-Dirac , car la température dépasse de beaucoup l'énergie de Fermi , et la densité de pions est encore trop faible pour une condensation . Toutefois des effets qui y sont apparentés apparaissent au niveau des corrélations (voir plus loin) .

Nous avons testé un programme qui utilise les équations du modèle hydrodynamique :

$$\frac{dN}{dt} + \text{div} (N \vec{\beta}) = 0$$

$$\frac{dE}{dt} + \text{div} (E \vec{\beta}) = \frac{dP}{dt}$$

$$\frac{dM_k}{dt} + \text{div} (M_k \vec{\beta}) = \frac{dP}{dx_k} \quad k=1,2,3$$

où $M_k = \gamma^2 (e+P) \beta_k$: la densité de Moment cinétique
 $E = \gamma^2 (e+P)$ la densité d'énergie ,

ϵ est la densité d'énergie locale de la matière dans son propre référentiel de centre de masse, $N = \gamma n$ où n est la densité de baryons, P est la pression définie par l'équation d'état, $\vec{\beta}$ est la vitesse. (considérant $c=1$)

Ces résultats ont été obtenus par Landau et Lifshitz [23]. J'utilise la technique "particle in cells" comme dans réf. 24, avec une redéfinition de la densité d'énergie pour rendre les calculs plus simples. Des graphiques représentant la trajectoire des particules-test dans le fluide nucléaire en fonction du temps sont annexés [figure 7 à 9] pour un paramètre d'impact intermédiaire. Notre programme démontre qualitativement une transition douce entre les phénomènes de "side-splash" et de "bounce-off" suivant le paramètre d'impact. Le sens de ces deux néologismes est directement tiré de l'analogie avec des gouttes d'eau.

Un des avantages du modèle hydrodynamique est qu'un phénomène nouveau, comme la formation du plasma quark-gluon [25], peut être incorporé en supposant telle ou telle équation d'état. Dans notre cas, nous ne pouvons pas utiliser ~~ce~~ comme nous imaginions naïvement pouvoir le faire au début, les résultats des calculs hydrodynamiques comme comparaison avec l'expérience. D'une part nous ne disposons pas des moyens techniques pour rendre les calculs assez précis (ils exigent une mémoire énorme et beaucoup de temps de calcul). D'autre part le libre

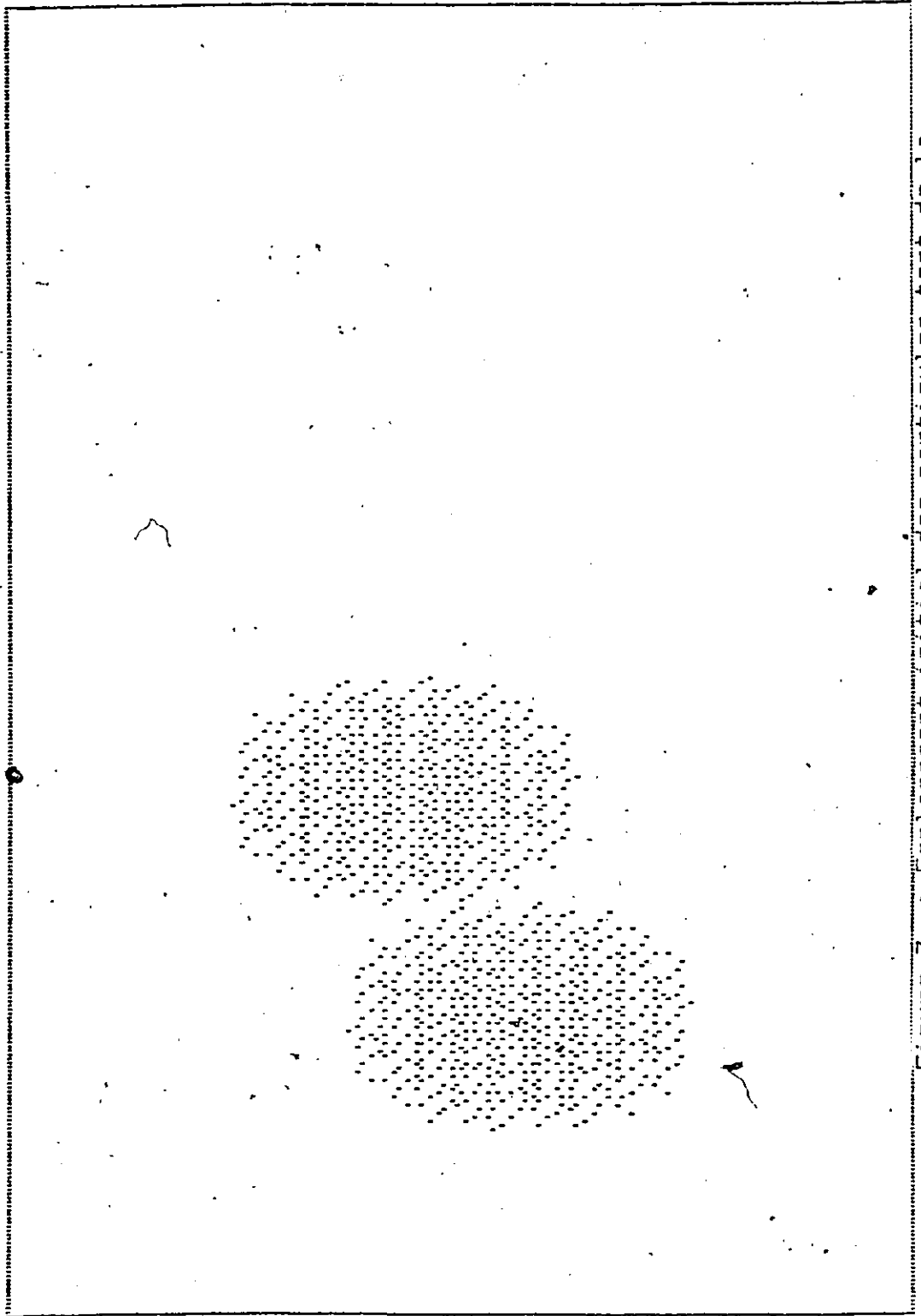


Figure 7 : Emplacement initial des particules-test de la simulation hydrodynamique . Le vecteur du paramètre d'impact est dans le plan de projection .

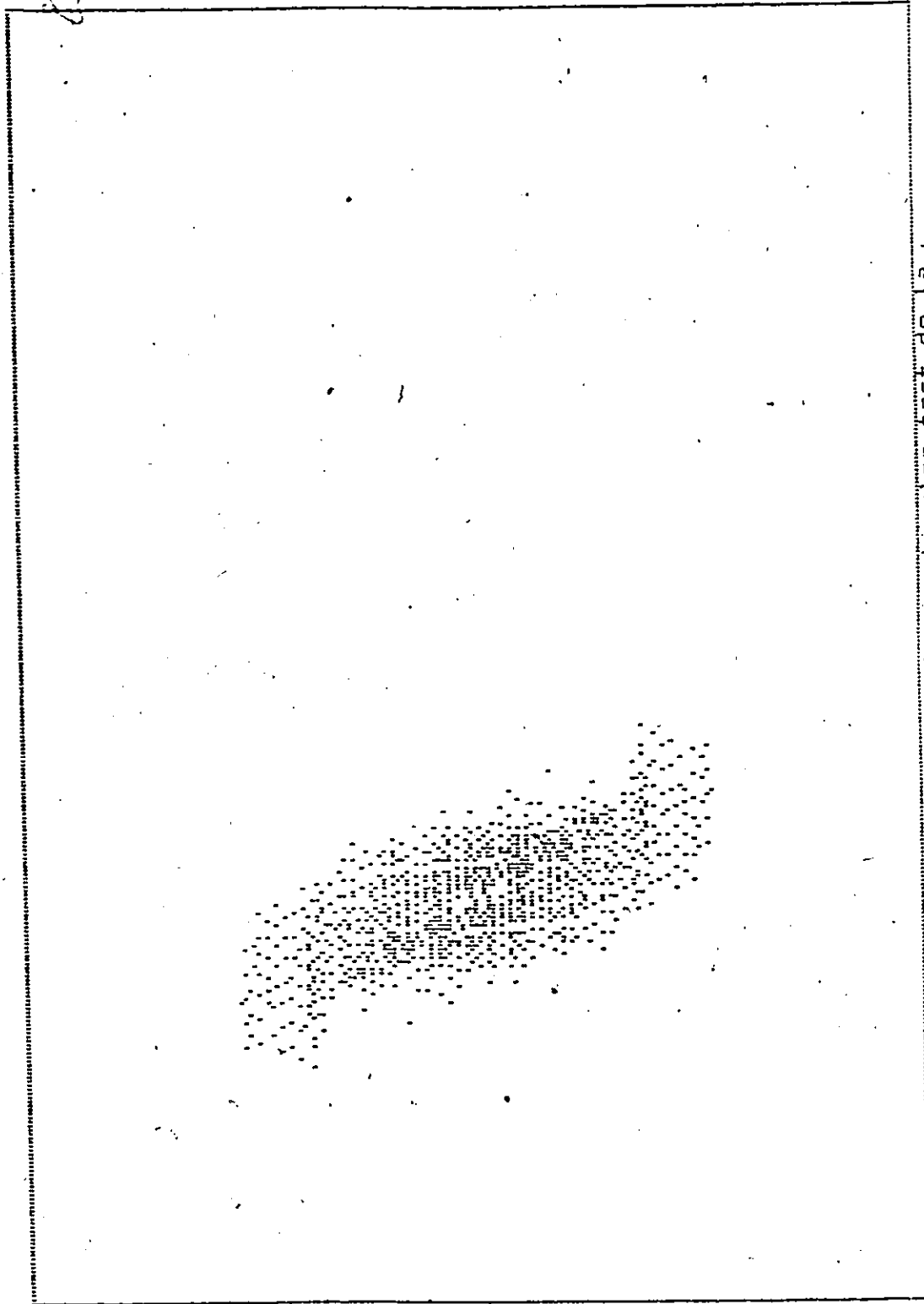


Figure 8 : Emplacement des particules-test de la simulation hydrodynamique au moment de la compression maximum

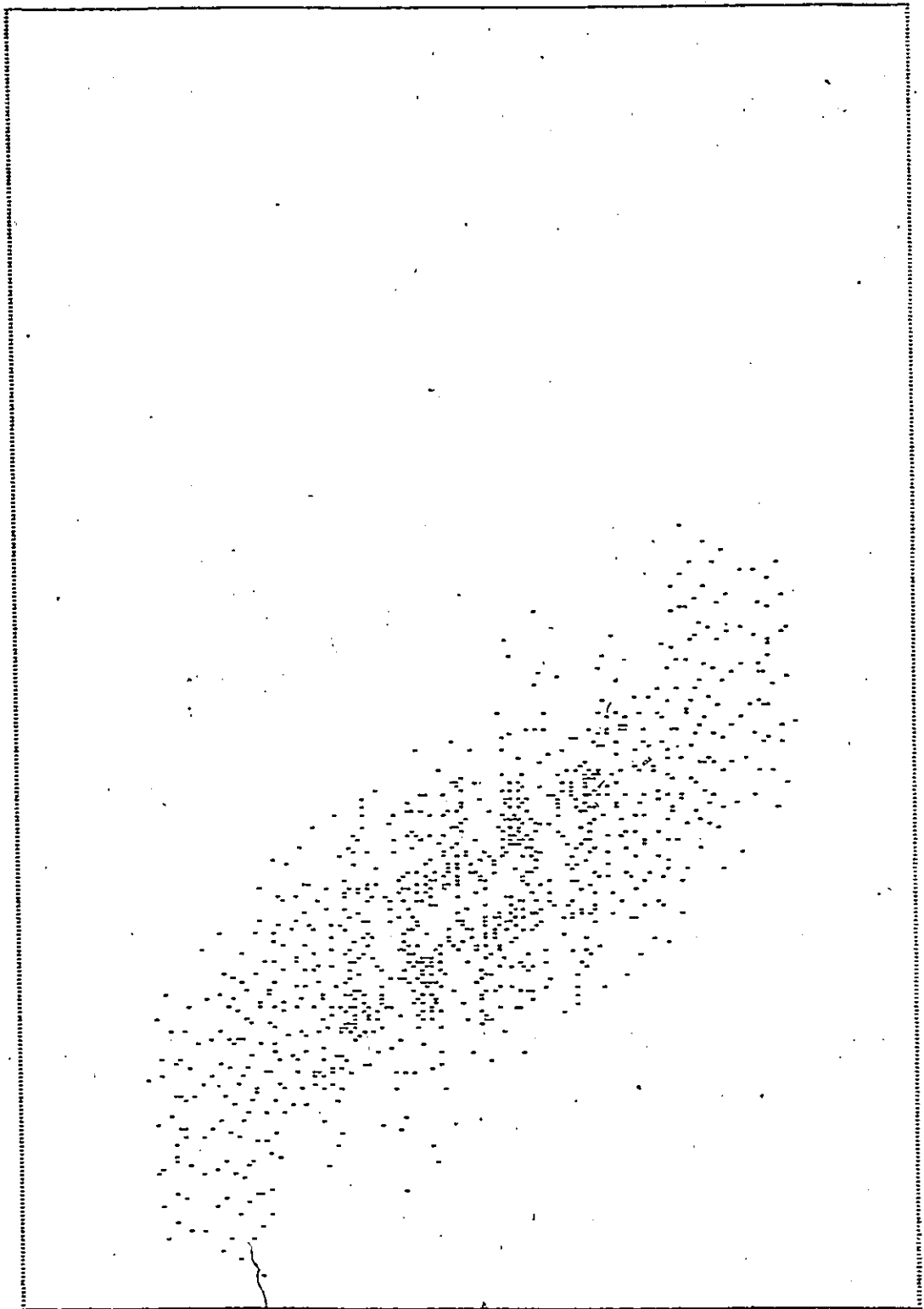


Figure 9 : Emplacement final des particules-test de la simulation hydrodynamique .

parcours moyen des particules n'est pas réellement petit au début de la collision (à cause de l'énergie [26]), et à la fin de la collision (densité faible). Le modèle hydrodynamique n'est peut être pas directement applicable à 1.8GeV ..

Le modèles de cascade tentent de simuler la réaction en faisant réagir au hasard les particules suivant un poids donné par la section efficace nucléon-nucléon. Des modèles qui font interagir uniquement les nucléons qui se trouvent sur la même trajectoire longitudinale, et qui donc donnent lieu à une cascade unidimensionnelle on connu de très grands succès. Citons le modèle du "firestreak" [33], le "Collective Tube Model" [34], et le modèle "Rows on Rows" [35]. Dernièrement les modèles qui utilisent des procédures de Montecarlo sur ordinateur sont les plus utilisées. Il y a une controverse à savoir si les modèles de cascades intranucléaire peuvent produire des effets hydrodynamiques faibles. Le "bounce-off" pourrait le cas échéant être attribué à un effet d'écran par le spectateur.

Lorsqu'on utilise la généralisation relativiste de la thermodynamique des gaz on a notamment des relations d'équilibre chimique entre les différents composés à une température donnée. La proportion exacte de pions à une température donnée peut ainsi être obtenue en sommant une combinaison de fonctions de Bessel [27]. Par coïncidence aux énergies de cette étude la prédiction du modèle thermique est qu'il y a à peu près autant d'énergie dans

la création de pions que d'énergie cinétique des protons .

Lorsque la durée de l'interaction est plus courte que le temps caractéristique d'arrivée à l'équilibre chimique pour une particule , il faut tenir compte des densités des deux réactifs susceptibles de produire la particule [27]. C'est l'analogie de la loi d'action de masse en chimie .

Le modèle qui se révélera sans doute capital pour des études futures des collisions noyau-noyau est celui de l'explosion , et il mise lui aussi sur le fait que le système est hors d'équilibre . La "boule de feu" voit sa température baisser jusqu'à zéro en même temps que sa densité . Les particules qui se découplent du "gaz" le font donc à des températures qui dépendent de leur section efficace . Des particules comme les photons qui interagissent peu sont donc capables de nous indiquer la température aux densités élevés [15] .

Enfin pour les très hautes énergies ce seront probablement des modèles de cascade utilisant la densité suivant la rapidité $y = \ln((E+P_L)/(E-P_L))/2$ qui seront employés (où P_L est le moment cinétique longitudinal et P_T le moment transverse) .

VII. Exploitation des données

Dans cette partie nous allons donner une liste non-exhaustive des méthodes d'analyse qui peuvent être utilisées sur les données . De nouvelles méthodes d'analyse spécifiquement adaptées aux mesures dans l'émulsion seront aussi développées . Deux ensembles distincts de données seront considérés par cette analyse , un contenant les 10 étoiles étudiées regroupées dans une filière appelée "10star" , et un sous-ensemble qui ne contient que les 5 étoiles émettant plus de 80 traces chargées dans une filière appelée "5star" .

Corrélations

Par corrélation on indique généralement le fait que la probabilité d'obtenir des caractéristiques A et B est différente selon que l'on les cherche dans le même événement ou dans des événements différents . La corrélation est définie souvent comme un rapport de sections efficaces qui vaut 1 en l'absence de corrélations ; ou parfois comme ce rapport moins un ce qui permet alors de parler de corrélations positives ou négatives , le sens positif étant vers une probabilité accrue dans un même événement . Nous utiliserons directement

le rapport qui vaut un en l'absence de corrélation : sans soustraire un .

Corrélations de moment cinétique

La théorie quantique du champ nous dit que tous les protons , ou tous les électrons , etc... , sont interchangeable . On s'attend donc à ce qu'ils interfèrent entre eux comme la fonction d'onde d'une particule le fait avec elle-même . Plus précisément les fermions ont une fonction d'onde anti-symétrisée , les bosons une fonction d'onde symétrisée . L'interférence pour 2 particules envoyées "en même temps" avec la même impulsion fera donc qu'on en trouvera (1-1) au carré soit zéro pour des fermions et (1+1) au carré soit 4 pour des bosons là où on en attend deux . Plus en détail on écrit , dans le cas de bosons : [8,9]

$\mathcal{P}_{(p_1, p_2)}$ est proportionnel à la norme de :

$$\psi = \frac{e^{i p_1 x_1} e^{i p_2 x_2} + e^{i p_1 x_2} e^{i p_2 x_1}}{\sqrt{2}}$$

et à la probabilité $p(x_1, x_2) = p(x_1)p(x_2)$

Ce premier facteur ψ au carré devient :

$$\begin{aligned} & \left(e^{i \frac{p_1 x_1 + p_2 x_2 + p_1 x_2 + p_2 x_1}{2}} \left[\frac{e^{i \frac{p_1 x_1 + p_2 x_2 - p_1 x_2 - p_2 x_1}{2}} + e^{i \frac{-p_1 x_1 + p_2 x_2 - p_1 x_2 - p_2 x_1}{2}}}{\sqrt{2}} \right] \right)^2 \\ & = \frac{e^{i p_1 x_1 + p_2 x_2 + p_1 x_2 + p_2 x_1}}{2} \left(2 \cos \left(\frac{p_1 x_1 + p_2 x_2 - p_1 x_2 - p_2 x_1}{2} \right) \right)^2 \end{aligned}$$

donc la valeur absolue est $1 + \cos((p_1 - p_2) \cdot (x_1 - x_2))$

Le coefficient de corrélation est simplement l'intégrale sur l'espace de $1 + \cos((p_1 - p_2) \cdot (x_1 - x_2)) \mathcal{P}(x_1) \mathcal{P}(x_2)$ divisé par celle de $\mathcal{P}(x_1) \mathcal{P}(x_2)$.

Pour $\mathcal{P}(x_1), \mathcal{P}(x_2)$ gaussiens le résultat est :

$$C = 1 + e^{-\left([\sigma_x (p_{1x} - p_{2x})]^2 + [\sigma_y (p_{1y} - p_{2y})]^2 + [\sigma_z (p_{1z} - p_{2z})]^2 + [\sigma_t (E_1 - E_2)]^2 \right)}$$

où $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \sigma_t$ sont les dimensions spatiales et temporelle de la source.

Il existe un parallèle intéressant à tirer avec l'expérience de Hanbury-Brown Twiss [16] destinée à mesurer le rayon de Sirius. Ici aussi nous mesurons le rayon d'une étoile, mais le rôle de la plus petite échelle et de la plus grande échelle sont renversés.

En fonction de l'écart de moment cinétique on voit que des bosons qui sont émis par une source spatiale finie présentent un phénomène de corrélations, d'interférence jusqu'à des valeurs qui reflètent inversement la taille de la source.

Pour évaluer cette corrélation dans un ensemble fini de données on procède de la manière suivante

(inspirée par Beavis et al.[9] , Zarbakhsh et al.[10]) .

Pour des régions données de la différence de moment cinétique , on compte :

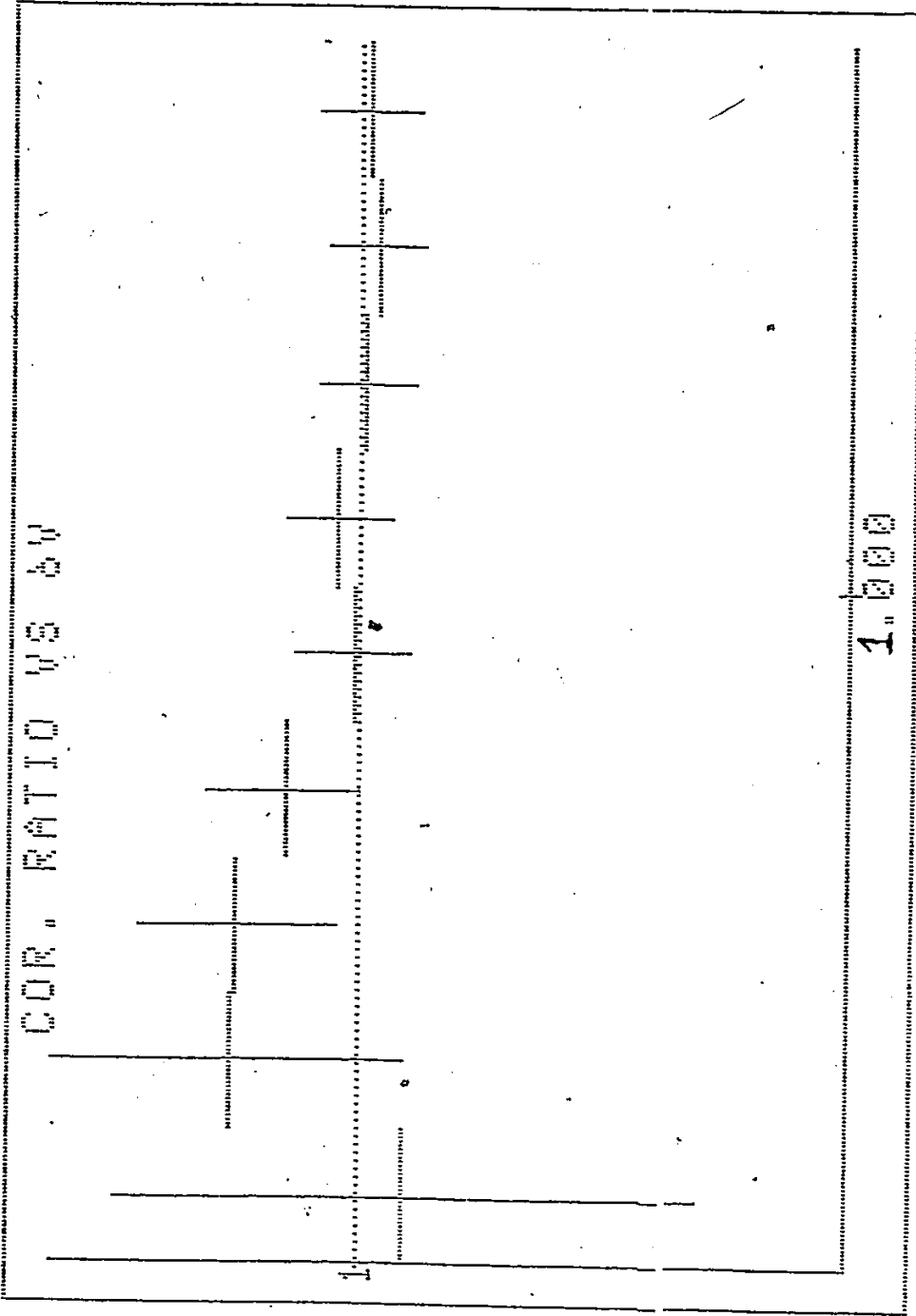
- le nombre de paires formées à partir d'événements différents y appartenant
- le nombre total de paires qu'on peut former dans des événements distincts
- le nombre de paires formées dans un même événement y appartenant
- le nombre total de paires formées dans un même événement .

En divisant ces quatre quantités entre elles on obtient la corrélation . Notons qu'il est possible de comprendre la "différence de moment cinétique" de deux façons distinctes . Nous pouvons tout aussi bien calculer cette différence dans le centre de masse de la paire ou dans le centre de masse des collisions NN (on pourrait encore aller dans le vrai centre de masse puisque le système est asymétrique) . Ces deux possibilités ont été étudiées .

Le programme réalisé en considérant le centre de masse de la paire se nomme CORV , celui qui considère le centre de masse NN , CORP . Considérons d'abord le cas des pions . Ces deux programmes ne diffèrent que si le gaz des pions est relativiste , mais c'est justement le cas ! On peut considérer que CORP a des meilleurs fondements théoriques car en fait c'est le moment spatial au moment de l'émission qui nous donne vraiment la taille dans le centre de masse . Par contre CORV mesure aussi la taille ,

en fait il mesure une certaine combinaison de la dimension spatiale et temporelle de la source , et par rapport aux mesures , est plus tolérant pour des pions de haute énergie qui ont à peu près le même moment cinétique . Ceci est important , car pour les mesures dans l'émulsion l'énergie pour les pions énergiques ne peut être trouvée qu'avec la méthode de la diffusion qui est généralement moins précise .

[Voir figures 10 et 11] . Le deuxième graphique représente la même chose que le premier mais en regroupant les régions de différence de moment cinétique considérées pour améliorer la valeur statistique . Les deux graphiques représentent les résultats du programme CDRV pour la base de donnée Sstar . L'axe des abscisses représente la différence de moment en unités de masse du pion , l'axe des ordonnées la corrélation et son erreur . L'abscisse peut être appelée la "différence de moment réduite" , non-dimensionnelle . La forme est compatible avec une gaussienne [11] mais compte tenu de l'erreur elle est compatible avec n'importe quelle fonction qui part d'une corrélation de plus que un pour tomber à un vers 100MeV/c , en accord très approximatif avec les autres études . La constante \hbar , exprimée en unités de physique nucléaire vaut ~ 200 MeV/c.Fermi . Cela signifierait une source de 2 femtomètres de rayon , ce qui est surprenant . Il est plus raisonnable d'admettre que nos mesures ne permettent pas encore une assez bonne précision pour vraiment dire où est le flanc de la gaussienne . Il faut également tenir compte d'un étalement coulombien [12] et cela peut se faire



1.000

Figure 10 : Corrélation pion-pion vs différence de moment cinétique réduit

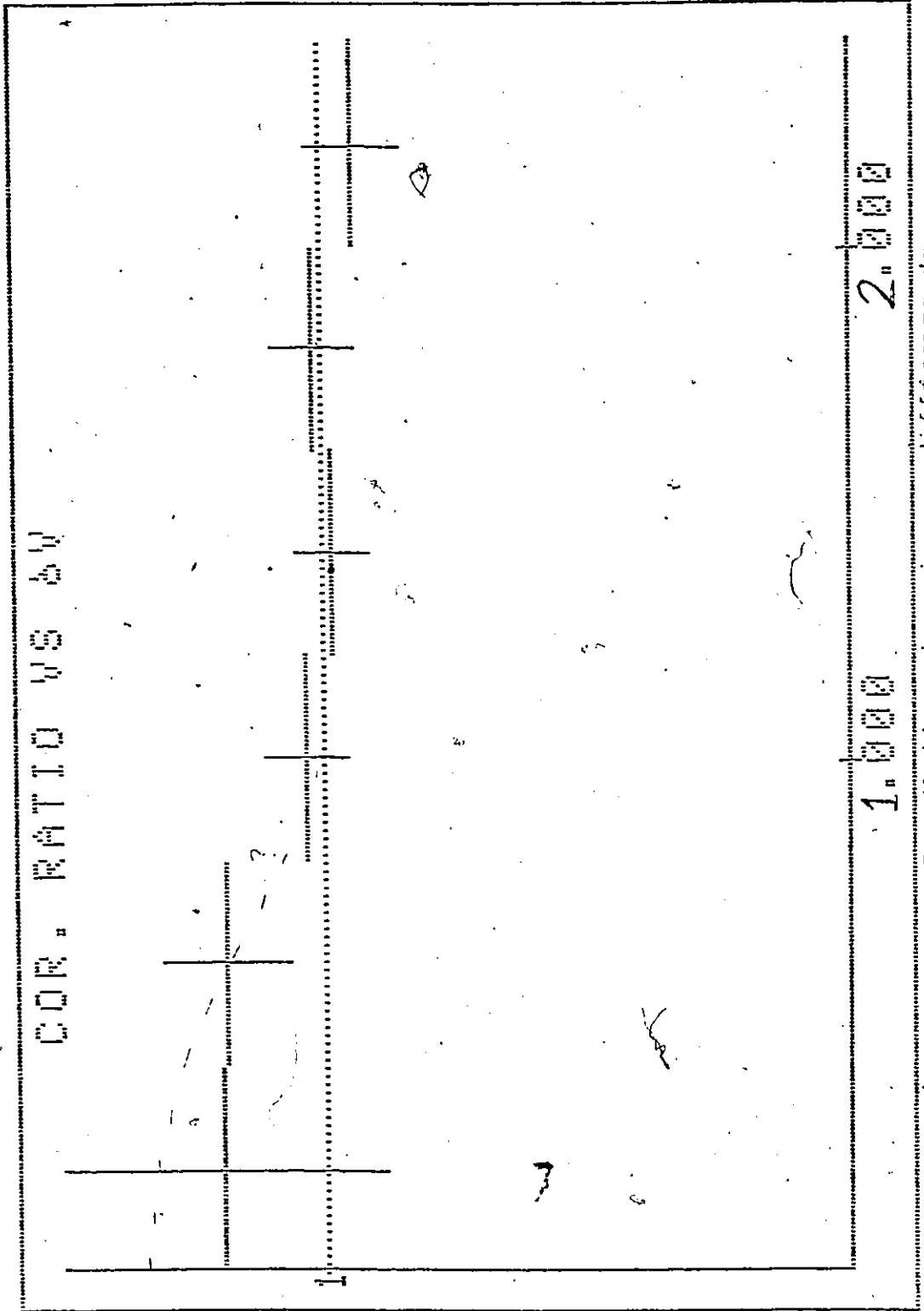


Figure 11 : Corrélation pion-pion vs différence de moment cinétique réduit . A 1.000 on a

à l'aide du formalisme de Gamov développé pour la radioactivité . Bref l'étude de la forme de la source des pions est un domaine complexe sur lequel nous ne pouvons pas nous aventurer avec des statistiques réduites . Nous pouvons cependant nous réjouir d'arriver dans la bonne région pour la dimension de la source et évaluer qu'il faudrait à peu près dix fois plus d'étoiles (soit cinquante) pour commencer à préciser les choses . Un autre fait intéressant est que la corrélation tend vers la valeur 1,4 pour une différence de moment de zéro . Pour que des π^- ou des π^+ on aurait 2,0 , et pour un mélange moitié $\pi^- \pi^-$ ou $\pi^+ \pi^+$, moitié $\pi^- \pi^+$ on s'attend à trouver 1,5 s'il n'y a pas de corrélations $\pi^- \pi^+$: avec autant de π^- que de π^+ , il y a autant de chances de choisir une paire identique ou différente . En admettant $1,4 \approx 1,5$, on voit qu'il n'y a pas de corrélations $\pi^+ \pi^-$.

Seule une partie des graphiques réalisés sont montrés ici . Les graphiques réalisés à partir de la base de données 10star ou les graphiques produits par CORP sont encore moins encourageants , mais on pouvait s'y attendre : CORP est en effet trop sensible aux erreurs dues à l'évaluation de p-béta tandis que 10star représente un échantillonnage trop disparate (on doit normalement utiliser dans la corrélation des événements de même nature et deux des événements de 10star ne sont pas des collisions ArAg , et sont moins inélastiques) .

Les deux programmes d'analyse des corrélations de moment cinétique peuvent être appliqués pour n'importe quel type de particule , pour des corrélations entre des particules de nature différentes (corrélations pion-proton ,

par exemple), ou même entre une plage de masse et une autre plage de masse (corrélations mésons-baryons , par exemple) . Au milieu de ce choix immense de combinaisons il a fallu se limiter .

Les corrélations proton-proton qui ont été réalisées avec l'ensemble de données "5star" diffèrent de celles d'autres études [10,14,15] , en ce que tout l'espace des moments est couvert simultanément, que l'échantillonnage se fait pour un paramètre d'impact petit , et que le projectile et la cible ont une taille très différente . Dans ce cas-ci l'interférence de deux protons pour une différence de moment nulle doit produire une probabilité zéro , puisque l'interférence est destructive . Compte tenu des deux valeurs que peut prendre le spin , la corrélation devrait être de $1/2$ à Δp valant zéro (et non zéro comme dans [15]) . De toutes façons , contrairement à la situation pour les pions , la force nucléaire joue un rôle déterminant dans les corrélations des protons . Schématiquement , cela vient du fait que les protons peuvent échanger des pions virtuels au premier ordre en conservant l'isospin alors que les pions ne le peuvent pas . Le fait dominant est que les protons s'attirent , n'étant repoussés par le principe d'exclusion qu'aux très faibles valeurs de la différence de moment cinétique . Des modèles théoriques développés par Koonin [10] sont généralement utilisés pour relier la hauteur du pic (et non la largeur comme dans le cas des pions) à la taille de la source . Plus la source est large , comme le

rayon d'action de la force nucléaire est limité, moins la corrélation se manifestera. Un problème supplémentaire vient s'ajouter à cette situation déjà compliquée. Comme le principe de nos mesures est en général la mesure de bêta par le comptage de grains, l'incertitude sur la quantité de mouvement (le moment cinétique) augmente avec la masse. Pour deux protons typiques, de 16eV, bêta vaut à peu près 0.7, et l'erreur relative sur le moment vaut environ le double de l'erreur relative sur le comptage de grains comme le démontre la formule de Bethe-Bloch. Pour un comptage précis à 5%, on obtient la différence de moment cinétique à 100 MeV/c d'incertitude près sur chacun soit un total de 140 MeV/c sur la différence de moment qui nous intéresse. On comprend donc qu'il n'est pas facile d'observer des effets qui devraient se trouver entre 0 et 50 MeV de différence de moment. Le pic que nous attendons pourrait-il simplement être déplacé plus loin par cet effet? Non, car plus loin le nombre de particules concernées augmente comme le carré de la "distance" et notre signal y est noyé. Ceci explique sans doute, avec les faibles statistiques, que la corrélation des protons soit partout compatible avec 1 [voir figure 12]. Une autre explication serait que la source est vraiment très étendue, puisqu'un des deux noyaux en est un d'argent. De toute façon le nombre de points dans la région 0-100MeV est trop réduit. Si l'on voulait poursuivre cette direction de l'étude il faudrait non seulement beaucoup plus d'étoiles mais aussi une attention toute particulière

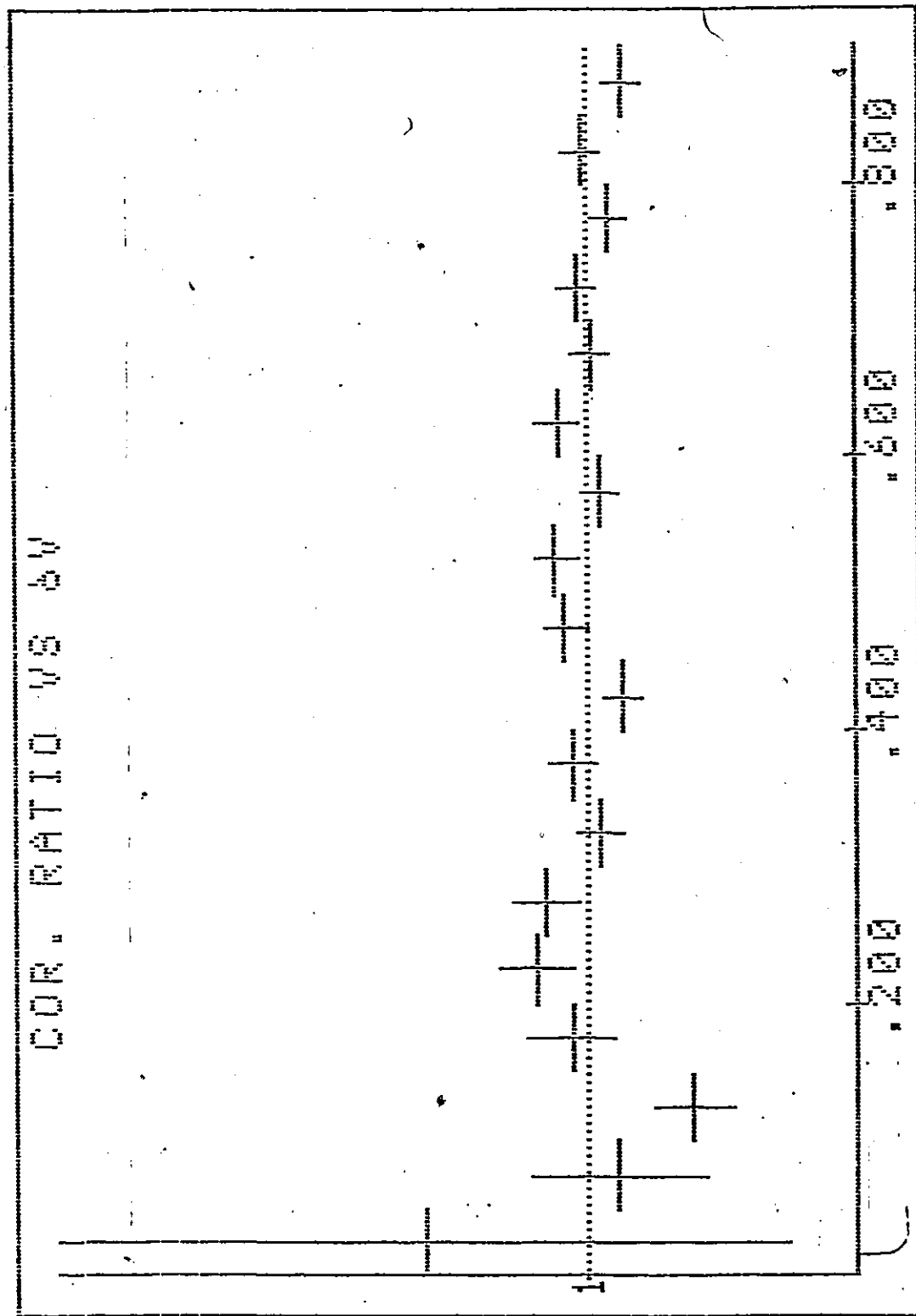


Figure 12 : Correlation proton-proton dans "Sstar"

à la différence de quantité de mouvement lorsque deux traces ont des angles rapprochés . Autour de 0.3 de différence de moment cinétique réduit (env. 300MeV/c) se trouve un pic auquel on peut s'attendre si des effets hydrodynamiques créent de vastes "poches" de particules de cette taille . Le signal des deutérons , pour lesquels la statistique de Bose-Einstein joue dans le même sens que la force nucléaire, est plus prometteur [voir figure 13] mais l'interprétation exacte n'est pas évidente . Enfin pour les corrélations proton-pion , le fait qu'il n'y apparaisse pas de corrélations marquée [voir figure 14] ne signifie pas qu'il n'y a pas de résonances delta . On observe bien , sur un spectre de masse invariante un pic que l'on peut interpréter comme la résonance delta ++ . Par contre si on utilise la corrélation (programme CORV afin de respecter la masse invariante) , le nombre de protons qu'on peut trouver sur une sphère de l'espace des moments qui correspond à la résonance delta , compte tenu de la largeur de cette résonance , est telle que l'espoir de retrouver celui qui était lié à un pion donné est nul . En d'autres termes , le pic pour un même événement se fait annuler par le pic quasiment identique des masses invariantes entre événements différents .

Corrélations angulaires

Ce dont nous allons parler ici est une nouvelle

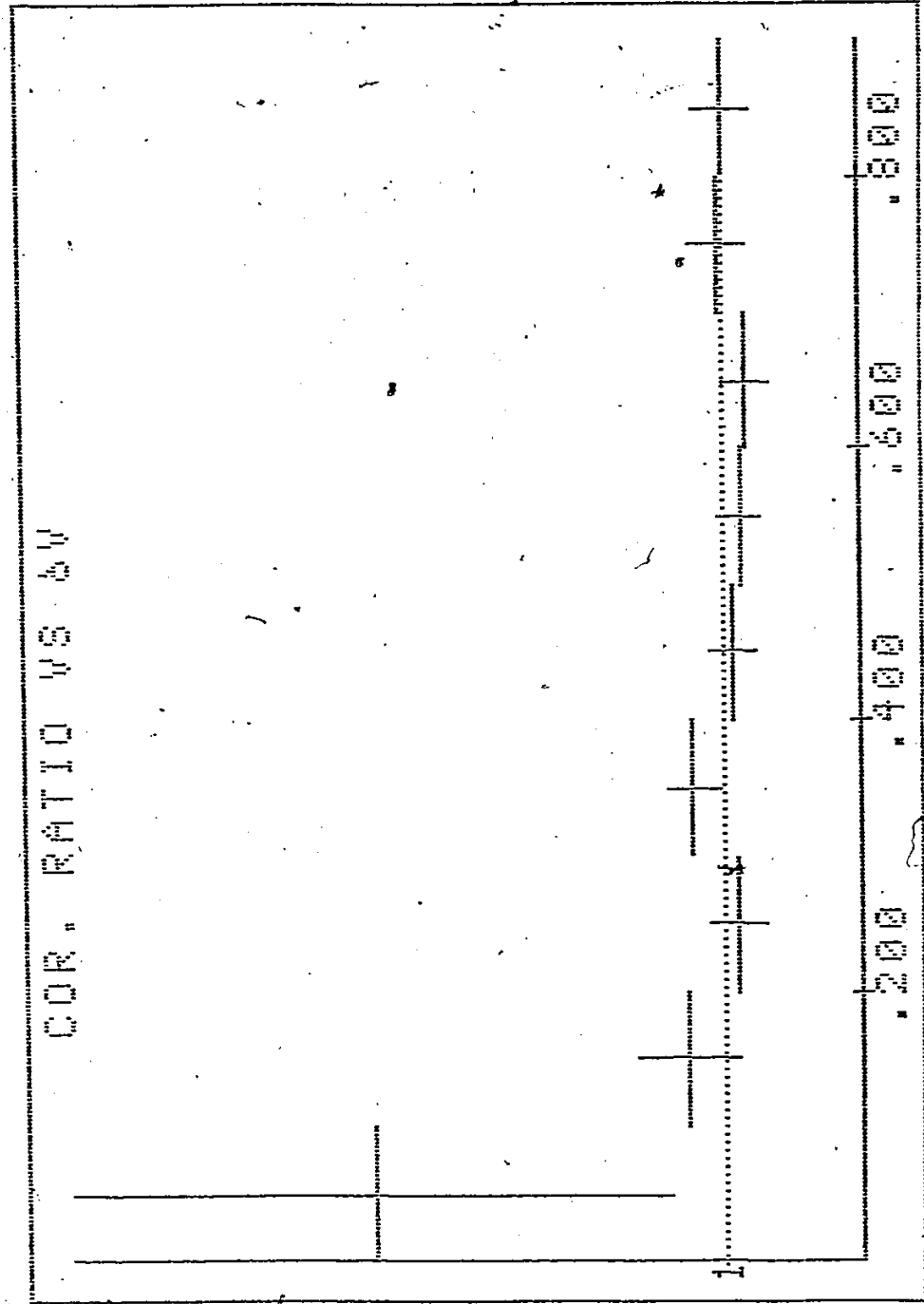


Figure 13 : Corrélation deuteron-deuteron dans "5star"

Un moment cinétique réduit de 0.200
équivalent à 360MeV/c

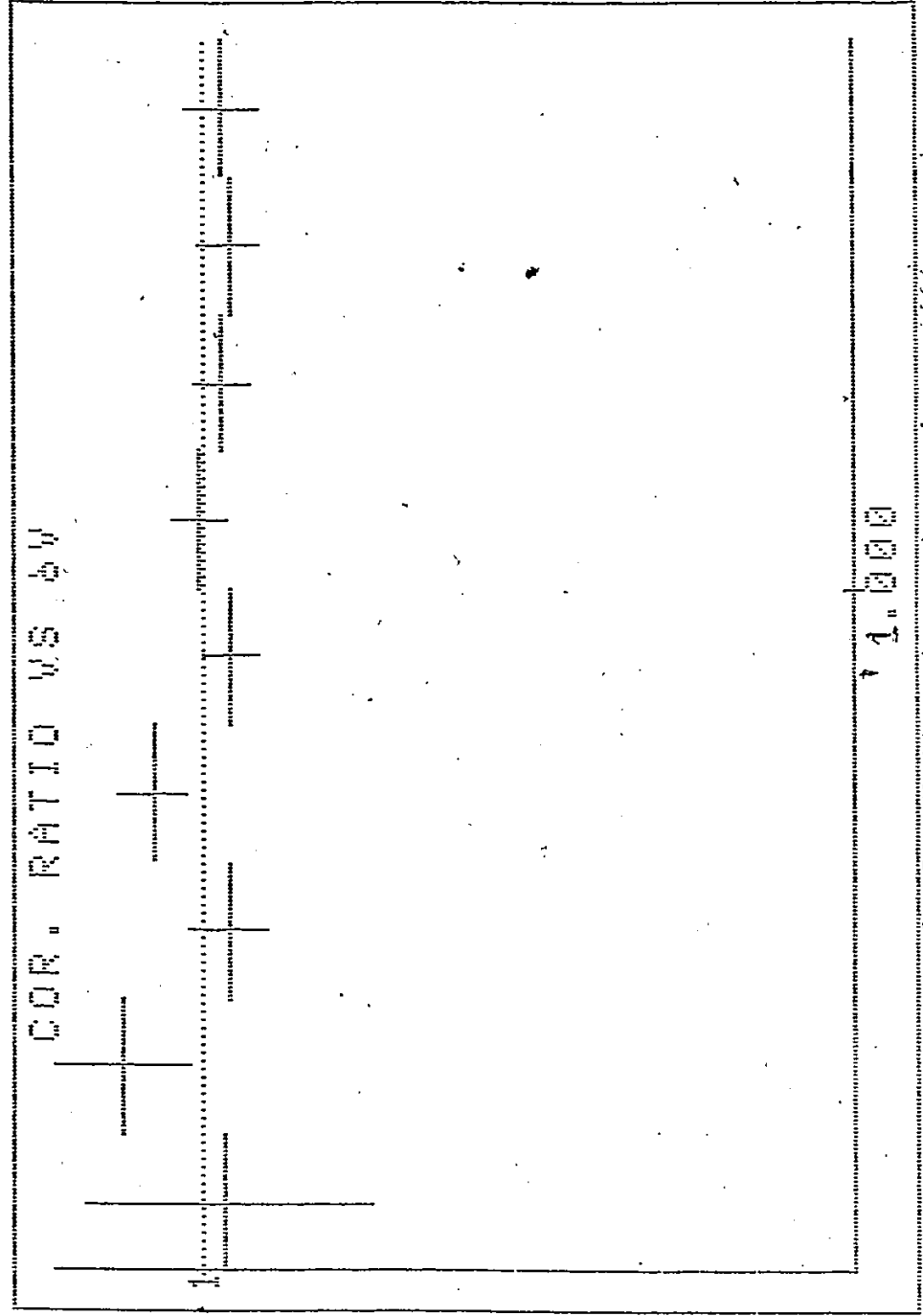


Figure 14: Corrélation pion-proton vs leur différence de vitesse en unité de c dans "5star"

méthode qui devrait permettre de rendre les corrélations de moment cinétique beaucoup plus aisées à réaliser dans l'émulsion . En effet lors des mesures de moment cinétique dans le laboratoire la direction du vecteur-vitesse est beaucoup mieux connue que la norme bêta de ce vecteur . La densité de particules dans l'espace des moments est telle que , à l'échelle de moment cinétique qui nous intéresse lors de l'étude des phénomènes d'interférence , la corrélation des moments se traduit par une corrélation des angles . (La condition pour cela est que le rapport entre la distance d'intérêt et le rayon de la "boule de feu" dans l'espace des moments , au carré , multiplié par le nombre de particules , soit inférieur à un ; cela ne réduit un peu le domaine utilisable que dans le cas des protons) . Nous obtenons donc une autre manière de présenter les résultats du chapitre précédent qui évite les problèmes liés à la précision limitée des comptages de grains ou des mesures de diffusion . Sachant le spectre de moment cinétique dans chaque direction on devrait pouvoir retrouver la vraie corrélation de moment cinétique par "déconvolution" . Cela demeure en pratique trop compliqué . Cependant nous pouvons multiplier l'abscisse des graphiques de corrélation angulaire (l'angle de la paire) par un "quantité de mouvement moyenne" pour voir grossièrement l'ordre de grandeur . La méthode pour évaluer la différence d'angle est de calculer la longueur alpha de la différence entre les vecteurs unitaires représentant les deux traces . Pour les pions on obtient un pic indiscutable , peut-être



un peu trop haut mais compatible en dedans des barres d'erreur avec notre analyse précédente [voir figure 15]. Pour les protons on voit apparaître le pic que nous supposions caché par les erreurs de mesures, avec une hauteur de 2.5 mais une valeur statistique encore trop faible [Voir figure 16]. Enfin pour les deutérons la corrélation atteint presque 6.5 ce qui nous donne de bonnes raisons pour chercher à réduire l'erreur sur un phénomène qui semble très intéressant. [Voir figure 17]

Corrélations de rapidité

Ce type de corrélation a été utilisé pour les collisions proton-noyau à beaucoup plus haute énergie [17]. La rapidité est le seul moyen logique d'exprimer le moment cinétique longitudinal tant qu'on ne connaît pas le véritable référentiel de centre de masse pour les phénomènes importants dans la collision. Elle possède la propriété qu'on peut obtenir la rapidité dans un second référentiel obtenu par transformation de Lorentz longitudinale en ajoutant simplement une constante. On peut ainsi séparer des phénomènes distincts suivant la région de rapidité considérée. A haute énergie le fait d'observer une corrélation pour des rapidités proches de celles de la cible a amené à considérer la formation d'un objet massif se désintégrant presque au repos (SLOW BODY) [17]. Comme nous travaillons maintenant avec un système beaucoup plus

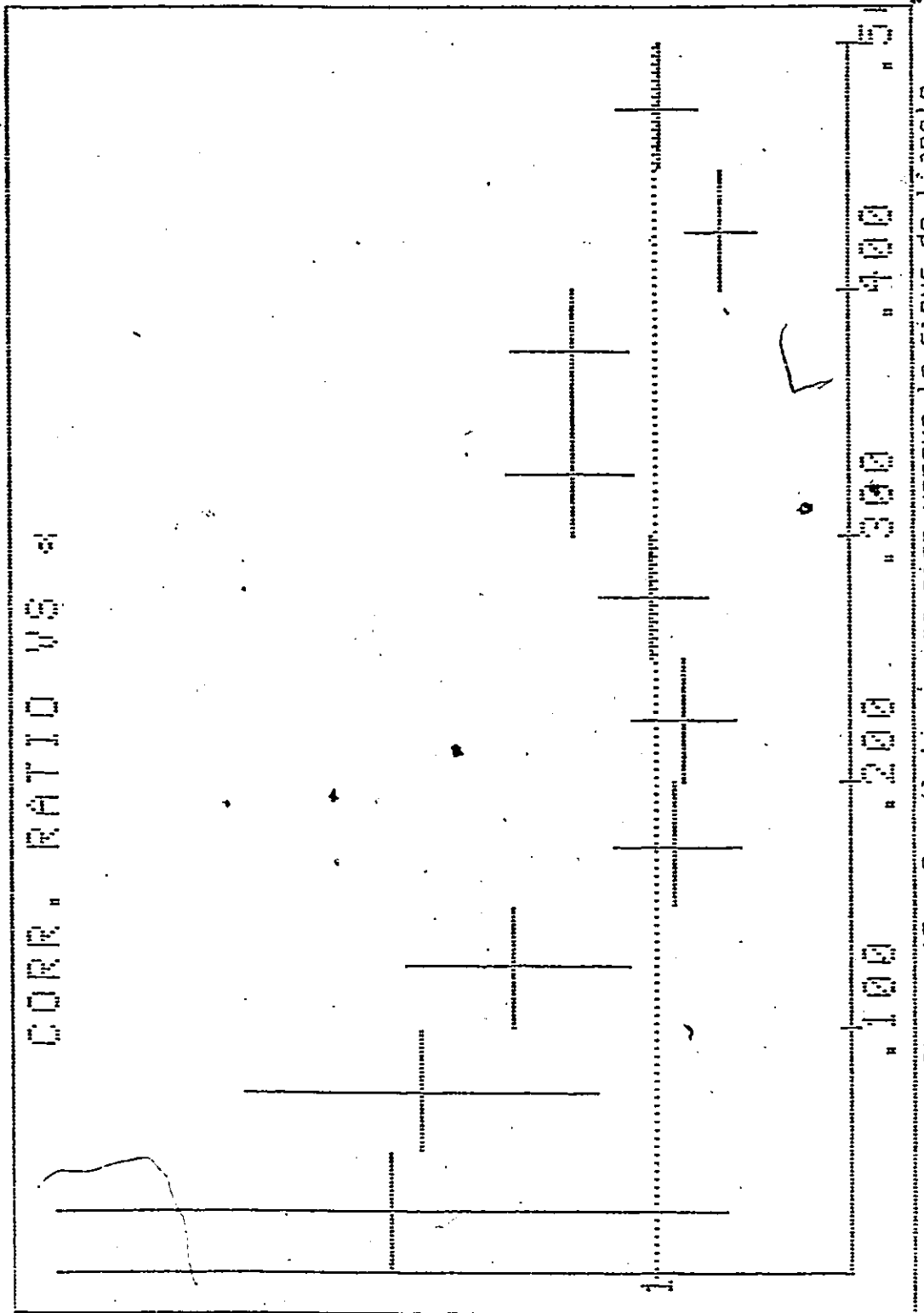


Figure 15 : Corrélation pion-pion versus le sinus de l'angle entre les deux particules dans "5star"

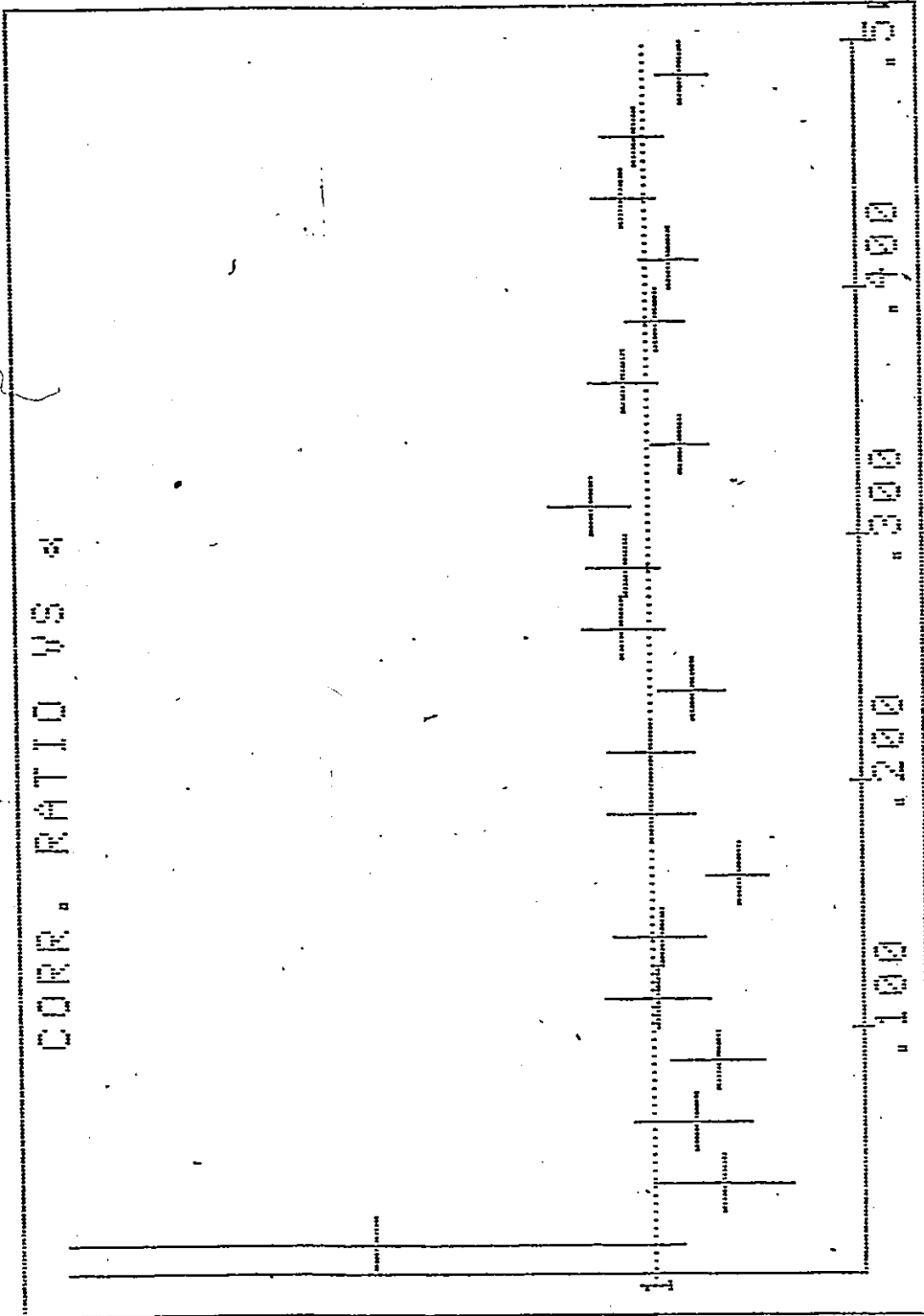


Figure 16 : "Corrélation proton-proton versus le sinus de l'angle dans "5star"

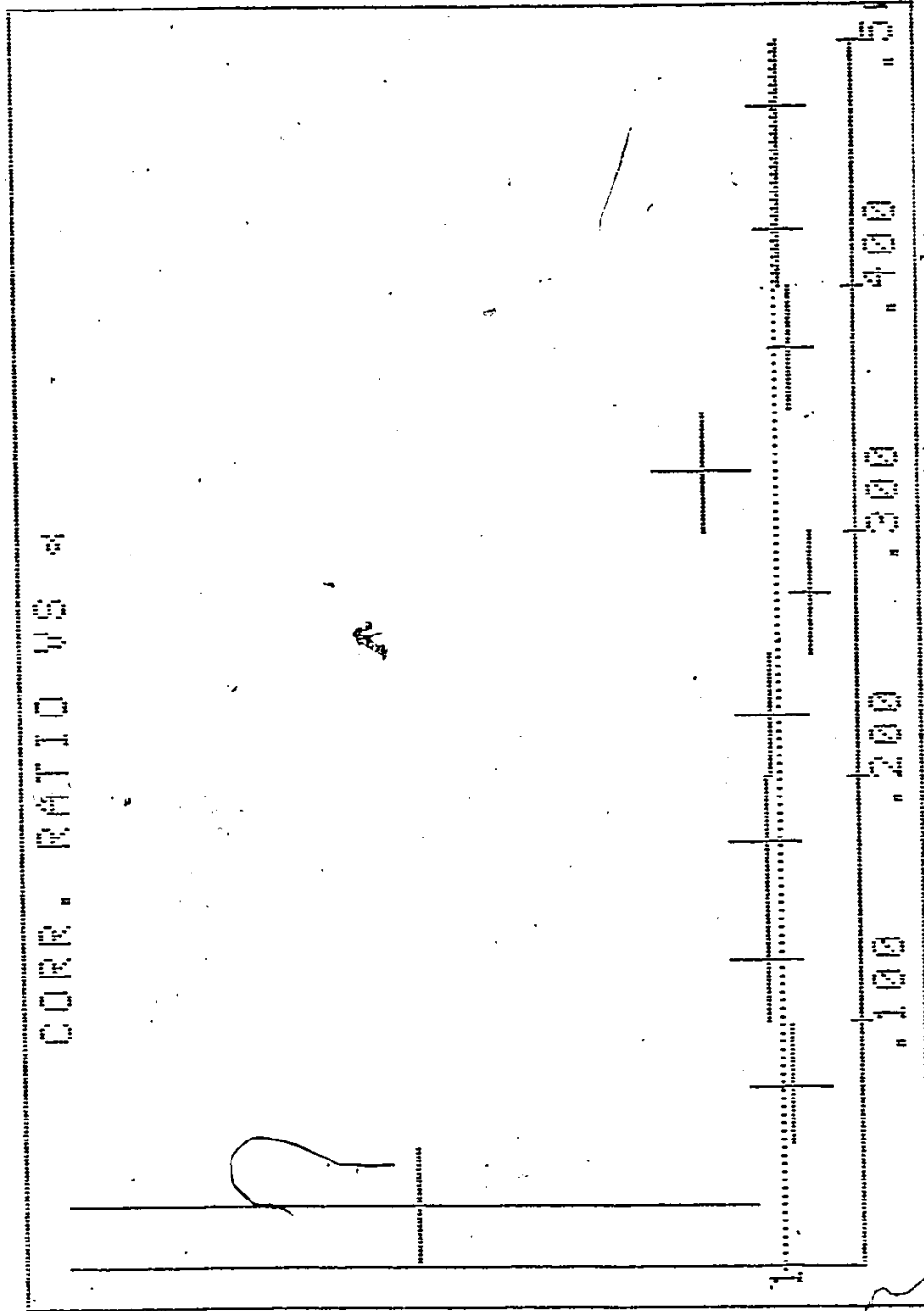


Figure 17 : Correlation deuteron-deuteron versus le sinus de l'angle dans "5star"


symétrique , on s'attend à ce que de tels objets soient présents aussi bien près de la rapidité du projectile que de celle de la cible . En réalité [voir figure 18] aucune corrélation ne semble apparaître à aucune rapidité .

Bilan des corrélations étudiées

Si nous pouvons obtenir la corrélation de moment cinétique des pions , nous avons dû largement utiliser le résultat attendu d'après d'autres expériences pour pouvoir comprendre et discuter la corrélation proton-proton . Dans tous les cas 10 fois plus d'événements au moins sont requis . Seule la corrélation deutéron-deutéron apporte quelque chose de nouveau ; à ma connaissance aucune étude de celles-ci n'a encore été publiée . Rien de surprenant ne ressort des corrélations de rapidité . Les autres sortes de corrélation , comme celles de planarité à grands angles [18] nécessitent beaucoup plus de collisions ou un échantillonnage non biaisé de collisions et ne sont donc pas étudiées ici .

Etude de la distribution dans l'espace des moments

Pour tenter de mieux comprendre comment se répartissent les particules , un programme qui montre la



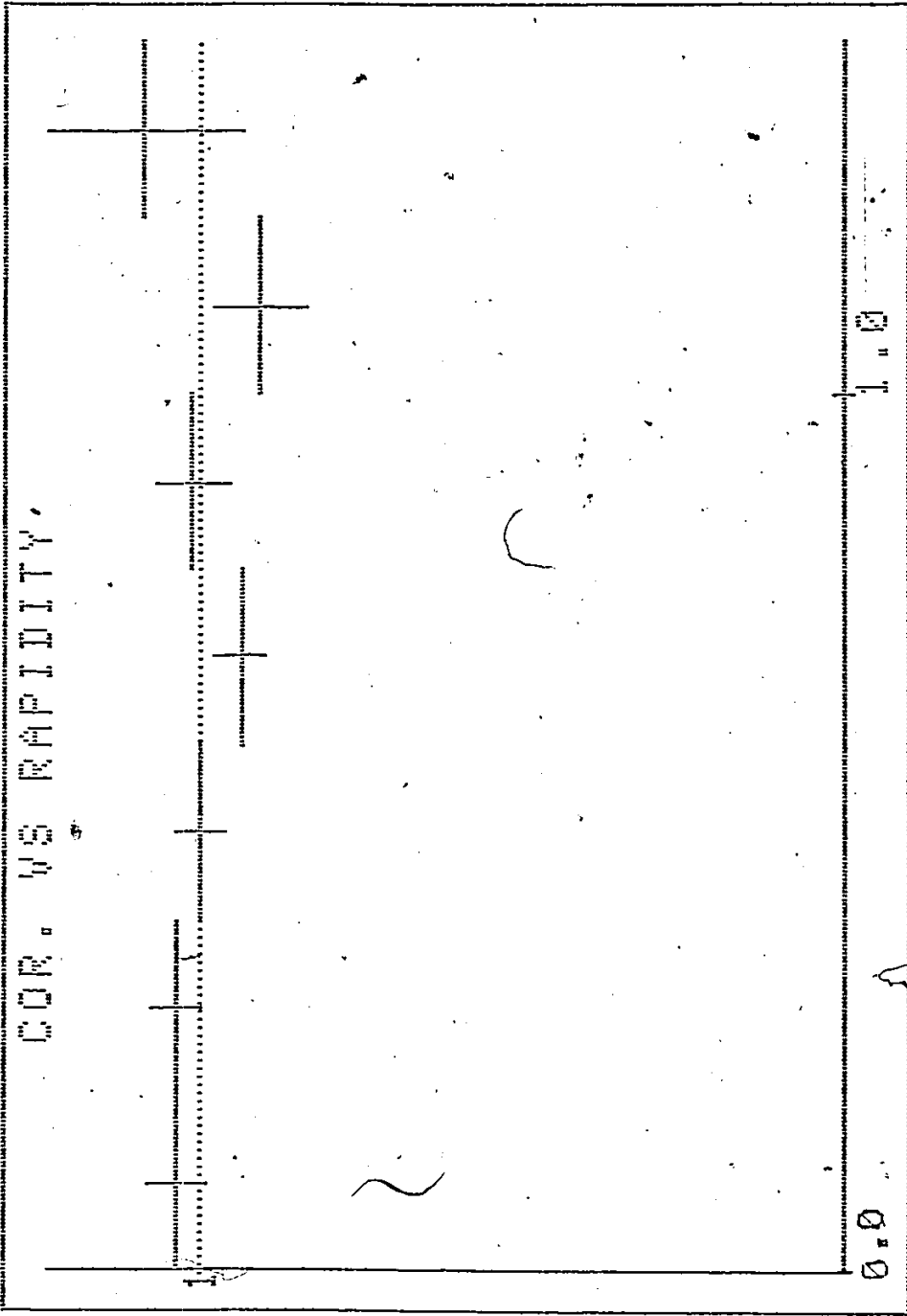


Figure 18 : Corrélation proton-proton versus la rapidité dans "5star"

position de chaque particule en trois dimensions dans l'espace des moments vu du référentiel de centre de masse a été construit (son nom : 3DEV) . Le principe est qu'une représentation en perspective est réalisée pour une position donnée de l'observateur , et l'on peut ensuite se déplacer à l'aide de clés autour de l'"objet" , ou s'en rapprocher , ou s'en éloigner . C'est le plus près d'une maquette en bois que l'on puisse réaliser sur ordinateur . Cela nous procure un excellent moyen de comprendre quelle devrait être la réponse d'un programme aux données , et est très utile pour comprendre où est l'erreur lorsqu'un programme ne marche pas . Cette méthode , trop qualitative , doit être complétée par des représentations que l'on peut lire plus directement en deux dimensions ; Un programme (2drep) combine plusieurs événements et produit un diagramme de la densité en fonction des moments cinétiques longitudinal et transverse . Nous utilisons une variante bi-dimensionnelle du concept d'histogramme [voir figure 19] . L'abscisse nous donne le moment cinétique longitudinal , l'ordonnée le moment transverse . Vu que l'espace de phase englobé pour une valeur du moment cinétique transverse change , les groupes d'échantillonnage du moment cinétique transverse semblent se faire de plus en plus petits pour garder la même taille dans l'espace de phase . La fraction de la case remplie nous donne le nombre de particules qui tombent dans ce groupe . Sur la figure 19 , l'événement représenté est peu inélastique avec deux "boules de feu" distinctes

pt full scale=1744, MeV

←----- pl full scale=+1395, MeV ----->

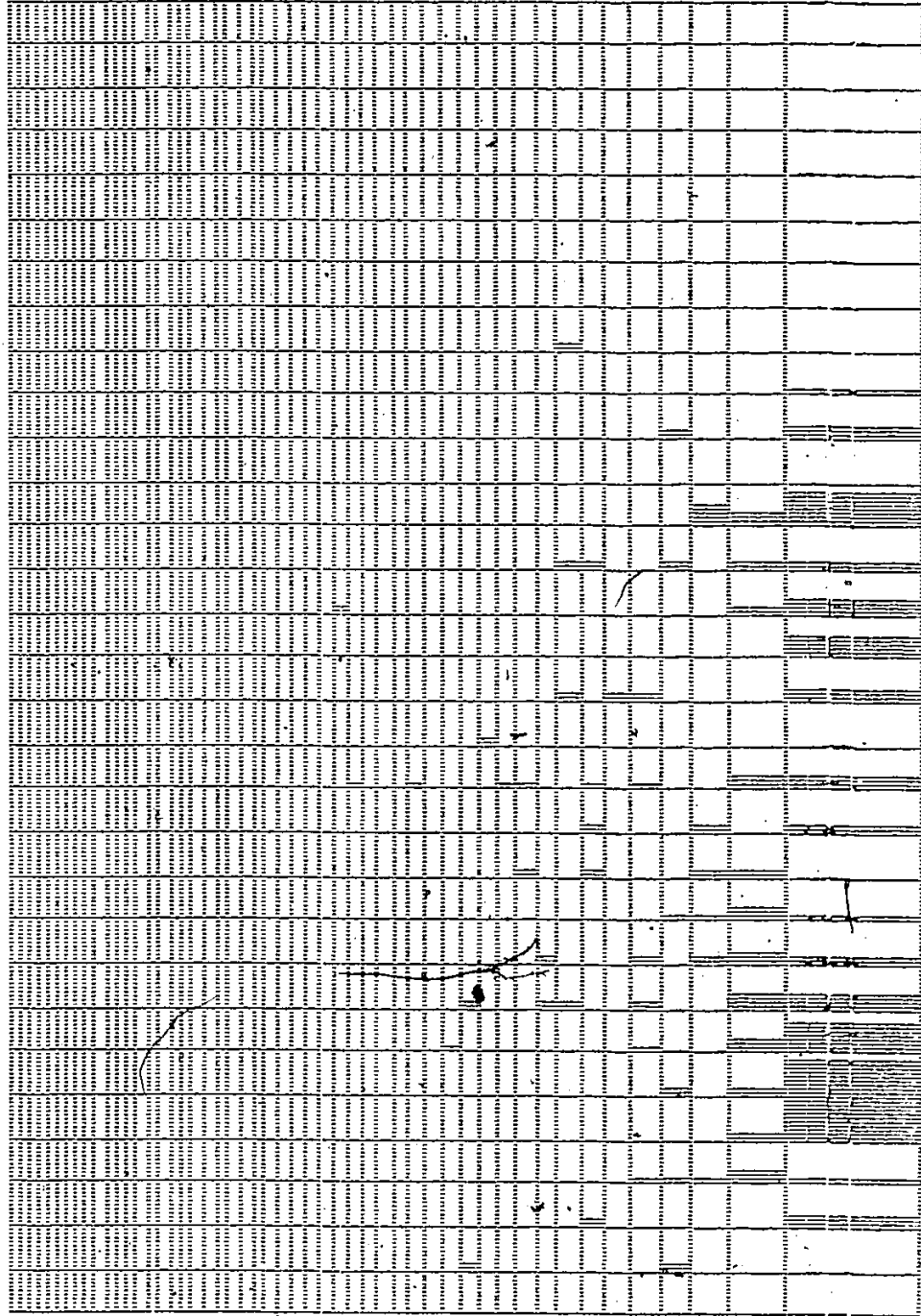


Figure 19 : Histogramme selon PL entre -1.46eV/c et +1.46eV/c
et selon Pr entre 0 et 1.76eV/c pour les protons
& plus lourds de l'étoile 3520

correspondant à la cible et au projectile . Nous avons choisi de combiner tous les fragments en demandant que la masse soit supérieure à celle d'un proton (pour un deutéron le programme indique le moment cinétique du proton du deutéron) . Pour les événements plus inélastiques de "5star" , on n'obtient qu'une seule boule de feu [voir figure 20] . De nouveau il s'agit des fragments , sans les pions . La forme de la région fortement peuplée est cependant allongée dans le sens du moment cinétique longitudinal . Deux explications possibles : La forme est globalement allongée , ou elle est isotrope mais avec une "queue" pour la partie non touchée de la cible à gauche . Un semblable histogramme pour les pions révèle une source centrale de pions dans "5star" [voir figure 21] . Nous voyons aussi que le pic des pions semble plus pointu au centre que celui des protons .

Mesures de la température

La méthode habituelle pour mesurer la température est de considérer l'émission de particules à 90 degrés [21] dans le centre de masse pour un échantillonnage complet des événements . Dans notre cas l'échantillonnage est biaisé dès le début : nous demandons que l'événement dépasse une certaine multiplicité . D'autre part nous ne pouvons pas considérer une tranche trop fine autour de 90 degrés à cause du nombre limité de traces pour commencer .

pt full scale=1744. MeV

←----- pl full scale=±1395. MeV ----->

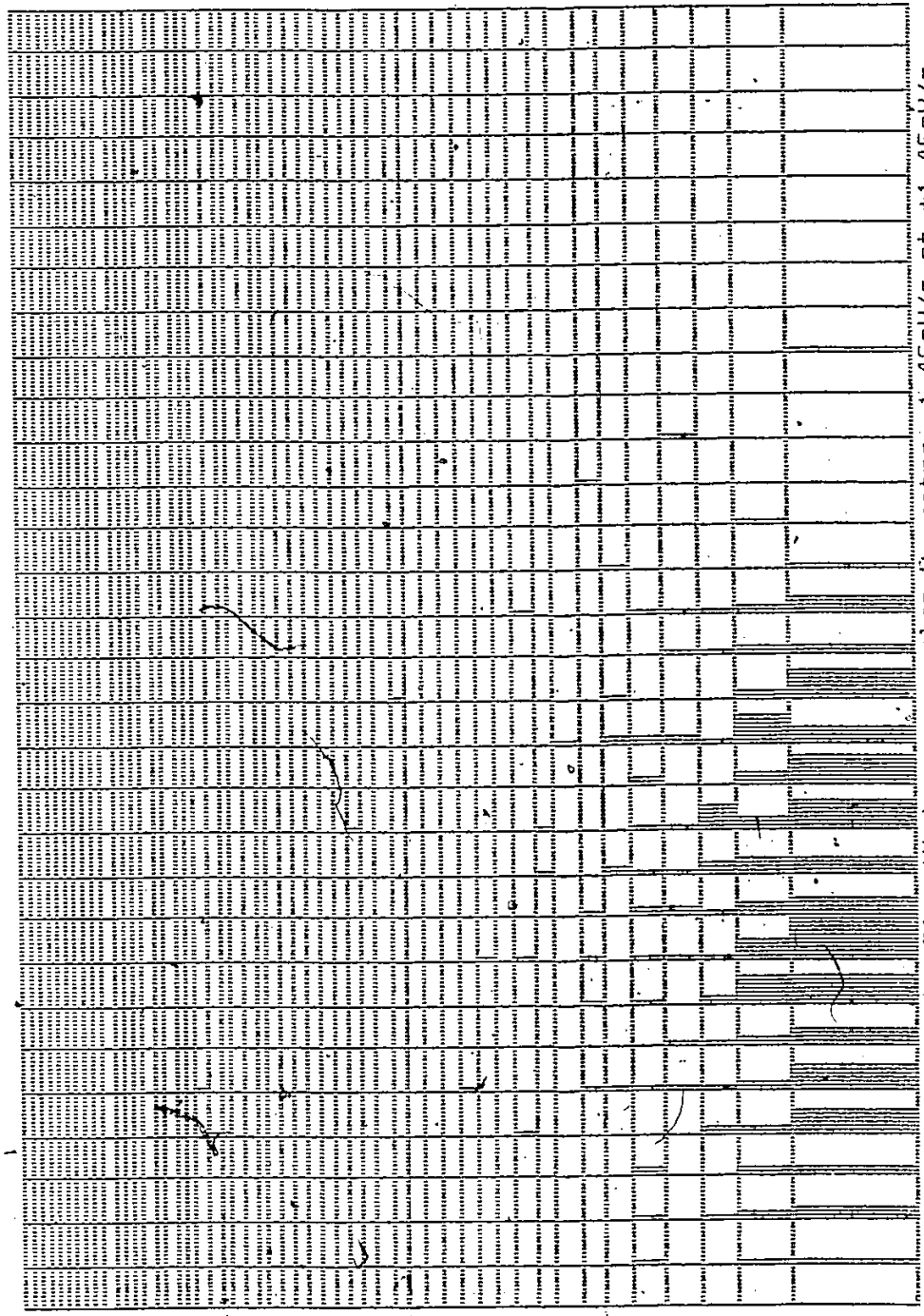


Figure 20 : Histogramme selon P_L entre -1.45eV/c et +1.45eV/c

et selon P_T entre 0 et 1.76eV/c pour les protons

pt full scale=557.MeV

<----- pl full scale=+446.MeV ----->

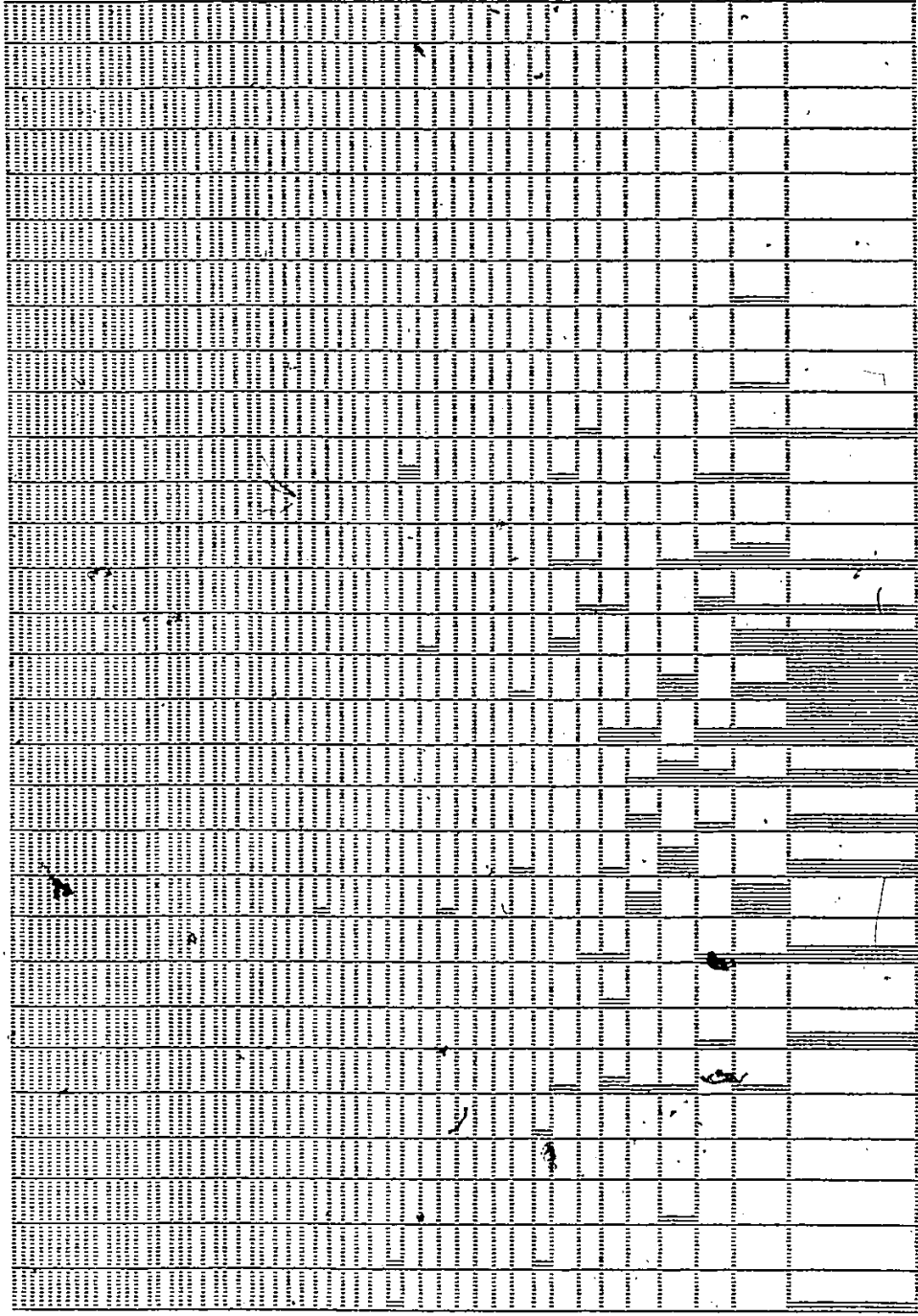


Figure 21 : Histogramme selon ϕ entre - et + 446MeV/c

et selon P_T entre 0 et 557 MeV/c pour les pions de "5star" dans le centre de masse NN

D'ailleurs, faudrait-il prendre le centre de masse $ArAg$ ou le centre de masse nucléon-nucléon ? Une réponse simple est d'utiliser l'énergie transverse. Soit E l'énergie de la particule et E_c son énergie cinétique. Si l'on multiplie le facteur de Boltzmann $\exp(-E_c/kT)$ par un facteur d'espace de phase P^2/E on aura la section efficace pour qu'une boule de feu produise une particule de moment cinétique P . Or P^2 comprend P_L^2 et P_T^2 . La section efficace pour la production en un point unique d'une particule par la boule de feu est simplement proportionnelle à $1/E$ et $\exp(-E/kT)$. Dans le domaine n.r. on peut écrire $E_c = (P_L^2 + P_T^2)/2M$ et donc factoriser un facteur de Boltzmann transverse et longitudinal. En considérant que le facteur $1/E$ est constant, on peut intégrer la dépendance en P_L entre moins l'infini et plus l'infini pour obtenir la section efficace $\sigma(E_T)$ proportionnelle à $P_T/E \exp(-E_T/kT)$. Il se trouve que dans le domaine ultra-relativiste on peut utiliser la même formule à un facteur P_T près (La raison est que, au moment de se débarrasser de P_L , la région de P_L qui contribue unitairement augmente comme P_T). Puisque l'exponentielle domine, cela a l'avantage qu'on peut utiliser la même quantité $E_T(M, P_T)$ pour les pions relativistes et les protons n.r.; il faudra simplement se méfier de la présence d'un petit terme logarithmique lorsqu'on fera $\ln(\sigma(E_T)E_T/P_T)$ vs E_T . La pente de ce graphique devrait autrement être constante et nous donner $1/kT$. Pour les protons [voir figure 22] on obtient ainsi $kT = 115 \pm 15$ MeV. On laisse tomber les premiers points qui peuvent refléter des effets hydrodynamiques pour miser.

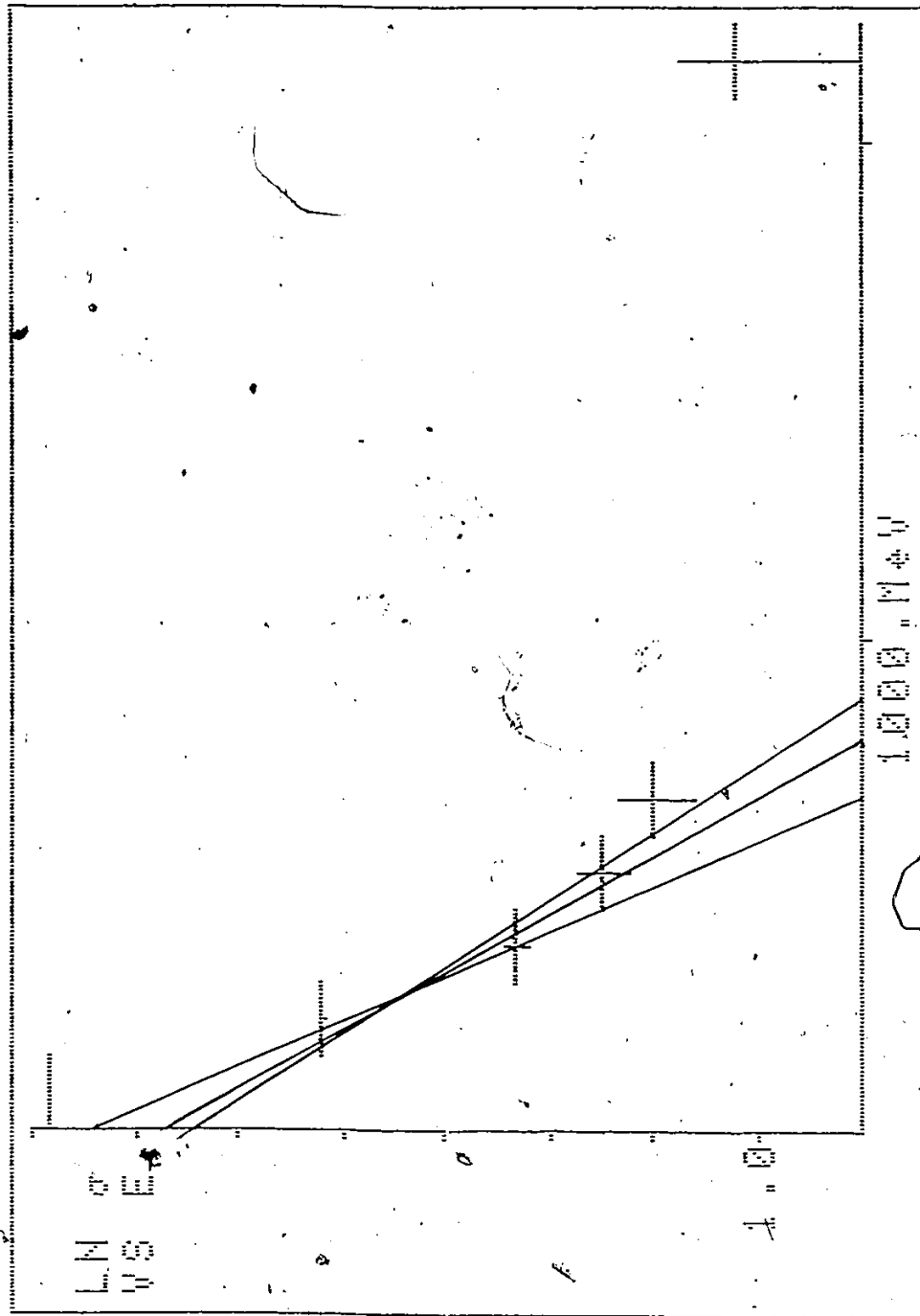


Figure 22: Calcul de la température d'après la distribution d'énergie transverse des

surtout sur la région où la densité de probabilité reflète la vraie définition de la température : l'énergie associée à l'entropie dQ/dS . La queue de cette courbe suggère un affaiblissement de la pente. Cela pourrait provenir d'une composante des protons, qui, venant d'une phase plus chaude, parviendraient à s'échapper ; mais ce n'est pas sûr ... Pour les deutérons [voir figure 23] $kT=95\pm 15$ MeV alors que la masse est double témoigne du fait que leur densité est proportionnelle au carré de la densité des nucléons individuels. Il serait intéressant de pouvoir vérifier si l'écart entre la température des protons et des deutérons est systématique. Enfin pour les pions [voir figure 24] $kT=41\pm 8$ MeV confirmant que ceux-ci ne se découplent qu'au stage le plus froid de l'explosion. On s'y attendrait parce que leur libre parcours moyen est le plus court. Nous avons vérifié que le terme de correction logarithmique est négligeable. Quant aux kaons $kT\sim 50-100$ MeV ne correspond pas à nos attentes mais ils sont décidément trop rares pour mesurer leur température. [voir figure 25]. Les autres études les trouvent plus chauds, ce qui refléterait leur faible section efficace (donc un découplage tôt dans l'explosion) [19].

Analyses globales

Si, comme le prédit l'hydrodynamique, la distribution dans l'espace des moments est déterminée en

-88-

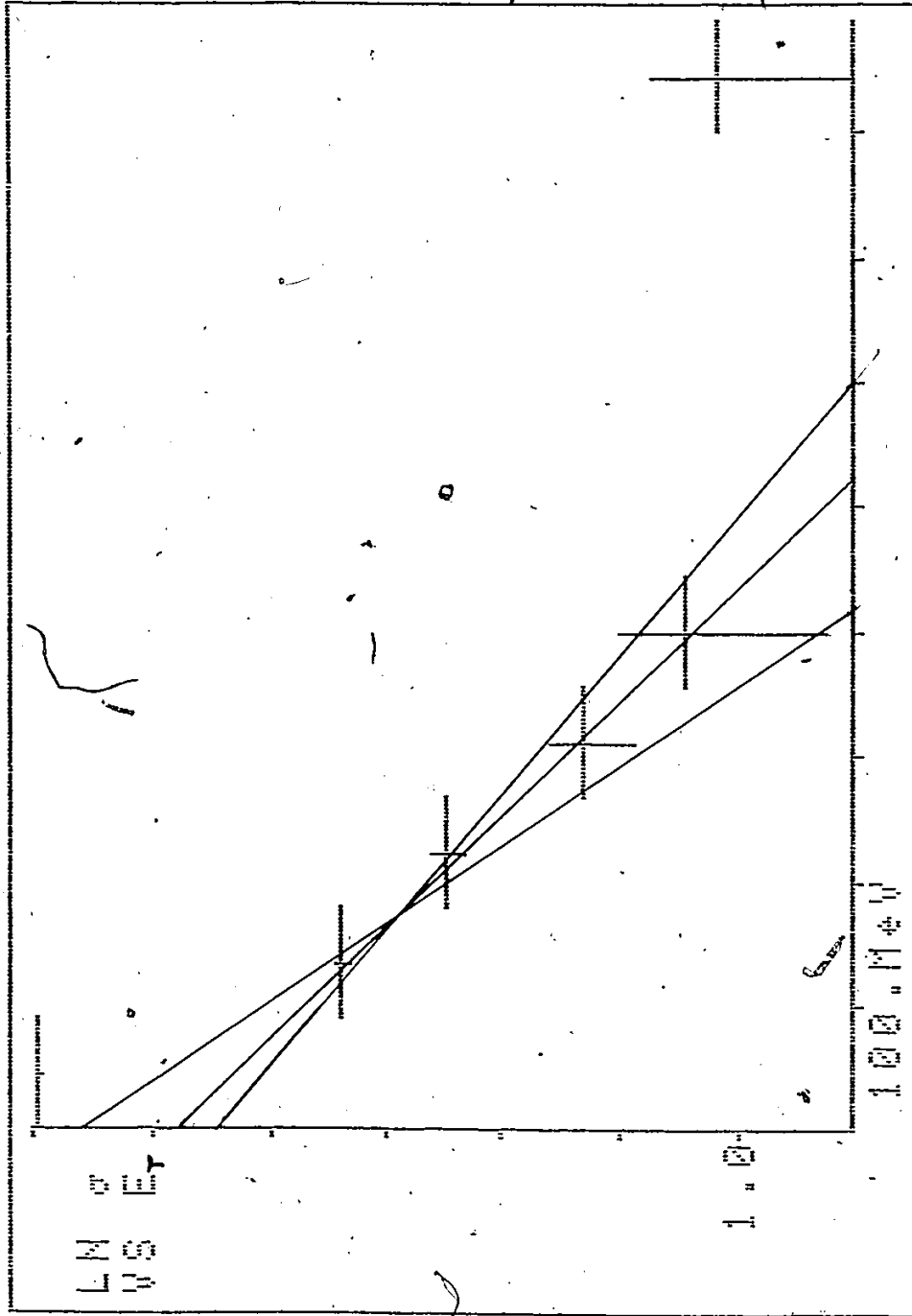


Figure 23 : Calcul de la température d'après la distribution d'énergie transverse des deutérons

R

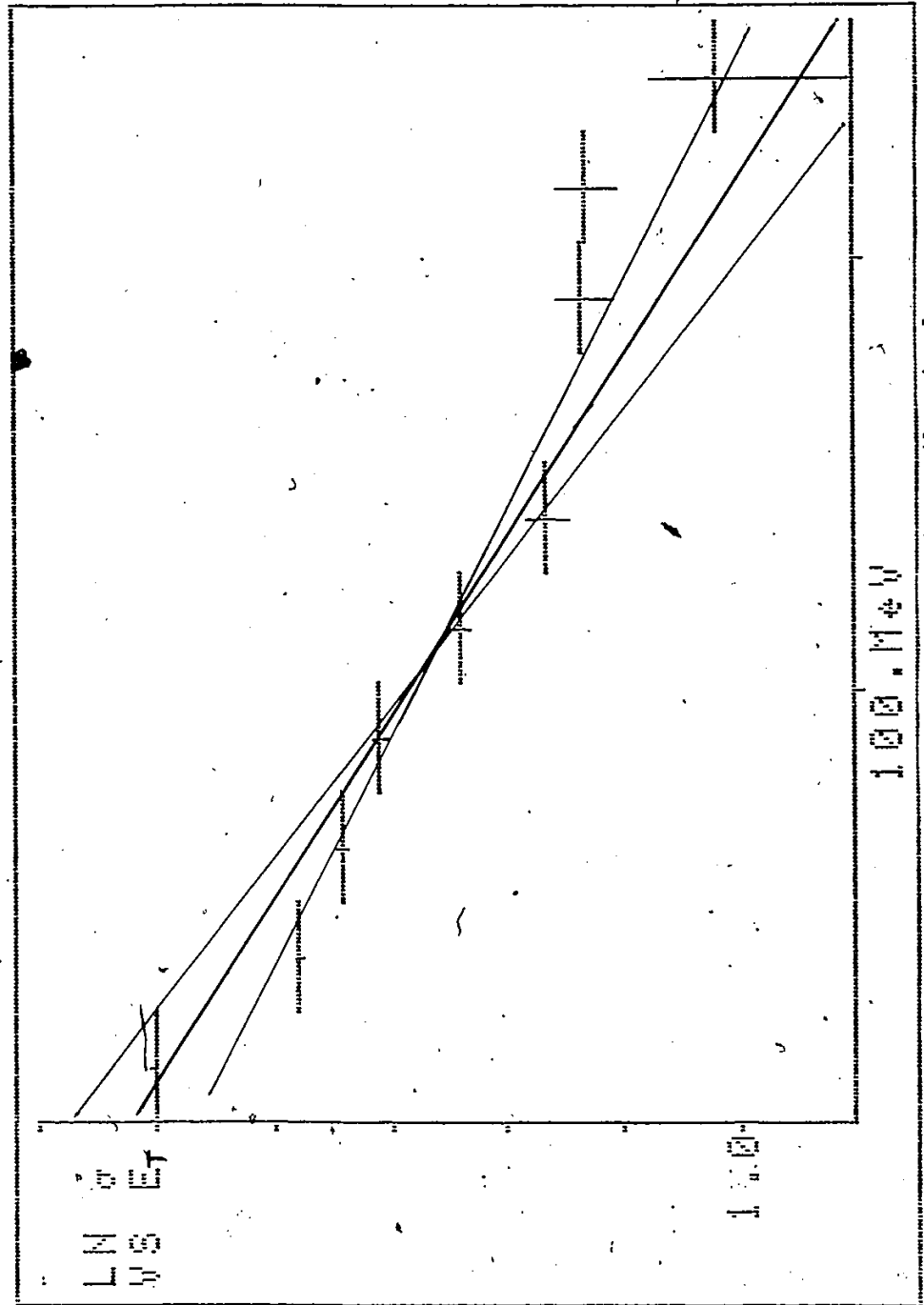


Figure 24 : Calcul de la température d'après la distribution d'énergie transverse des pions

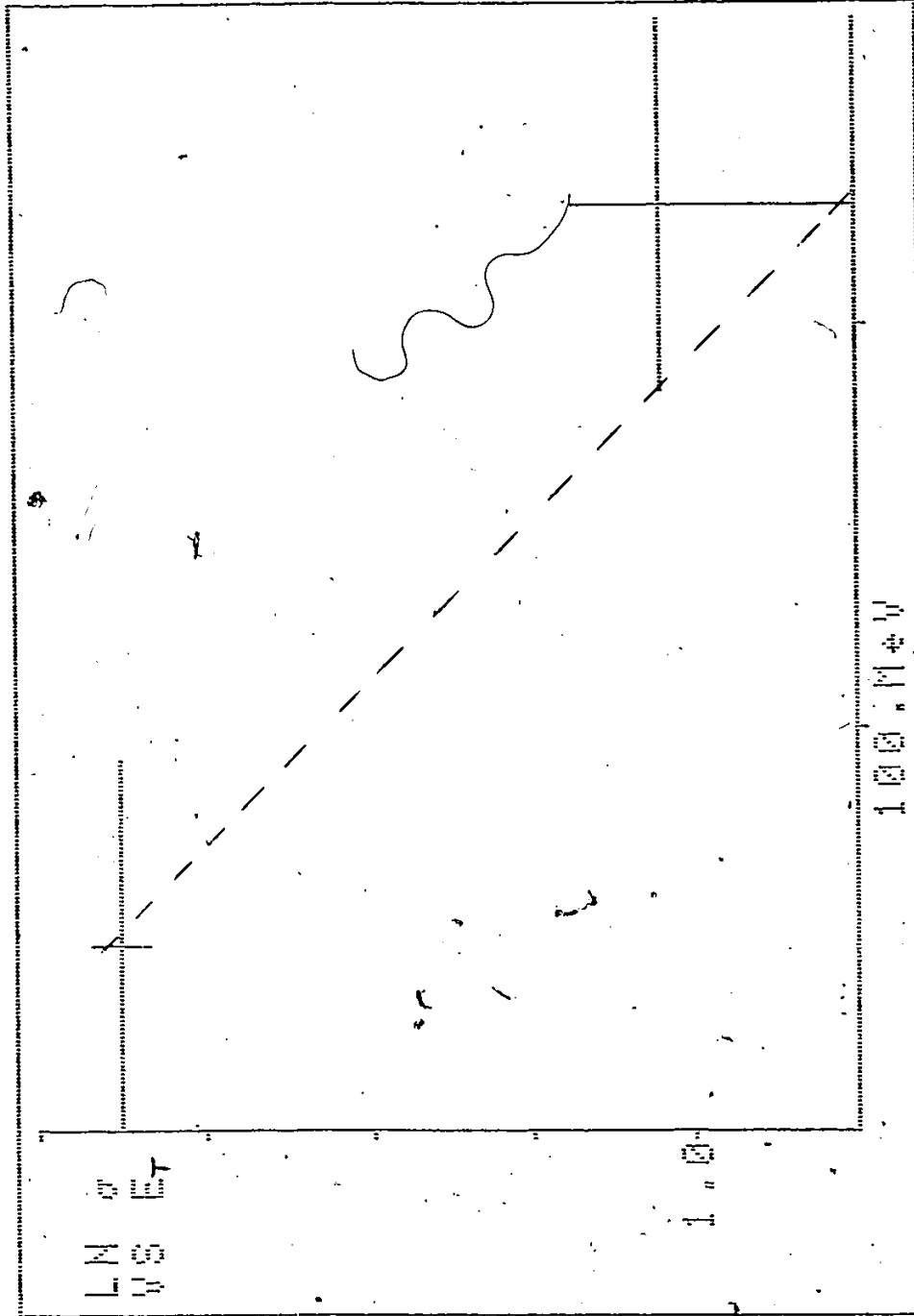


Figure 25 : Calcul de la température d'après la distribution d'énergie transverse des kaons

partie par l'angle azimutal du paramètre d'impact il est intéressant de regarder cette distribution globale, "macroscopique", des particules dans l'espace des moments. Nous nous attendons à deux effets : le projectile peut être dévié de sa course initiale par une forte pression régnant sur un de ses côtés durant la collision : le "bounce-off" ; ou il peut jaillir sur les côtés si la collision est centrale et les deux noyaux sont sphériques : le "side-splash". Pour des paramètres d'impact moyens on a une situation intermédiaire avec un écoulement préférentiel à un certain angle. Pour vérifier cela et découvrir dans quelle direction pointe le vecteur-paramètre d'impact on peut calculer la somme de la quantité de mouvement le long d'X et Z versus la région de rapidité (en se rappelant que Y est la direction du faisceau). Le programme PXPZ2 réalise cette fonction et l'on trouve, comme on s'y attendait, que PX et PZ sont proportionnels. [voir figure 26]. L'axe des ordonnées est en MeV/c de moment cinétique (visible) total. Il s'agit de l'événement faiblement inélastique S3520 que nous utiliserons à plusieurs reprises pour pouvoir comparer les diverses méthodes de représentation. Il s'agit là d'un exemple de "bounce-off" typique, le projectile et la cible s'éloignant suivant le vecteur $3U_z - U_x$ près de leurs rapidités respectives. Dans la majorité des cas, PXPZ2 produit cependant une image trop grossière. L'image de cet événement par 3DEV, en se plaçant pour regarder perpendiculairement au vecteur paramètre d'impact [voir figure 27], nous donne déjà plus d'information. L'axe des

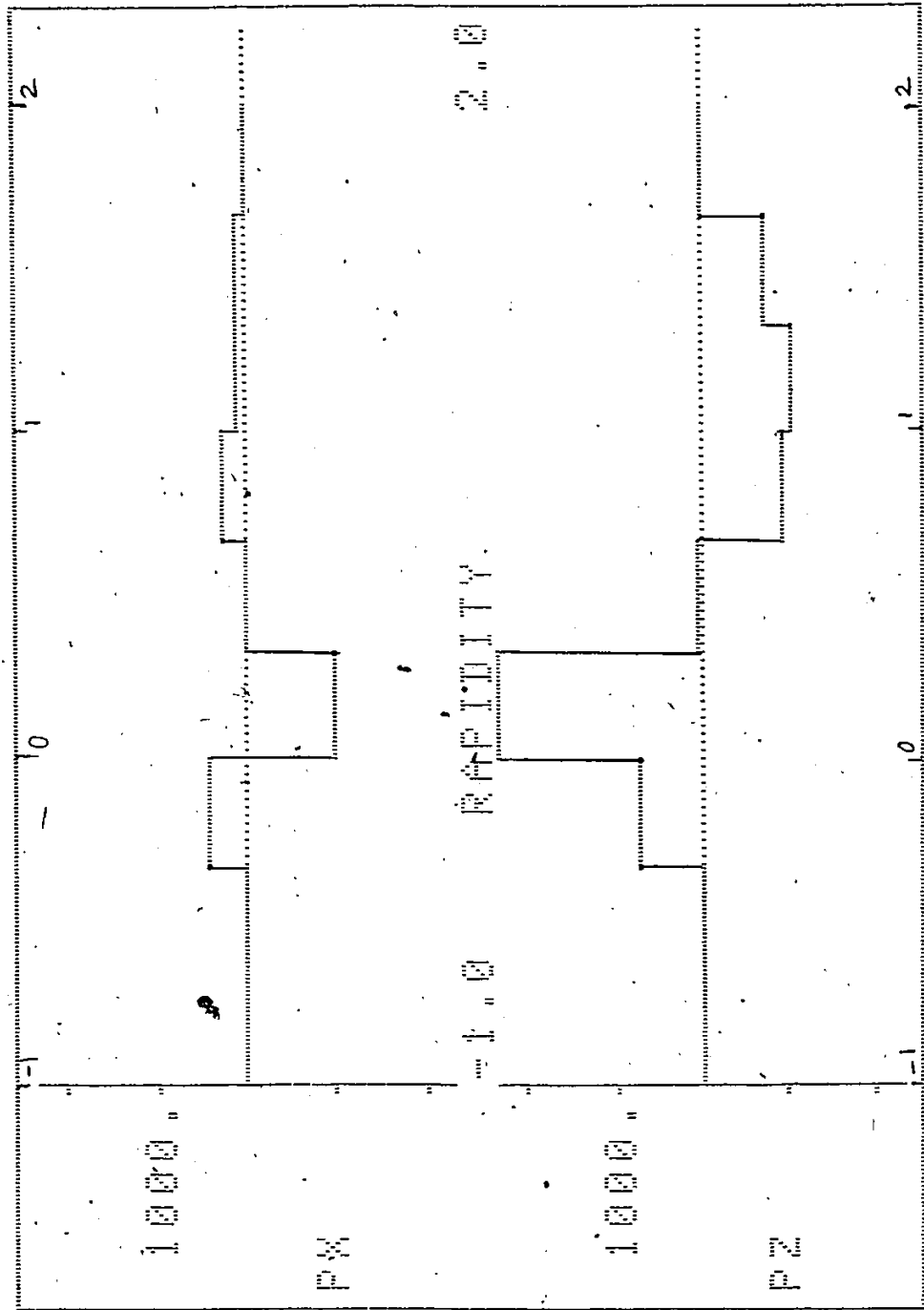


Figure 26 : Total du moment cinétique en MeV/c selon X et Z dans des régions de rapidité entre -1 et 2 .
On observe que les valeurs de P_z sont à peu près -3 fois celle de P_x .

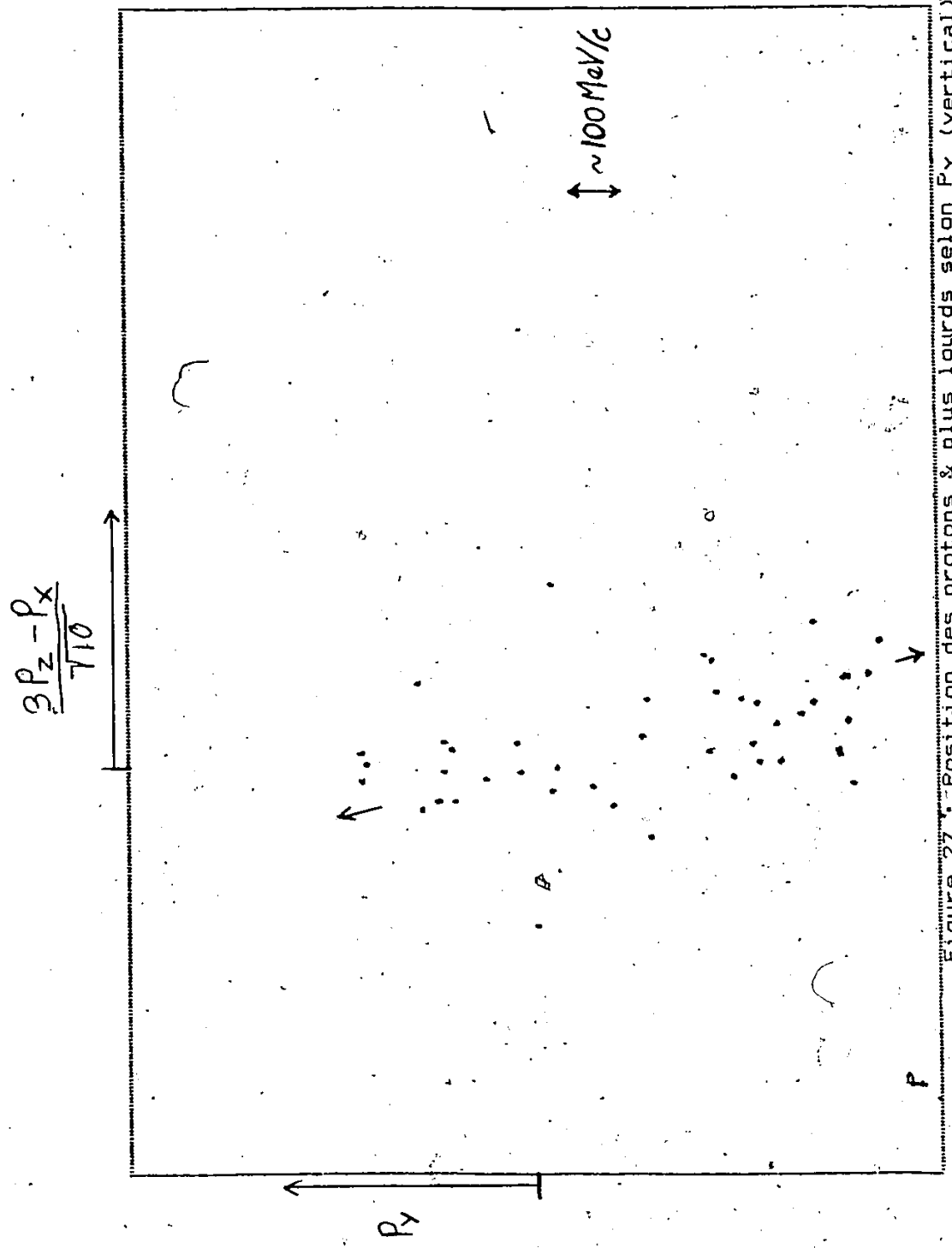


Figure 27 : Position des protons & plus lourds selon P_y (vertical) et une combinaison de P_x et P_z (horizontal) pour S3520. Le caractère penché est dû au "bounce-off".

abscisses est selon ce vecteur $3U_z - U_x$, l'axe des ordonnées suivant F_y du faisceau. Si l'on réalise un "lego-plot" du moment cinétique transverse en fonction de la rapidité et de l'angle azimutal, on a le maximum d'information visuelle [voir figure 28]. Il apparaît deux montagnes (dont une se fait couper en deux par le choix arbitraire d'un zéro pour la coordonnée d'angle azimutal) au milieu d'une plaine presque déserte. L'angle azimutal va de zéro à deux π , la rapidité de zéro à 1.5. Tous ces graphiques ont une interprétation évidente lorsque l'on sait que la collision, parce que peu inélastique, manifestera du "bounce-off". Dans le cas de l'étoile (S3521) qui produit la multiplicité maximum parmi ceux que nous avons observés, le sens du "lego-plot" de Pt n° pas évident au premier coup d'œil [voir figure 29]. Le fait que la région de rapidité ne s'étend plus que de zéro à 1.0 nous montre que la collision est plus centrale mais on n'a pas non plus une seule vague à une rapidité constante et indépendante de l'angle azimutal comme on s'y attendrait dans le cas d'une collision parfaitement centrale avec "side-splash". Le programme PXPZ2 permet d'observer pour la direction X une forte alternance dans la somme du moment cinétique transverse qui correspond assez bien à ce qu'un "side-splash incliné" produirait [voir figure 30]. En fait, il demeure trop de fragments près de la rapidité du laboratoire (zéro) pour conclure que le "side-splash" a été observé.

Tous ces moyens de représentation graphique demeurent trop qualitatifs pour nous permettre d'être affirmatifs. L'analyse au moyen du tenseur cinétique qui

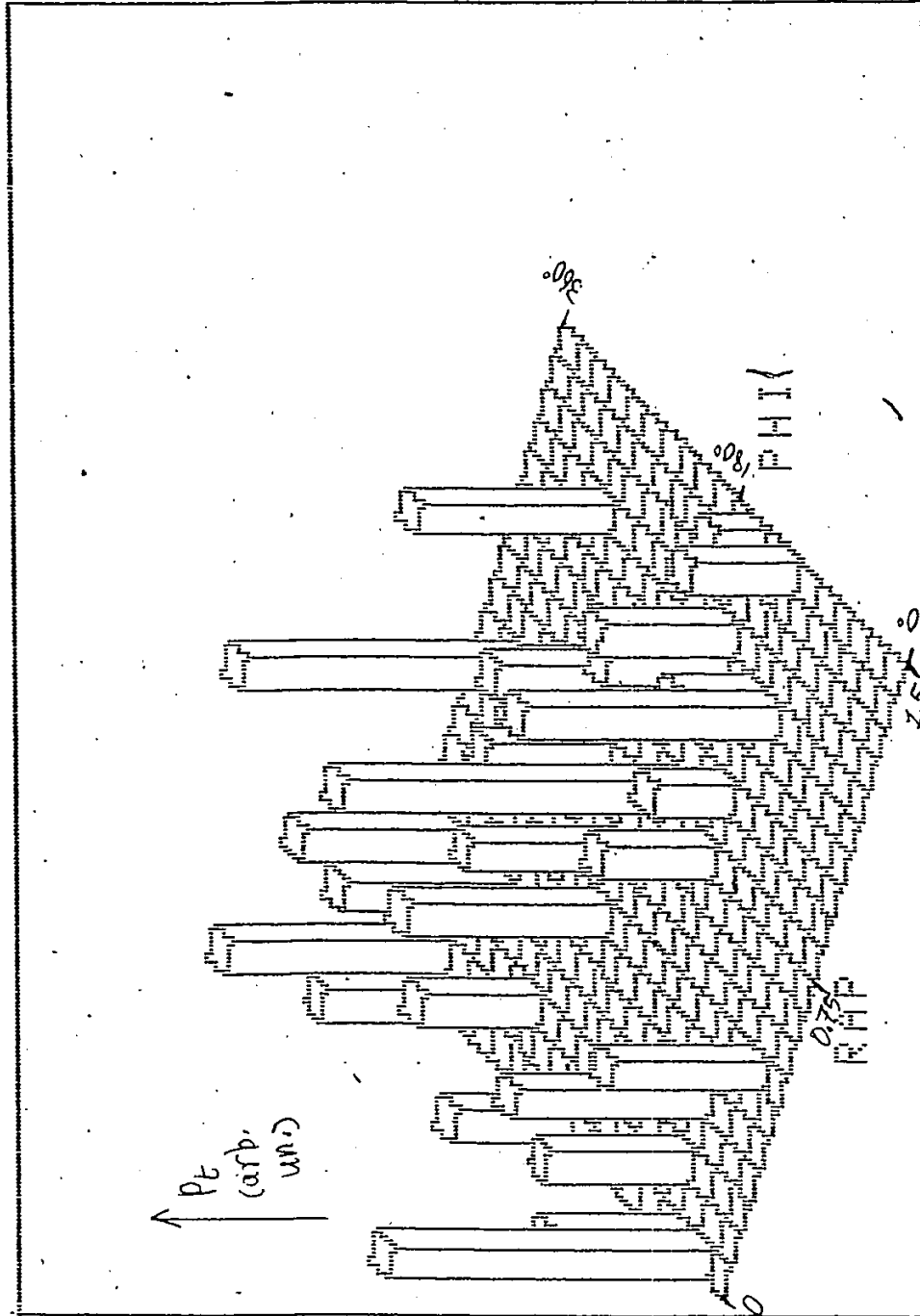


Figure 28 : La hauteur de chaque tour est proportionnelle au moment transverse pour la case de rapidité et angle azimutal . échelle de la rapidité 0 à 1.5 de gauche à droite .

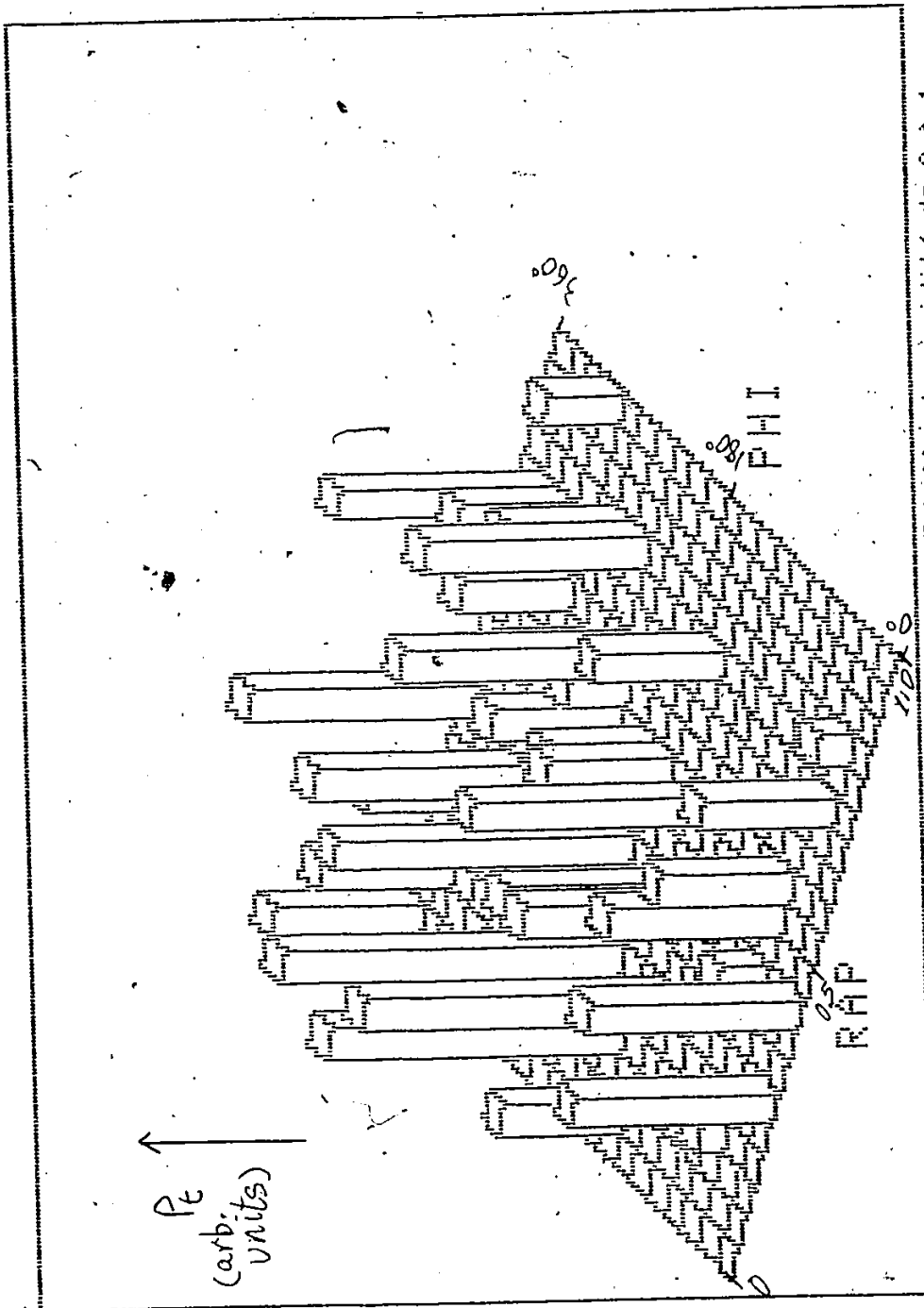


Figure 29 : "Lego-plot" de Pt . Echelle de rapidité de 0 à 1
Echelle d'angle azimutal de 0 à 360 degrés

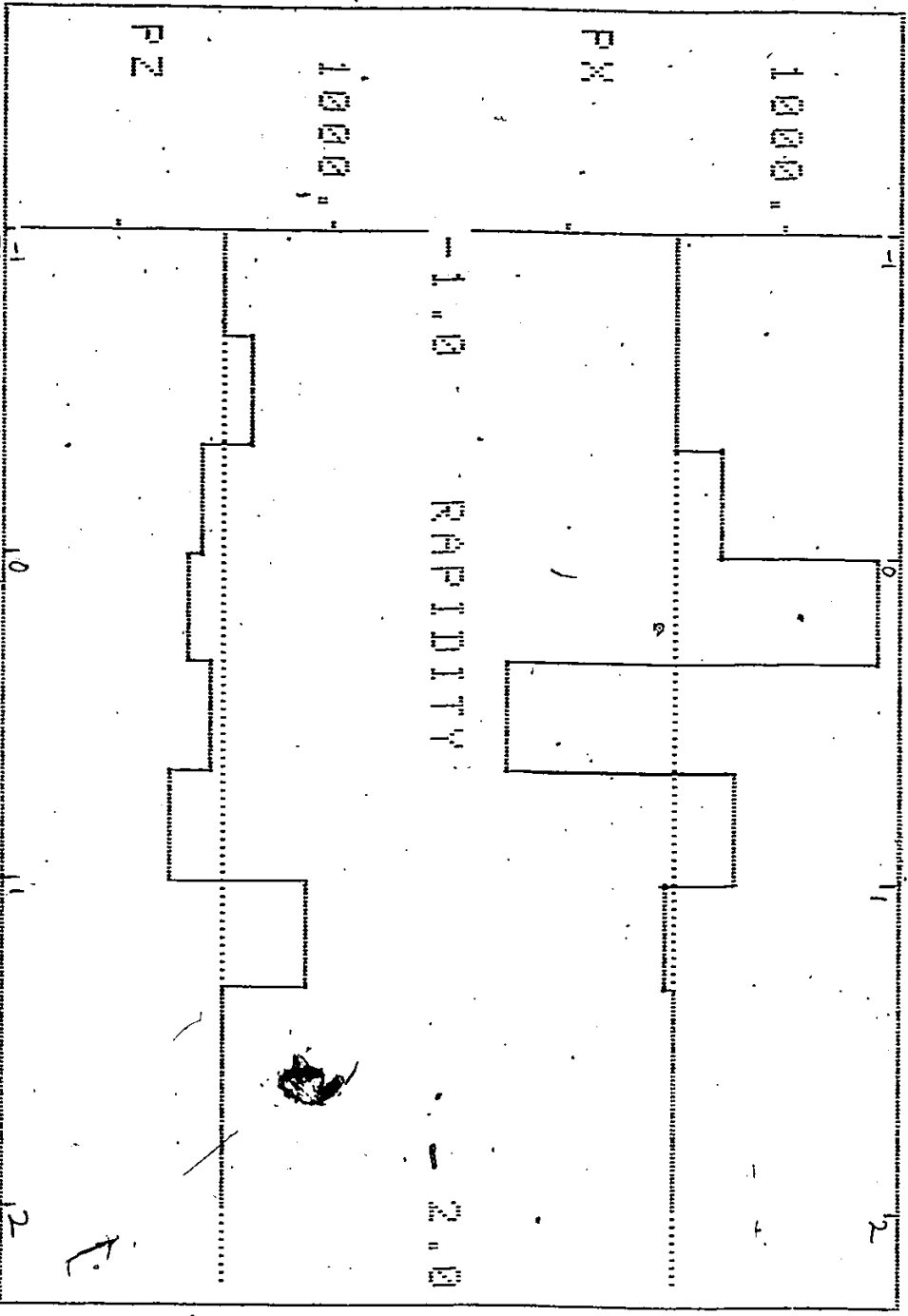


Figure 30 : Totals du moment cinétique PX et PZ en MeV/c pour quelques régions de rapidité pour S3521 ..

∑_{i,j} P_iP_j où i et j veulent dire x, y ou z, est l'outil dont nous avons besoin. Un dilemme est de savoir quel poids il faut donner aux différentes particules. Si des fragments contiennent plusieurs nucléons, tous les nucléons auront le même poids si on utilise un poids de 1/M avec P_iP_j [20]. Pour notre part nous utilisons même un poids de un sur M carré pour tenter d'éliminer les nucléons du noyau d'argent non-touchés qui pourraient former des fragments de masse plus élevée. Aussi le poids est nul pour les pions car leur distribution angulaire toujours plus isotrope [21] pourrait contribuer à noyer notre signal. Un programme, BILANCM2, calcule pour chaque événement notre tenseur S_{ij}. Par analogie avec l'état solide, on peut construire une ellipsoïde qui représente le tenseur. Pour cela on trouve les valeurs propres, et ce en résolvant simplement une équation du troisième degré, puis on trouve les vecteurs propres en résolvant des systèmes de deux équations à deux inconnues obtenues en soustrayant les valeurs propres de la matrice-tenseur. L'ellipsoïde a ses grand, moyen et petit axes selon les trois vecteurs propres (qui sont orthogonaux comme par magie !) et les longueurs de ces axes correspondent aux racines carrées des valeurs propres. Une autre fonction de ce programme est de voir comment se répartit l'énergie visible d'un événement. Une question depuis longtemps en suspens est que la production de pions semble plus faible que prévue

(par un facteur 2) par un modèle d'équilibre thermique . Des modèles attribuent cela à une énergie de compression qui détourne une partie de l'énergie normalement disponible dans le centre de masse [22] , ou à la réabsorption des pions . Il est aussi important de vérifier si l'énergie , telle qu'elle peut être extrapolée de l'énergie visible , se conserve . Si elle ne l'était pas , nous saurions qu'une partie importante va sous forme de photons directs , de particules η , de neutrons ou que sais-je encore . Comme l'émission de photons directs en très grand nombre est une signature du plasma quark-gluon , on comprendra l'importance du sujet . Puisque la proportion de deutérons augmente dans les événements les plus inélastiques , une assez grande partie de l'énergie transportée par les nucléons est visible . Pour les pions l'isospin prédit que $2/3$ de l'énergie est visible , mais il faut tenir compte de la proportion de neutrons qui déposent eux-aussi de l'énergie dans la réaction . Donc il faudrait :

(en notant par V l'énergie visible)

$(V_{initial} - V_{final})_{nucléons}$

$= 3/2 \cdot N_{\pi^+} / N_{tot} \cdot V_{pions}$

S4995 est un événement typique pour la répartition d'énergie . On se place dans le centre de masse $AgAr$, dont le bêta est .5 comparé à .7 pour le centre de masse NN . L'énergie visible initiale pour 89 nucléons (dont on suppose qu'ils viennent en proportion juste de l'Argon et de l'Argent) vaut 27GeV . Avec 89 nucléons sur 148 , on voit

presque deux tiers des nucléons . Donc le nombre de pions visible représente à peu près tous les pions produits par les nucléons visibles . Or seule la moitié des 27GeV s'exprime sous forme de chaleur des protons : 13GeV . La production de pions occupe à peu près 4 GeV , dont 1300 MeV sous forme de mouvement . 1 GeV apparaît sous la forme de deux kaons . Donc , et c'est typique , à peu près 50% de l'énergie cinétique ressort sous forme d'énergie cinétique , 14% en pions , 4% en kaons et 32% semblent disparaître . Notons bien que si l'on calcule $3/2 kT$ 89 fois on obtient 15 GeV (pour T de 115MeV , voir plus haut) , et pour les pions (qui sont à peine relativistes , T de 41 MeV) 1230 MeV égale 20 fois $3/2kT$. Pour expliquer les 30% de l'énergie disponible manquante , le choix est vraiment vaste : production accrue de mésons neutres , plus d'énergie dans les neutrons , photons directs , plus de kaons qu'admis en raison d'une sélection trop sévère , ou problèmes cachés dans nos mesures . Pour la dernière raison mentionnée il y a tout de même l'objection de l'accord trop bon avec les températures de la boule de feu . (Il y a une seule boule de feu , légèrement tordue ou étirée par les effets hydrodynamiques , dans les événements dont la multiplicité dépasse 70 , alors qu'autrement il y en a deux et cette analyse n'est pas valide ; S4995 a 90 traces) .

Ce dossier de la "perte d'énergie visible" mériterait probablement qu'on s'y penche de nouveau (avec d'autres détecteurs couplés à l'émulsion , par exemple) pour comprendre de quelle manière ce qui est probablement

un artefact quelconque prend un aspect si impressionnant .

Pour ce qui est du tenseur de sphéricité S_{ij} , les résultats se présentent sous la forme suivante :

- le rapport au carré du grand axe au moyen axe (qui vaut un pour un "side-splash" central)
- l'angle entre le grand axe et la direction du faisceau θ_{flow} (qui vaut alors 90 degrés)
- le moyen axe est-il perpendiculaire au faisceau comme il devrait l'être ?

Les résultats sont présentés dans la table I . Les étoiles qui ont une multiplicité supérieure à 80 sont S4813 , S4229 , S3562 , S4995 et S3521 . Notons que le deuxième axe est rarement perpendiculaire au faisceau , ce qui n'a pas de signification spéciale pour le "bounce-off" mais qui est en contradiction avec l'hypothèse du "side-splash" . On peut s'attendre à des valeurs de θ_{flow} de l'ordre de 4 degrés maximum dues aux fluctuations même s'il n'y a aucun effet hydrodynamique , mais cette valeur augmente si le rapport des axes se rapproche de 1'.

L'analyse habituelle fait placer ces points qui doivent se regrouper sur une trajectoire dans le plan : rapport des axes / θ_{flow} . A plus faible énergie et pour des systèmes symétriques on vérifie alors l'hydrodynamique . Mieux , par la distribution de ces

TABLE II - Principaux paramètres hydrodynamiques
pour les 10 étoiles étudiées

étoile	$(a/b)^2$ ou v.p.1/v.p.2	θ_{10w}	axe2 perp. ?
4240	10.8	3.4 degrés	non
4861	1.9	5.1 degrés	non
4229	1.1	79.0 degrés	non
3964	2.6	4.5 degrés	non
3562	2.1	31.0 degrés	non
5229	1.3	6.5 degrés	oui
4995	2.4	7.0 degrés	oui
3520	7.1	12.0 degrés	oui
4861	1.6	18.0 degrés	non
3521	1.4	14.5 degrés	non

valeurs , [28,29,30] sachant que la distribution des paramètres d'impact augmente linéairement , ils peuvent associer à chaque θ_{+10w} une valeur du paramètre d'impact .

Nous observons sans aucun doute des effets hydrodynamiques puisque les rapports entre le moyen axe et le petit axe atteignent des valeurs incompatibles avec des effets statistiques (jusqu'à des valeurs de deux ou trois) . On peut aussi dire que le "bounce-off" est observé . La question est maintenant de savoir si nous sommes incapables d'observer le "side-splash" à cause de l'énergie trop élevée ou parceque le système , asymétrique , donne cela dans le cadre de l'hydrodynamique . On observe bien , près du laboratoire dans l'espace des moments une queue qui correspondrait assez bien au "beigne" laissé par le projectile lorsqu'il trouve la cible (Il n'y a pas de queue semblable du côté du projectile) . Si l'on pouvait trouver le moyen de retirer d'une manière consistante cette queue qui fausse θ_{+10w} nous démontrerions l'existence du "side-splash" dans les collisions ArAg . Par exemple , pourrait-t-on ne considérer que les structures qui possèdent certaines symétries ?

Comparaison de la pseudo-rapidité à la rapidité

Le temps nécessaire à ce travail aurait sans doute été à peu près 10 fois plus court si uniquement les

angles (pseudo-rapacité) avaient été mesurés . Cependant une comparaison entre des histogrammes de ces deux quantités nous montre bien vite qu'un effet apparaissant sur la rapidité apparaît difficilement sur la pseudo-rapacité . Un histogramme pour toutes les particules [voir figure 31] montre un déplacement de presque une unité du pic en passant à la pseudo-rapacité , en même temps qu'un évasement . Le comportement est le même si l'on isole les pions [voir figure 32] . Enfin , pour un événement peu inélastique (S4240) qui comporte deux "boules de feu" qu'on peut voir comme deux pics sur l'histogramme de rapidité , la pseudo-rapacité en fait apparaître un troisième [voir figure 33].

Distributions d'angle azimutal

Comme les mesures de diffusion sont essentielles à l'identification des particules , et que leur précision dépend de la distance que l'on peut parcourir dans une même plaque , donc de l'angle azimutal , il est important de vérifier que la distribution des pions , et celle des deutérons soient à peu près uniformes . L'effet d'une telle mésidentification est de grossir le nombre des particules plus légères , de diminuer celui des plus lourdes vers + et -Z . Les variations sont compatibles avec une erreur statistique pour les pions [voir figure 34] , un peu à la limite pour les deutérons [voir figure 35] .

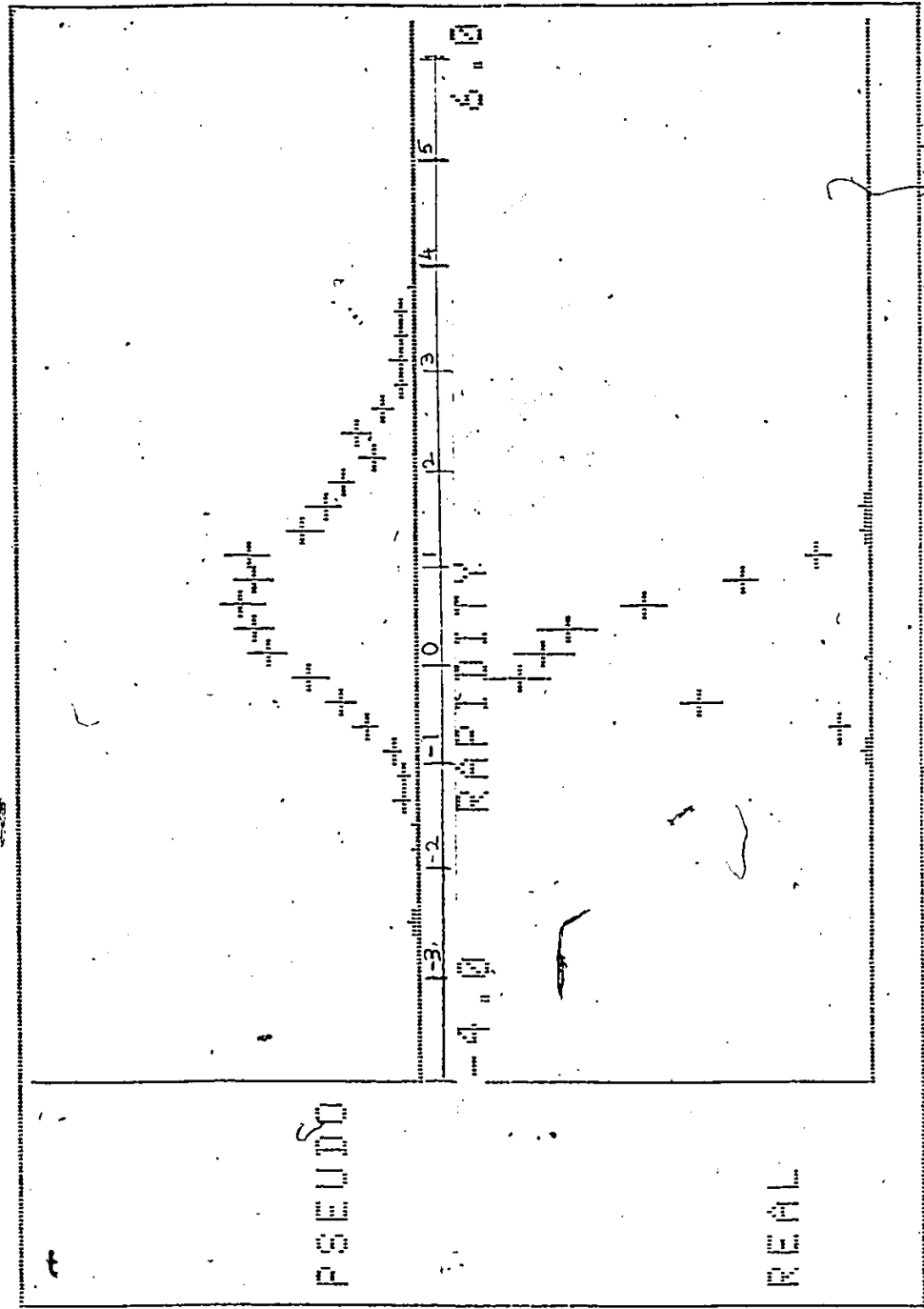


Figure 31 : Distribution de rapidité et de pseudo-rapidité dans "10star"

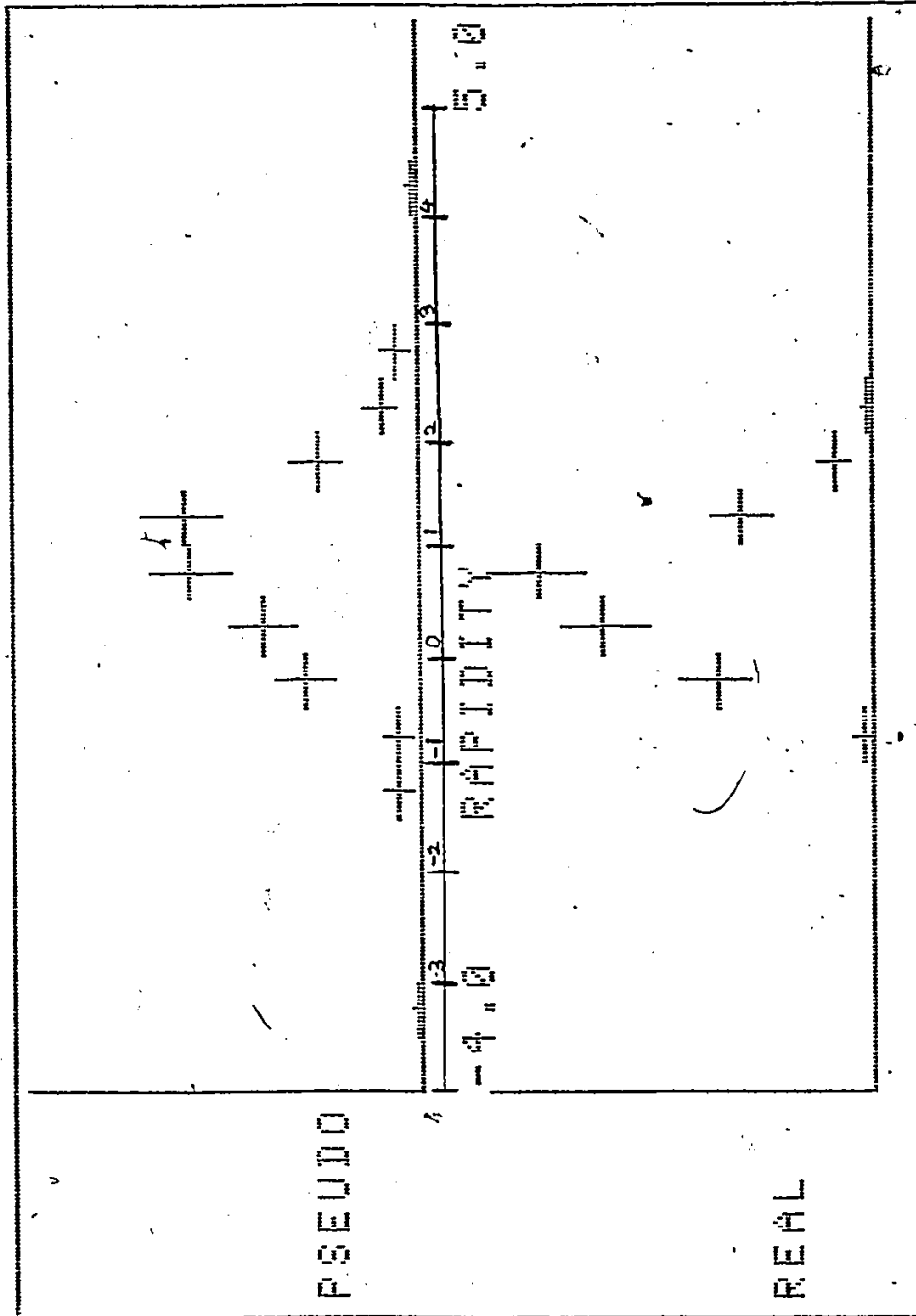


Figure 32 : Distribution de rapidité et de pseudo-rapidité dans "10star", pions seulement.

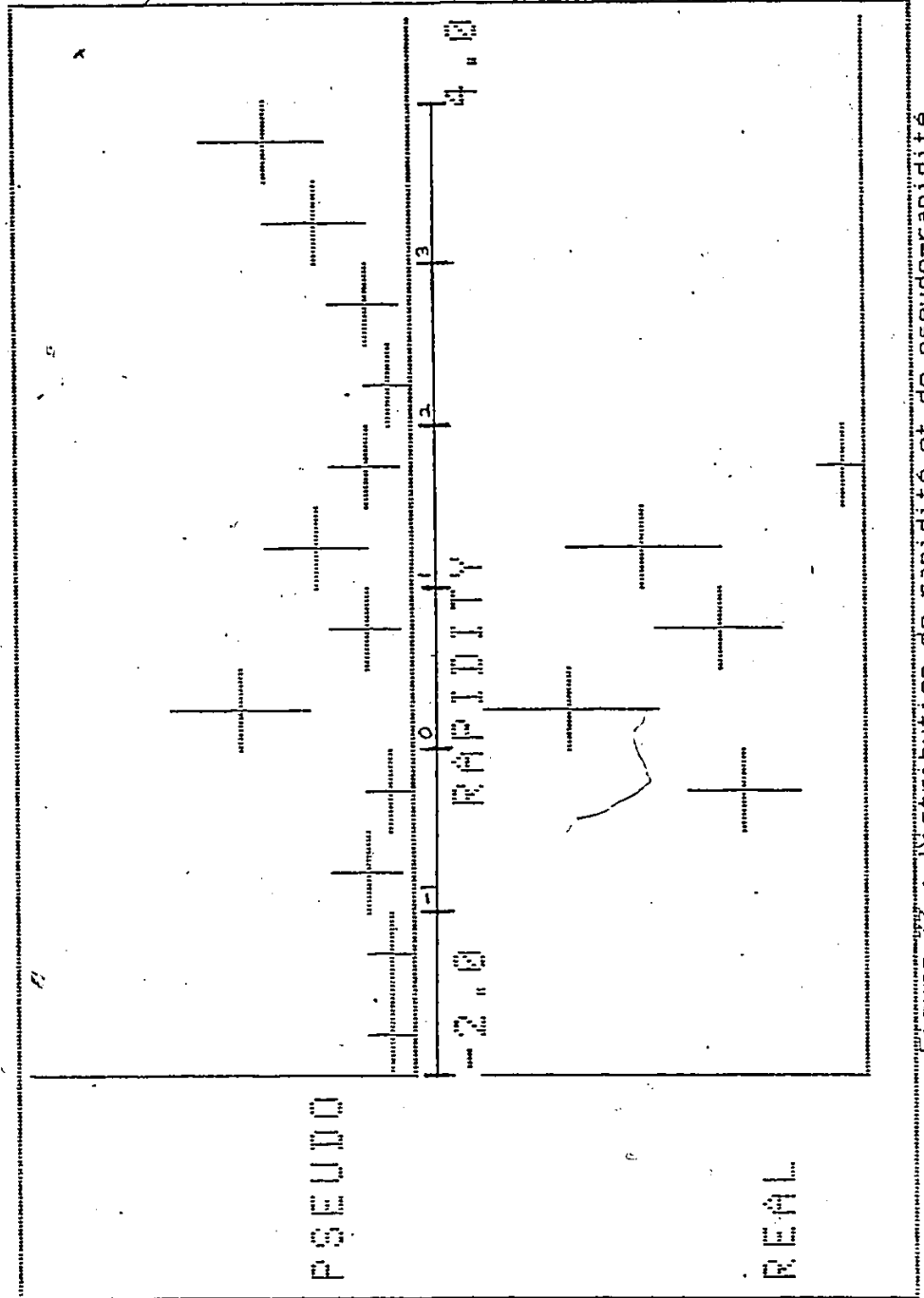


Figure 33 : Distribution de rapidité et de pseudo-rapidité

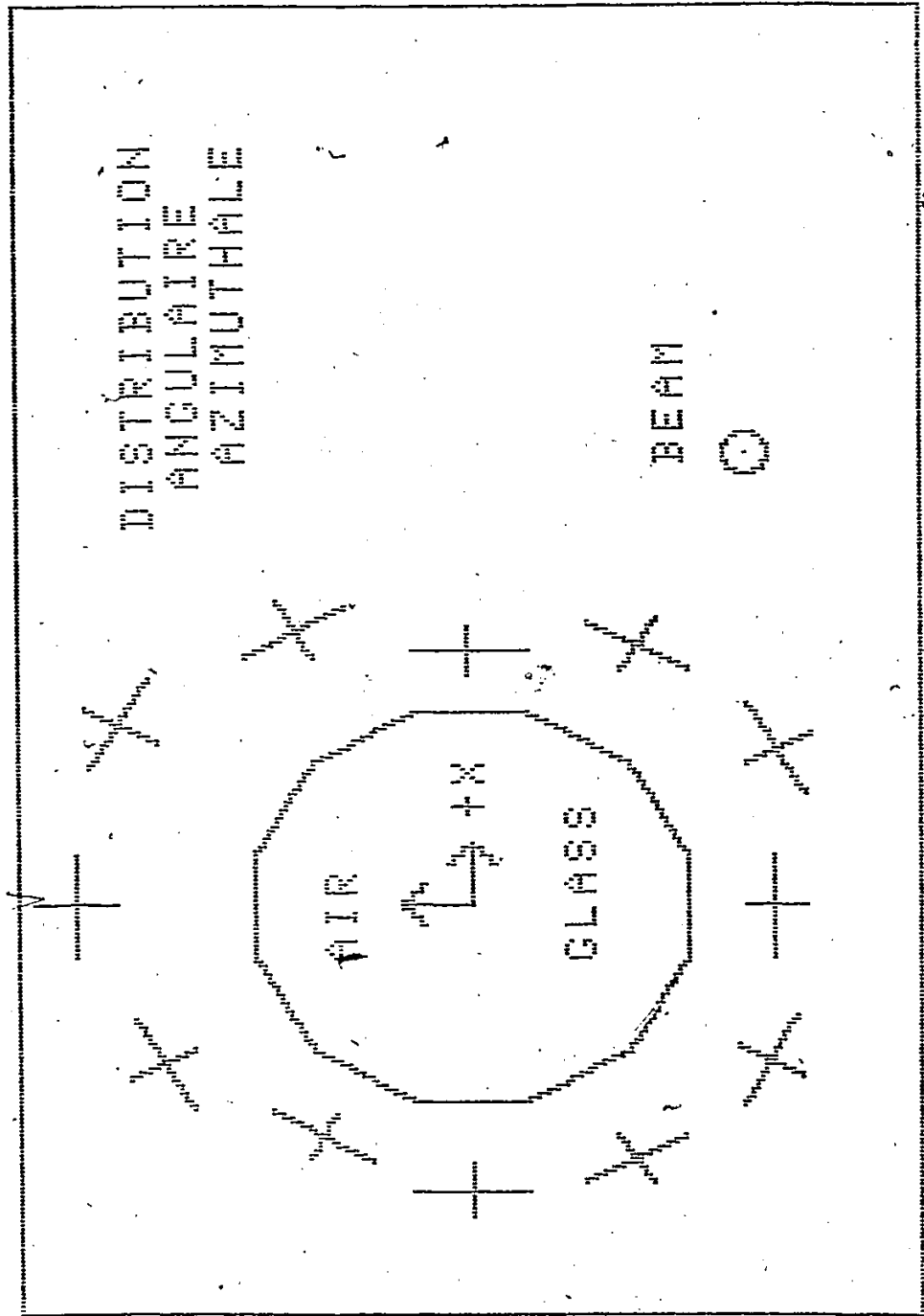


Figure 34 : Distribution selon l'angle azimutal des pions de "5star"

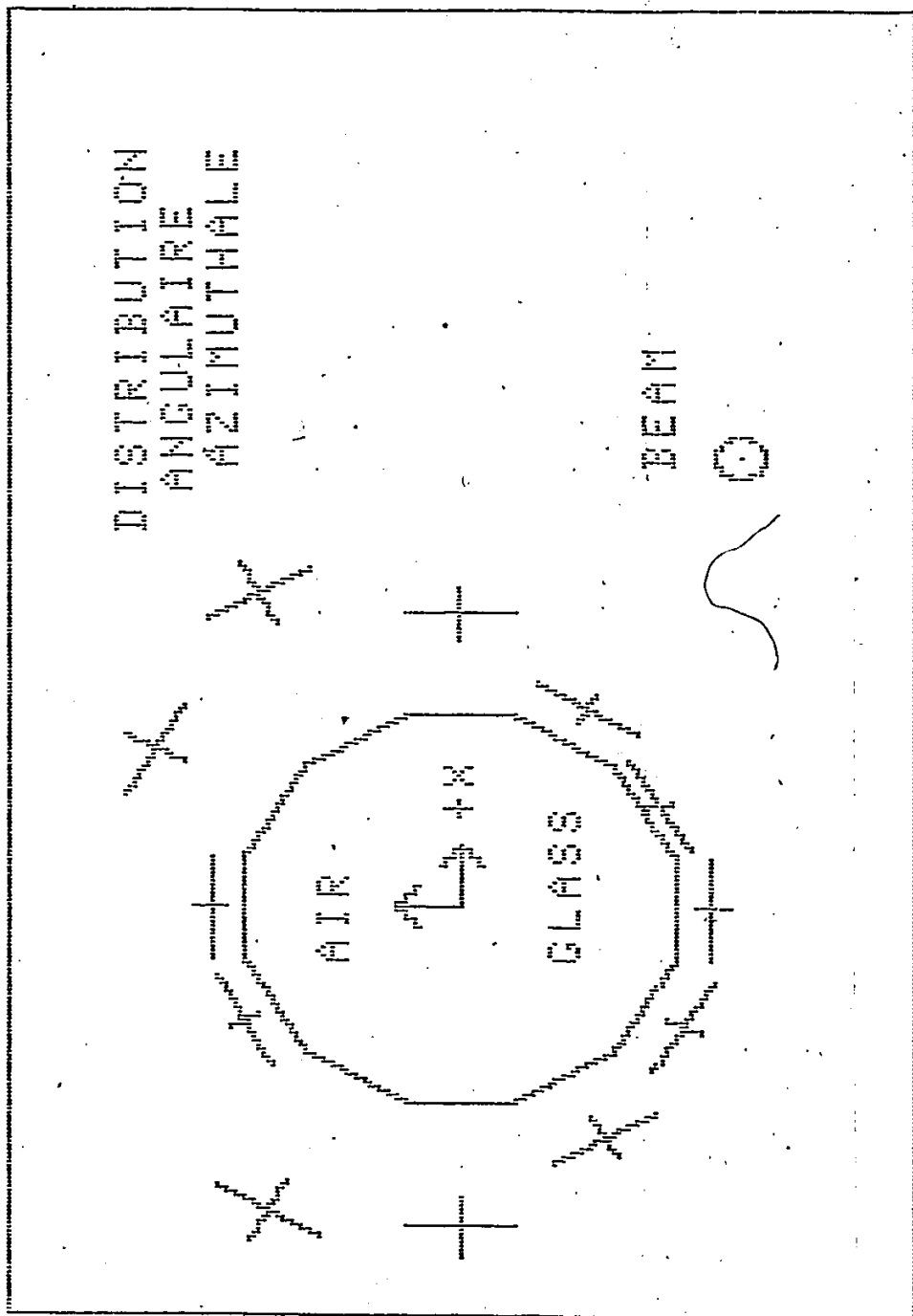


Figure 35 : Distribution selon l'angle azimutal des deutérons
la distance au dodécagone indique le nombre .

TABLE III - Composition des traces chargées

étoile	protons	deut.	tritons & He3	alphas &+lourd	pions	kaons	total
4861	51	8	0	2	8	0	
4240	15	8	0	8	2	0	
3520	29	8	1	5	5	0	
4813	44	11	6	1	19	"1"	
4229	51	12	3	2	17	"1"	
3521	43	12	5	2	31	1	
3964	39	19	7	2	11	0	
3562	38	14	4	3	23	"1"	
5229	42	14	4	1	13	0	
4995	49	14	4	0	20	2	
10star	401	120	34	26	149	6(3sûrs)	736
soit:	54%	16%	4.5%	3.5%	20%	<1%	

il y a 1 électron et s'il vient d'un pi-zéro il y a un positron déguisé en pion dans le même événement .

5star	225	63	22	8	110	3	431
soit:	52%	14.5%	5%	2%	25%	<1%	

"1" signifiant pas encore vérifié

La production de kaons dépasse un par deux événements dans 5star . La prédiction que l'on peut réaliser en utilisant la section efficace moyenne sur tous les paramètres d'impacts mesurée par d'autres groupes [19] est beaucoup moindre . Il est cependant bon de noter qu'ils observent que la section efficace augmente plus vite que le produit des nombres de nucléons impliqués . Nos données semblent donc indiquer que la production de kaons augmente très vite avec l'inélasticité , c'est-à-dire avec le nombre de pions . Il existe des modèles [27] qui expliquent ce fait par la nécessité de disposer de pions pour produire les kaons , car la réaction proton-proton qui amène à la production de kaons est trop lente pour parvenir à l'équilibre . Si cette tendance se maintient , la recherche du plasma quark-gluon par la production accrue de particules étranges pourrait se heurter à un sérieux problème de "background" dû à une augmentation de la densité pion-proton et de l'énergie .

VIII. Conclusion de ce travail

Au chapitre de la technologie , nous avons vu que s'il était facile de monter un système de cible mobile , il n'a pas été possible de vérifier sa précision à mieux , que l'erreur sur le centre apparent d'un "spot" du faisceau soit $\sim 1\text{mm}$. Par contre , le système du télescope a bien fonctionné , établissant pour la première fois le principe d'un système hybride compteurs-émulsion pour la recherche en ions lourds relativistes . Les techniques de mesures nous permettent d'obtenir à peu près toute l'information disponible sur une étoile en une semaine dans les bandes minces d'émulsion exposées horizontalement . La méthode dans son ensemble est donc bonne , la technologie est au point pour une prochaine exposition . Cependant , en termes de temps nécessaire , l'émulsion demeure loin en arrière par rapport aux autres détecteurs .

Une conclusion très intéressante de cette étude est le fait que tandis que deux boules de feu apparaissent dans les événements les plus nombreux qui ont une multiplicité moyenne ou faibles , les valeurs du rapport grand axe/moyen axe tendent vers un pour les multiplicités supérieures à 80 , indiquant qu'il n'y a plus qu'une seule boule de feu . Cependant , ce fait ne permet pas de choisir entre les modèles hydrodynamiques ou de cascade , car tous ces modèles sont en accord avec une plus grande thermalisation de l'énergie pour les paramètres d'impact

faibles . Puisqu'il y a tendance vers une rapidité intermédiaire , nous savons que les nucléons sont "stoppés" par le noyau opposé , mais des effets hydrodynamiques ne se manifesteront que si le libre parcours moyen est effectivement court . L'analyse globale nous permet d'observer certaines tendances hydrodynamiques . Dans le cas de multiplicités moyennes , nous observons très clairement des effets de "bounce-off" , et pour les multiplicité élevées il existe de nombreux indices du "side-splash" . Cependant , nous n'avons encore observé aucun angle d'écoulement supérieur à 45 degrés avec des rapports d'axes significatifs . Puisqu'on observe pas les rapports d'axe ou les angles d'écoulement prévus par la théorie hydrodynamique dans le cas d'un paramètre d'impact nul , nous devons conclure , soit que le modèle hydrodynamique ne s'applique pas à la fraction des événements de plus haute multiplicité , soit que les effets thermiques dominent le comportement hydrodynamique vers la fin de la réaction , soit encore que l'effet de "side-splash" ne se produit pas dans un système asymétrique tel que celui avec lequel nous travaillons (car la théorie hydrodynamique a aussi des incertitudes) . L'observation du "bounce-off" est en accord avec le modèle hydrodynamique et avec les mesures effectuées à plus basse énergie [28] . En résumé : si le "side-splash" n'est pas observé , il n'est qu'imcomplètement prédit et étudié par la théorie dans le cas d'un système asymétrique , notamment à cause de l'effet de "queue dans le laboratoire" produit par une fraction du

noyau d'Argent essentiellement spectatrice ; donc en définitive le modèle hydrodynamique est en bon accord avec l'expérience , mais il est moins testé au grands transferts d'énergie .

Nous avons obtenu des températures pour les différents types de particules à partir des distributions d'énergie transverse . Le fait que ces températures soient en accord avec les distributions d'énergie transverse à 90 degrés pour un échantillon non-biaisé de paramètres d'impact suggère que la région de haute énergie de ces distributions provient des collisions les plus inélastiques . Que les températures des protons et des deutérons sont égales en dedans des erreurs est en accord avec le modèle de coalescence , et la température des pions est en accord avec un découplage de ceux-ci tard dans la réaction , lorsque la température a déjà baissé . Nous obtenons donc des confirmations du modèle de compression-explosion . Rappelons que nous avons $kT(\text{pions})=41\pm 8$ MeV et $kT(\text{deutérons, protons})\sim 105$ MeV . En employant la section efficace vers ces températures cela donnerait des densités de découplage de 2 , et 0.5 fois la densité nucléaire normale respectivement ; bien que ces valeurs sont fortement dépendantes sur des modèles théoriques et très sensibles au erreurs sur la température .

Le fait que la température des protons est beaucoup plus basse que la température que l'on attendrait de $2/3$ des 400MeV par nucléon dans le système de référence du centre de masse ne signifie pas une perte de l'énergie

visible . Ce serait le cas si la distribution était isotropique et exponentielle suivant l'énergie transverse . Comme en fait une bonne partie des particules se situe dans une région où la distribution des particules n'a pas encore rejoint l'assymptote , il est possible que l'énergie moyenne soit très différente de $3/2kT$. La faible température des protons représente seulement une tendance dans le sens d'une énergie visible finale faible .

Nous avons cependant calculé un bilan de l'énergie visible , en incluant toutes les particules chargées . De l'énergie visible initialement (c.a.d. 400MeV c.m.s. fois le nombre de nucléons finalement visibles) , nous observons que 25-30% disparaissent . Cela ne veut pas dire que nous avons découvert un nouvel effet : nous ignorons totalement la forme que prendrait éventuellement l'énergie neutre en plus . Cela ne veut pas dire non plus que nous avons isolé une erreur dans nos mesures : les erreurs , connues , sont statistiques et s'annulent donc en moyenne . Tout ce que nous pouvons dire c'est qu'une méthode simple et somme toute assez logique d'extrapoler la conservation de l'énergie de sa partie visible ne fonctionne pas ; et que cela devrait constituer un avertissement pour les chercheurs en quête de phénomènes spectaculaires à plus hautes énergies . En fait , nous avons même des raisons de penser que le fait d'inclure les neutrons visibles par leur liaison dans un deutéron fausse le bilan d'énergie visible . Puisque les deutérons ont la même température que les protons , ils ont en moyenne la même énergie , répartie moitié-moitié .

entre leurs protons et leurs neutrons , donc un neutron lié à un proton a en moyenne la moitié seulement de l'énergie d'un neutron "libre" dans le cadre du modèle de la boule de feu . Ce qui est vrai pour les deutérons est encore plus vrai pour les fragments plus lourds , ce qui constitue peut-être une explication triviale au phénomène .

L'étude de la corrélation était très prometteuse à priori parce que nous étudions tout l'espace de quantité de mouvement simultanément , contrairement aux autres études [9,10] . Les résultats démontrent que (sauf à la limite pour les pions) l'émulsion ne permet pas de tirer de résultats significatifs sur les corrélations en un temps raisonnable , et que des expériences pour calculer précisément la variation de la corrélation ne devraient pas employer l'émulsion .

Les différences frappantes entre les distributions de rapidité et de pseudo-rapidité sont les reflet de la nécessité de la condition $E \gg m$, que nous savons déjà ne pas être vraie ni pour les pions , ni pour les protons , d'après leurs températures . La pseudo-rapidité représente plus l'angle que la rapidité à cette énergie . Seulement lorsque la température des pions dépassera 140 MeV et que la multiplicité des pions dominera , nous pourrons utiliser la pseudo-rapidité de manière utile .

Le résultat de composition des traces chargées en est un qui peut être très utile dans la conception

d'expérience futures . Les fragments très lourds sont presque absents (2%) ; les assemblages à trois nucléons (5%) , à deux nucléons (15%) , et les protons seuls (52%) sont d'autant plus nombreux qu'ils comprennent moins de nucléons , indiquant que dans un certain sens la totalité des deux noyaux est participante et que la proportion d'un fragment donné est grossièrement proportionnelle à $(1/3)^A$ ($A=1,2,3,\dots$) , ce qui est à peu près en accord avec les modèles de coalescence . La production de pions , inférieure à la prédiction de l'équilibre chimique (25% au lieu de ~50%) est en accord avec les modèles où une fraction de l'énergie est retenue par la compression ou le mouvement collectif . La production de kaons très en dessous de la prédiction de l'équilibre chimique , mais qui ne pourrait avoir lieu si on ne considérait que les collisions NN , est en accord avec un modèle de production par l'intermédiaire des pions [27] .

Suggestions pour une nouvelle expérience

Puisqu'il semble que aux présentes énergies il est possible pour les deux noyaux de se stopper mutuellement , il serait très intéressant de regarder un peu plus haut en énergie pour voir à quel moment la "transparence" se manifeste dans la majorité des collisions centrales . La question de la température limite du "bootstrap" et la possibilité de formation d'un plasma à densité baryonique élevée sont aussi à examiner aux énergies intermédiaires .

L'émulsion peut être un détecteur utile dans la région 2-100 GeV/nucléon à certaines conditions .

Pour ce qui est des mesures de diffusion , la distance disponible est typiquement donnée par l'inverse de l'angle $1 / \chi$ pour une exposition horizontale . Donc l'énergie mesurable va comme $\chi^{3/2}$ alors que l'énergie augmente seulement comme χ . Il n'y a pas de problème en vue de ce côté-là , sauf pour quelques traces plongeantes énergiques pour lesquelles nous avons des problèmes même à l'énergie de la présente étude .

La véritable limitation est que pour utiliser le comptage de grains pour la cinématique , il ne faut pas dépasser un χ moyen de deux . Si l'on veut se contenter de l'identification et de l'angle on peut augmenter le χ d'un pion jusqu'à 10 avant qu'on le confonde avec un proton ; donc pour une température réaliste la valeur de

χ - longitudinal peut aller jusqu'à cinq . Une expérience menée à 6-7 GeV/nucléon pour un système symétrique de noyaux constituerait une région idéale parce qu'on serait assuré d'identifier presque tous les pions , et que s'il se forme une boule de feu centrale dans le centre de masse , on pourra ensuite mener une analyse cinématique puisque

$$\chi \text{ cms vaut } \sqrt{(\gamma_{beam}+1)/2} = \sqrt{\frac{7+1}{2}} = \sqrt{4} \text{ soit environ } 2 .$$

IX. Remerciements

Je remercie le Conseil de la recherche en sciences naturelles et en génie du Canada et la faculté de sciences de l'université d'Ottawa pour leur support financier ; l'institut de physique des particules pour les fonds qui ont été nécessaires au montage de l'expérience 712H ; Le personnel de l'accélérateur et M.M. Krebs et Lothrop en particulier pour leur assistance . Je remercie Claude Fortier pour son travail de thèse qui m'a été d'un secours considérable . Je remercie Saad Faik pour les détecteurs électroniques , et Bill Davidson pour la conception des circuits . Les cours du professeur Hébert , les conversations avec le professeur Hébert et Mme Hébert , Claude Plante , Claude Fortier , Saad Faik ont été aussi utiles qu'enrichissants . Je remercie tous les gens que je viens de nommer et André Thibodeau pour l'excellent développement de l'émulsion auquel je n'ai pas pu participer .

X. Appendice : liste des programmes développés

Sur la PDP-11 , sur le système RT-11

RUN JUL18

réalise les fonctions de console durant une exposition
au faisceau

RUN FIT

montre la position plus probable du "z" à partir
des données du détecteur de vertex

sur la PDP-11 , sur le système multi-usager

RUN PERSPEC

dessinent une étoile en perspective à partir des
données enregistrées dans la filière Snnnn.DAT de
données d'angle et de comptage . Variantes : VUPLONG ,
pour la vue plongeante , COULEURS , pour distinguer
les traces "shower" , grises , et noires .

RUN GPB

affiche les valeurs de p-bêta correspondant aux comptages
de grains

RUN GBETA

construit la filière définitive SnnnnB.DAT

E/EDT Snnnn.DAT ou E/EDT SnnnnB.DAT

à utiliser pour entrer des changements

RUN BR

fourni la vitesse initiale d'après le parcours

RUN VW

calcule p bêta/Z d'après les données fournies au clavier

RUN PAB

Permet d'obtenir par cinématique relativiste les six quantités bêta, gamma, moment cinétique p , énergie E , masse M , p -bêta à partir de n'importe quels deux d'entre eux. On entre zéro pour les quantités que l'on ne connaît pas et que l'on veut trouver. On peut spécifier bêta directement ou par $I/Idip$ entre 1 et 10 ou par g (dip) le comptage par cent microns.

RUN C

représente la trace avec les déviations exagérées. L'échelle indiquée est la pleine échelle (3 pouces) de chaque côté

RUN DIFSYS

représente $Drms$ versus la longueur de cellule.

RUN PARDIF

Idem mais tient compte de la distorsion parabolique.

Sur le mini-ordinateur Best

F1007

affichage de données MCP

FL015

acquisition de données MCP

FL016

relecture de ces données sur disquette .

C, DIFSYS

idem que RUN C, RUN DIFSYS sur la PDP-11

SUBC

idem que RUN PARDIF sur la PDP-11

MULTIC

effectue la routine C et imprime en série pour les traces
d'une même étoile

MULTID

effectue la routine DIFSYS en série

BILANCM2

calcule des paramètres globaux pour une étoile

3DEV

montre telle ou telle sorte de particule dans telle ou telle
étoile en trois dimensions

HYDR

réalise une simulation du modèle hydrodynamique et
montre les résultats .

HYDRF

Comme HYDR , mais enregistre aussi les résultats
sur une filière dans le même format que les données
de l'émulsion .

AZIMUT

Produit la distribution azimutale .

2DREP

Histogramme suivant P1 et Pt .

MINV

Distribution de masse invariante .

TT

Le logarithme de la probabilité fois les facteurs d'espace de phase versus l'énergie transverse . La pente nous donne l'inverse de la température .

LEGO

Montre la distribution angulaire autour de l'axe du faisceau en lego-plot sur le plan des angles suivant X et Z .

LEGORT

Idem mais pour les composantes X et Z de la quantité de mouvement transverse .

LEGOUA1

Moment cinétique transverse pour une région de rapidité spécifiée et un angle azimutal entre 0 et 2π

CORV,CORP,CORA,CORRAP

Corrélations pour ces différentes quantités

PSRAP

histogrammes de rapidité et de pseudo-rapidité

BILANCM2

Evalue plusieurs quantités pour un événement dont on donne le numéro

BILANCM3

Même chose pour un centre de masse différent

PXPZ2

total de p_x, p_z en fonction de la rapidité

XI. Références

- [1] Thèse de doctorat , Claude Fortier , Université d'Ottawa , 1984
- [2] H.H. Gutbrod et al. , Nucl. Phys. A 400 (1983) p.343
- [3] Proposition de l'expérience E-653 au Fermilab
- [4] C.F.Gerald-, Applied Numerical Analysis , Second Edition (1980) p.15
- [5] L.Avan, M.Avan, D.Blanc, J.L.Teyssier, Ionographie, DOIN éditeurs (1973)
- [6] C.F.Powell , F.H.Powler & D.H.Perkins , The study of Elementary Particles by the Photographic Method Pergamon press (1959)
- [7] F.Demers, Ionographie , Les presses universitaires de Montréal (1955)
- [8] S.Nagamiya & M.Gyulassy , Adv. Nucl. Phys. 13 (1984) p.259
- [9] D.Beavis , S.Y.Fung , W.Gorn , A.Huie , D.Keane , J.J.Lu , R.T.Poe , B.C.Shen & G.VanDalen , Phys. Rev. C 27 (1983) p.910
- [10] F.Zarbaksh et al. , Phys. Rev. Lett. 46 (1981) p.1269
- [11] F. Yano & S. Koonin , Phys. Lett. 75B (1978) p. 556
- [12] M. Gyulassy , S.K. Kauffmann & L.W. Wilson , Phys. Rev. C 20 (1979) p.298
- [13] D. Beavis , S.Y.Fung , W.Gorn , D.Keane , Y.M.Liu , R.T.Poe , G.VanDalen & M.Vient , Phys. Rev. Lett. 54 (1985) p.1652

- [14] H.A.Gustafsson et al. , Phys. Rev. Lett. 53(1984)
p.544
- [15] S. Nagamiya , Nucl. Phys. A 400 (1983) p.399
- [16] R. Hanbury Brown & R.D. Twiss , Nature 178(1956)
p.1046
- [17] G.Baroni et al. , Nucl. Phys. B103(1976) p.213
- [18] S.Nagamiya et al. , Phys. Lett. B18(1979) p.147
- [19] S. Schnetzer , M.-C.Lemaire , R.Lombard , E.Moeller ,
S.Nagamiya , G.Shapiro , H.Steiner & I.Tanihata ,
Phys. Rev. Lett. 49(1982) p.989
- [20] S.Nagamiya & M.Gyulassy , Adv. Nucl. Phys. 13(1984)
p.286
- [21] S.Nagamiya , J.Randrup & T.J.M.Symons , Annual
Review of Nuclear and Particle Science 34(1984)
p.161
- [22] R.Stock et al. , Phys. Rev. Lett. 49(1982) p.1236
- [23] L.D.Landau & E.M.Lifshitz , Fluid mechanics ,
Pergamon press (New York 1959) pp499-506
- [24] F.H. Harlow , A.A.Amsden & J.R.Nix , Journal of
computational physics 20(1976) p.119
- [25] Quark matter: '83 and beyond , Comm. Nucl. Part. Phys.
14(1985) p.89
- [26] La section efficace pp monte à basse énergie
voir "Review of particle properties" dans
"Review of modern physics" (1984) p.70
- [27] T.R.Halemane & A.Z.Mekjian , Phys. Rev. C25(1982)
p.2398
- [28] H.A.Gustafsson et al. , Phys. Rev. Lett. 52(1984)
p.1590

- [29] G.Buchwald , G.Graebner , J.Theis , J.Maruhn ,
W.Greiner , Phys. Rev. Lett. 52(1984) p.1594
- [30] D.Beavis et al. , Phys. Rev. Lett. 54(1985) p.1652
- [31] Les mots ne sont peut-être pas exactement ceux-là.
sera publié dans XXIth Ettore Majorana Summer School
(PLENUM)
- [32] C.Plante & J.Hébert , Nucl. Ins. Meth. A235(1985)
p.561
- [33] W.D.Myers , Nucl. Phys. A296(1978) p.177
- [34] Y.Afek , G.Berlad , A.Dar , E.Eilam ,
Phys. Rev. Lett. 41(1978) p.849
- [35] J.Hufner & J.Knoll , Nucl. Phys. A290(1977) p.460