

INSTITUT DE PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES, SERPUKHOV
Rapport IFVE SEF/STF/OP/SKU 68-56K

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00100583

POSSIBILITES DE REALISATION DES EXPERIENCES NEUTRINO
AUPRES DE L'ACCELERATEUR DE L'IFVE

(Projet)

V.N. Bolotov, L.N. Gerdyukov, S.S. Gershtejn,
P.A. Gorichev, I.A. Danil'chenko, M.N. Devisheva,
M.I. Devishev, S.P. Denisov, E.P. Kistenev,
E.P. Kuznetsov, V.N. Lededev, V.V. Makeev,
S.N. Parshikura, A.V. Samojlov, V.A. Titov,
V.N. Folomeshkin, I.R. Yampol'skij

Serpukhov, 1968

Traduit au CERN par A. Golovanoff
(Original : russe)

(CERN trans. 69-26)

Genève
Novembre 1969

TABLE DES MATIERES

	<u>N° page</u>
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I</u>	
<u>Spectres de neutrinos auprès de l'accélérateur de l'IFVE et principaux éléments du canal neutrino</u>	8
1.1 Spectres de neutrinos et détermination de la disposition optimale des principaux éléments du canal neutrino	10
1.2 Evaluation des paramètres du système de focalisation	14
1.3 Méthodes expérimentales de détermination du spectre de neutrinos	16
1.4 Différentes possibilités des systèmes de transport de faisceau	26
1.5 Blindage contre les mésons μ	31
1.6 Blindage contre les radiations du canal neutrino	33
1.7 Possibilités de réalisation de faisceaux monochromatiques de neutrinos	38
<u>CHAPITRE II</u>	
<u>Détecteurs proposés pour l'expérience neutrino</u>	44
2.1 Chambre propane-fréon SKAT	44
.1 Construction de la chambre	44
.2 Précision de mesure des impulsions et possibilités d'identification des particules dans la chambre SKAT	45
.3 Bruit de fond lors du déroulement de l'expérience neutrino avec la chambre SKAT	50
2.2 Chambre à étincelles magnétique	56
.1 Construction de la chambre à étincelles	56
.2 Identification des particules dans la chambre à étincelles	64
2.3 Blocs des paquets d'émulsions nucléaires	68

	<u>N° page</u>	
<u>CHAPITRE III</u>	<u>Différentes possibilités d'études en physique du neutrino à l'IFVE</u>	75
3.1	Remarques générales	75
3.2	Boson W	79
3.3	Recherche du méson B	88
3.4	Réactions quasi-élastiques neutrino sur nucléon	91
3.5	Réactions inélastiques avec formation d'un pion	101
3.6	Section efficace totale inélastique du neutrino	106
3.7	Formation d'hypérons et de résonances hyperoniques	111
3.8	Vérification des hypothèses de conservation du courant vectoriel (CVC) et de la conservation partielle du courant axial (PCAC)	117
3.9	Interactions lepton-lepton	120
3.10	Recherche des leptons "lourds"	126
<u>CHAPITRE IV</u>	<u>Possibilités d'études avec les mésons μ</u>	134
<u>ANNEXE I</u>	<u>Formules de calcul des spectres des mésons π et K et des neutrinos</u>	137
<u>ANNEXE II</u>	<u>Calcul préliminaire du blindage</u>	140
<u>ANNEXE III</u>	<u>Calcul du bruit de fond dans l'enregistrement des modes de désintégration leptonique du boson W</u>	144
<u>REFERENCES</u>		150

INTRODUCTION

Les expériences de neutrinos constituent l'une des principales directions des recherches réalisées actuellement auprès des accélérateurs de haute énergie. La possibilité de ces expériences a été indiquée pour la première fois par B.M. Pontecorvo ^{/1/} et M. Schwartz ^{/2/}. Auparavant, cette question a été examinée par M.A. Markov et ses collaborateurs, ainsi que par K. Kowen (cf M.A. Markov "Neutrino" ^{/3/}).

Le programme des études du neutrino est exposé, pour l'essentiel, dans les travaux /1, 4, 5, 6/. Les premières expériences de neutrinos de hautes énergies ont été réalisées à Brookhaven ^{/7/}; puis, en 1962-65, une série d'expériences avec des faisceaux de neutrinos et antineutrinos se sont déroulées auprès des accélérateurs du CERN, de Brookhaven et d'Argonne /8-19/.

Les expériences neutrino ont considérablement élargi nos concepts sur la physique de l'interaction faible et ont permis d'établir plusieurs faits fondamentaux :

- a) confirmation de l'existence de deux variétés de neutrinos ν_{μ} et ν_e ;
- b) vérification de la loi de conservation de la charge leptonique;
- c) il est établi que la masse du boson W vectoriel, qui transporte l'interaction faible, ne peut pas être inférieure à 2 GeV;
- d) confirmation expérimentale de la théorie universelle V-A des interactions faibles pour les réactions élastiques du neutrino aux énergies élevées;

- e) on a obtenu des données sur les facteurs de forme nucléoniques pour les interactions faibles;
- f) il est établi que les processus inélastiques avec formation d'un pion se déroulent, principalement, sur l'isobare N^* ($3/2, 3/2$);
- g) on a obtenu les limitations des valeurs des courants neutres dans les interactions faibles, etc.

Dans l'étape suivante des expériences de neutrinos, il s'agit d'obtenir une meilleure précision et de prendre pied dans le domaine des énergies et des impulsions transférées plus élevées. L'augmentation de l'énergie et de l'intensité des faisceaux de neutrinos permettra d'aborder l'étude d'un nouveau type de réactions d'interactions faibles (provoquées en particulier par les interactions lepton-lepton).

L'entrée en service de l'accélérateur de protons de 70 GeV de l'IFVE augmente ces possibilités.

Dans l'actuel projet d'expérience neutrino à l'IFVE :

- a) on considère les résultats du calcul préliminaire des spectres des neutrinos de l'accélérateur et les possibilités d'obtenir des faisceaux monochromatiques;
- b) des schémas concrets de transport du faisceau de protons et de formation du faisceau de neutrinos sont proposés;
- c) les paramètres des principaux équipements dont l'utilisation est prévue dans l'expérience neutrino sont indiqués;
- d) on examine les possibilités d'expériences à l'IFVE.

Dans l'expérience neutrino de l'IFVE, on prévoit d'utiliser la chambre à bulles au propane-fréon SKAT, d'un volume photographié de $\sim 6 \text{ m}^3$, une chambre à étincelles d'un poids utile de $\sim 300 \text{ t}$ et des émulsions nucléaires d'un volume atteignant 100 litres.

Avec l'utilisation de ces équipements, les paramètres du spectre de neutrino de l'accélérateur de l'IFVE permettront de progresser considérablement dans l'étude des questions relatives à la physique de l'interaction du neutrino. Les principaux problèmes de la physique du neutrino et de l'antineutrino auprès de l'accélérateur de l'IFVE peut être formulés de la façon suivante :

A. Questions générales de la théorie de l'interaction faible :

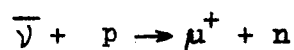
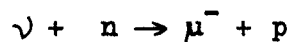
1. Recherche du boson vectoriel intermédiaire. La limite de masse du boson peut être élevée à $\sim 6 \text{ GeV}/c^2$.
2. Recherche du méson B .
3. Recherche des courants neutres (en particulier dans la réaction $\nu + p \rightarrow \nu + p$).
4. Vérification du caractère local des interactions faibles.
5. Etude de la grandeur de la section efficace totale inélastique de l'interaction du neutrino avec les nucléons. Les données expérimentales obtenues à ce jour indiquent une croissance linéaire de la section avec l'énergie du neutrino jusqu'à 4 GeV. Pour des énergies plus grandes, les erreurs statistiques ne permettent pas de tirer de conclusions. Il est possible dans l'expérience auprès de l'accélérateur de l'IFVE d'avancer dans l'étude de

la valeur de la section totale jusqu'à des énergies de ~ 50 GeV.

6. Etude de l'invariance T dans la désintégration des particules polarisées ou d'après la diffusion des particules avec spin. La valeur de la violation de l'invariance T peut atteindre, selon certaines estimations, 30 % /24/. Dans ce cas, le problème peut être étudié auprès de l'accélérateur de l'IFVE.
7. Vérification du respect de la règle $\Delta Q = \Delta S$ et $\Delta S \leq 1$ aux hautes énergies dans les réactions de formation des particules étranges.

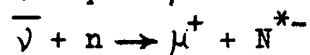
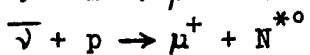
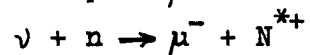
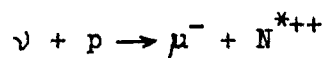
B. Interaction des leptons avec les hadrons et structure des hadrons

8. Etude détaillée des réactions élastiques :

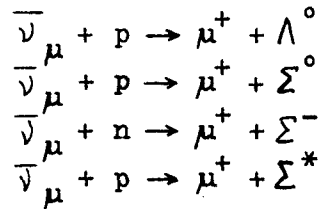


portant sur les sections élastiques et la détermination des facteurs^{de} forme des nucléons. Actuellement, nous ne disposons que des résultats pour $q^2 \leq 1$ (GeV/c)². A l'IFVE, ce problème pourra être étudié jusqu'à $q^2 \simeq 20$ (GeV/c)².

9. Etude des réactions avec formation de résonances hadroniques (en particulier avec apparition d'isobare) :



10. Etude des réactions de formation des hyperons et des résonances hyperoniques dans les faisceaux d'antineutrinos:



11. Vérification des hypothèses de conservation du courant vectoriel (CVC) et de la conservation partielle du courant axial (PCAC).
12. Etude des processus d'interaction faible des résonances possibles seulement dans les réactions avec neutrino. Cela est vrai en particulier pour N^{*} , ρ , ω et d'autres états résonants.

C. Interaction lepton-lepton et nombres quantiques des leptons

13. Confirmation de la non-identité du neutrino électronique et du neutrino muonique. Pour le moment, ce fait est confirmé jusqu'à une énergie de neutrinos de ~ 6 GeV avec une précision de 1 %. L'accélérateur de l'IFVE permettra de poursuivre cette vérification jusqu'à ~ 20 GeV/c.
14. Confirmation de la conservation du nombre leptonique aux énergies plus élevées.
15. Création directe de paires leptoniques $\mu^{+}\mu^{-}$ (vérification de l'existence de courants "diagonaux" dans l'interaction faible).

16. Création directe de paires μ^+e^- , μ^-e^+ (vérification de l'existence de nombres quantiques multiplicatifs des leptons).
17. Recherche de la réaction $\nu_e \ell \rightarrow \nu_e \ell$.
18. Recherche de la réaction $\nu_\mu \ell \rightarrow \nu_\mu \ell$.

D. Recherche des particules "extraordinaires"

(par exemple leptons "lourds" /20-23/, des mésons K^0 "miroirs" /118/. S'il existe, le lepton lourd peut être découvert auprès de l'accélérateur de l'IFVE avec une masse atteignant ~ 3 GeV.

Dans la suite de l'exposé sur l'expérience neutrino, certains de ces problèmes seront examinés plus en détail (Ch. III).

Des progrès notables dans la résolution des problèmes cités ne peuvent être réalisés qu'à l'issue de l'acquisition d'un volume important de données statistiques. Ainsi, pour que des résultats soient obtenus dans la recherche du boson W d'une masse atteignant $6 \text{ GeV}/c^2$, du lepton lourd jusqu'à $3 \text{ GeV}/c^2$, dans l'étude des réactions élastiques jusqu'à $q^2 \sim 20 (\text{GeV}/c)^2$, des sections totales jusqu'à 50 GeV, et dans les tentatives d'enregistrement de la réaction lepton-lepton, etc., il faut poursuivre les expositions dans les chambres à bulles et à étincelles, pendant 10^6 cycles d'accélération (~ 2400 h) avec une intensité de 10^{13} protons par impulsion. L'élargissement du programme des études du neutrino - exposition dans un faisceau d'antineutrinos, études sur les faisceaux de neutrinos monochromatiques et dans l'hydrogène liquide - exigera l'utilisation d'un temps d'accélérateur considérable. Le principal problème dans la réalisation du programme neutrino

complet réside dans l'augmentation de l'intensité de l'accélérateur jusqu'à 10^{13} - 10^{14} protons par impulsion.

L'exposé du présent rapport est conçu selon le plan suivant : dans le chapitre I, on expose les résultats des calculs préliminaires des spectres de neutrinos auprès de l'accélérateur de l'IFVE et on considère les différentes expériences de mesure des spectres des neutrinos. Dans le même chapitre, on trouvera la description des principaux éléments du canal neutrino : systèmes de transport, cibles, dispositifs de focalisation et blindages.

Le chapitre II contient les principaux paramètres des appareils d'enregistrement que l'on prévoit d'utiliser dans l'expérience neutrino.

Le chapitre III est consacré à l'analyse des différentes expériences possibles auprès de l'accélérateur de l'IFVE.

Le chapitre IV étudie les possibilités d'une expérience à mésons μ de haute énergie.

CHAPITRE I

Spectres de neutrinos auprès de l'accélérateur de l'IFVE
et principaux éléments du canal neutrino

Nous examinons dans notre proposition une variante d'organisation d'une expérience neutrino avec utilisation, en qualité de détecteurs, de la chambre à bulles au propane-fréon SKAT construite à l'IFVE d'un volume photographié d'environ 6 m^3 , d'une chambre à étincelles d'un poids utile d'environ 300 t, et de paquets d'émulsions d'un volume atteignant 100 litres.

Les estimations montrent que la chambre à hydrogène d'un volume d'environ 10 m^3 (Mirabelle) peut être utilisée d'une façon très efficace pour les études des neutrinos d'une énergie atteignant 10 GeV. Toutefois, dans la phase initiale des études, on ne prévoit pas d'utiliser la chambre à hydrogène.

On prévoit de former la principale partie du canal neutrino dans la galerie qui part du hall expérimental. Les calculs préliminaires des distances optimales entre la cible et la chambre SKAT et de la longueur du canal de désintégration correspondant à un flux maximal de neutrinos montrent que la cible doit être distante d'environ 200 m de la chambre pour une épaisseur du blindage de l'ordre de 50 m. Le faisceau de protons est alors transporté de l'accélérateur à la cible sur une distance d'environ 270 m.

Indépendamment du choix de la direction d'éjection du faisceau de protons, le canal neutrino sera constitué des principaux éléments suivants (voir Fig. 1) :

- a) zone d'éjection du faisceau de protons de l'accélérateur;
- b) zone de formation et de transport du faisceau de protons vers la cible;
- c) station de cible disposée à environ 200 m de l'extrémité de la galerie. Cette zone comporte la cible et les équipements de focalisation;
- d) le canal de désintégration d'une longueur d'environ 150 m;
- e) le blindage de 50 m de fer des appareils de mesure contre les mésons μ . Lors de l'utilisation dans l'expérience de la chambre à étincelles de 300 t, la configuration du blindage change et la chambre à étincelles joue partiellement un rôle de blindage pour la chambre à bulles (voir Fig. 2);
- f) dans le blindage des mésons μ , on prévoit un canal rempli de mercure permettant d'obtenir (en vidant le canal) un faisceau de mésons μ et des canaux pour l'appareillage d'enregistrement des mésons μ ;

- g) une zone occupée par les détecteurs : chambre SKAT, chambre à étincelles et chambre à émulsions;
- h) pour les expériences de détermination du spectre de neutrinos, on prévoit d'installer dans la galerie des détecteurs tels que : compteurs Čerenkov, compteurs à scintillations et compteurs défecteurs dans les sections suivant le horn et avant la cible - dans la zone d'éjection lente du faisceau de protons;
- i) dans la galerie, le long de sa face nord, on prévoit d'installer les alimentations pulsées des équipements de focalisation, des lentilles et des aimants correcteurs.

1.1 Spectres de neutrinos et détermination de la disposition optimale des principaux éléments du canal neutrino

Les calculs préliminaires des spectres de neutrinos auprès de l'accélérateur de l'IFVE ont été effectués par N.V. Alekseev et coll. / 25 /.

Les spectres neutrinos dépendent essentiellement de la forme des spectres des mésons π et K qui se forment pour des énergies de protons identiques ou différentes. A l'heure actuelle, on dispose seulement de données expérimentales jusqu'à une énergie de protons d'environ 30 GeV.

Les spectres des mésons prévus à partir de protons de 70 GeV peuvent être obtenus par une extrapolation des données existantes, sur la base des règles empiriques et des représentations de modèles. Les prévisions de ces modèles sont voisines dans la zone de la partie "molle" du spectre secondaire (plus exactement dans la zone du maximum du spectre), mais elles divergent sensiblement dans la partie "dure".

Ainsi, la formule bien connue de Cocconi /26/, fondée sur des considérations statistiques, rend compte assez bien des données expérimentales sur la production des particules secondaires aux grands angles ($> 5^\circ$), mais donne des productions trop faibles aux petits angles pour $E \sim E_0$.

Dans le travail /27/, on souligne le rôle important du mécanisme isobare dans la formation des particules secondaires dans le domaine des impulsions transmises faibles. Ce mécanisme conduit à une augmentation sensible de la probabilité de production des mésons de haute énergie aux petits angles par rapport aux prévisions du modèle statistique. C'est pourquoi les productions des mésons π^+ et K^+ , obtenues par la formule de Cocconi, peuvent être, semble-t-il, considérées comme des limites inférieures (cela s'applique particulièrement à la partie "dure" du spectre).

Trilling ^{/28/} a proposé une formule tenant compte des modèles isobares et statistiques de formation des particules secondaires.

La formule proposée par Ranft ^{/29-30/} constitue une certaine modification de la formule de Trilling. En présence d'un grand nombre de paramètres, elle rend compte un peu mieux des données expérimentales jusqu'à 30 GeV.

Nous avons aussi effectué des calculs selon le modèle statistique à deux températures proposé par J. Wayland et T. Bowen ^{/31/}.

La comparaison des productions de mésons π^\pm , K^\pm , calculée selon les formules de Trilling, de Ranft et du modèle à deux températures pour $E_0 = 70$ GeV (voir annexe 1) montre que les prévisions de ces formules pour les spectres des mésons π^\pm , K^\pm concordent approximativement. Les données nécessaires pour le calcul des spectres des mésons K^- pour le modèle à deux températures font défaut.

A titre de comparaison, nous avons calculé les spectres de neutrinos en utilisant les quatre modèles cités. Il faut remarquer qu'il n'existe pas à l'heure actuelle d'argument de poids en faveur de l'une ou l'autre des formules pour le calcul des spectres aux énergies d'environ 70 GeV. Dans la référence ^{/30/}, Ranft remarque qu'il est préférable d'utiliser la formule de Trilling dans le domaine des hautes énergies.

Les calculs des spectres neutrinos ont été exécutés dans des conditions "idéales", dans l'hypothèse que les particules secondaires sont formées sur une source ponctuelle et que le faisceau issu du système de focalisation atteint le détecteur sous forme de fil. On a fait varier dans ces calculs la distance de la cible au détecteur et la longueur du canal de désintégration (distance au bord du blindage). Ces calculs permettent de supposer que la distance optimale de la cible au détecteur (chambre à bulles) sera d'environ 200 m pour une longueur du canal de désintégration de 250 m (voir Fig. 3). Les spectres idéaux de neutrinos, calculés par les différentes formules pour des spectres de mésons π^- et K correspondant aux distances optimales, sont représentés sur la Fig. 4.

Les calculs préliminaires avec les dispositifs réels de focalisation de type horn ont montré que l'utilisation de ces systèmes permettra d'obtenir un spectre neutrino presque idéal.^{/25/} Cela permet de comparer les spectres prévus auprès de l'accélérateur de l'IFVE aux spectres neutrinos obtenus au CERN. Il apparaît sur la Fig. 4 que l'on peut s'attendre, à l'IFVE, à des flux de neutrinos dix fois plus intenses que ceux obtenus au CERN en 1965 dans la ^{/18/} gamme d'énergies inférieures à 10 GeV et de disposer d'une bonne proportion de neutrinos d'énergies encore jamais atteintes sur d'autres accélérateurs. Il faut toutefois remarquer que, grâce à un taux de répétition des cycles plus élevé et une augmentation de l'intensité de l'accélérateur du CERN, les flux de neutrinos par seconde dans la zone d'énergies jusqu'à environ 6 GeV seront comparables.

1.2 Evaluation des paramètres du système de focalisation

Le faisceau naturel de mésons issu de la cible présente une distribution angulaire assez large (l'angle moyen de sortie du pion est égal à $\sim 0,3/E$). On obtient une augmentation considérable de l'intensité du flux de neutrinos par une focalisation du faisceau de mésons.

Plusieurs équipements de focalisation sont proposés pour la focalisation du faisceau de mésons /32-34/. Dans les premiers travaux, on a utilisé un horn magnétique constitué de deux surfaces coniques conductrices, entre lesquelles un champ magnétique était excité. Le champ dévie vers l'axe du horn les mésons de même signe, augmentant ainsi la probabilité de l'arrivée dans le détecteur des neutrinos formés par leur désintégration.

Dans les expériences neutrino actuelles du CERN, on utilise un système composé de trois éléments focalisants : horn et deux "réflecteurs". Chaque élément de la série, disposé à une distance importante de la cible, est de grandes dimensions et corrige le faisceau de mésons formé par le précédent. Le degré de focalisation permis par ces équipements est presque idéal.

Les estimations préliminaires des paramètres du système de focalisation pour des mésons π et K , à une énergie de protons de

70 GeV, ont été effectuées dans la référence /25/.

Les calculs ont montré que des dispositifs de type horn peuvent permettre une focalisation assez efficace des mésons sur le détecteur dans l'intervalle d'impulsions de 5 à 50 GeV/c.

On prévoit par la suite d'effectuer les calculs des paramètres du système de focalisation optimale avec une possibilité d'utiliser des réflecteurs /34/ installés dans le canal de désintégration.

L'estimation des paramètres du horn montre que l'inductance du système de focalisation du type horn sera de l'ordre de 3 μH , ce qui pour un courant d'environ 400 kA donne une énergie emmagasinée totale de ~ 250 kJ. Les réflecteurs ont une énergie plus faible. Si l'on tient compte des pertes dans les communications, les commutateurs et les inductances parasites des batteries de condensateurs, on peut prévoir que l'énergie totale d'alimentation du système de focalisation atteindra 300-400 kJ. Dans le cas où l'on utiliserait un condensateur standard IM 50/3, la batterie devra en comporter 90 à 120, ce qui avec une disposition homogène exigera une surface d'environ 50-100 m^2 . Il est clair que le système des condensateurs avec l'appareillage de commutation doit être installé au voisinage des équipements correspondants, directement dans la galerie.

1.3 Méthodes expérimentales de détermination du spectre de neutrinos

Une connaissance précise du spectre neutrino a une importance décisive sur l'interprétation correcte des résultats des expériences. Les indéterminations dans le spectre entraînent des erreurs sur les valeurs des sections efficaces des différentes réactions et sur les valeurs des facteurs de forme axiaux tirés de l'analyse des données sur l'interaction élastique et avec production d'un seul pion, etc.

Une exploitation rationnelle des résultats de l'expérience neutrino et des données plus précises peuvent être obtenues lorsque l'on connaît le spectre avec une précision de $\sim 10\%$.

Différentes méthodes ont été utilisées pour la détermination du spectre neutrino à Brookhaven et au CERN : mesures du flux de mésons μ dans le blindage; calculs des spectres neutrino d'après les distributions angulaires et d'impulsions des mésons π^\pm et K^\pm , mesurées sur des cibles minces et longues; études des spectres des mésons π^\pm et K^\pm sur des cibles réelles placées dans une chambre à bulles; détermination du spectre neutrino d'après les événements élastiques neutrino à faible transmission q^2 .

La méthode de détermination du spectre neutrino à partir de la mesure du flux de mésons μ dans le blindage a été utilisée à Brookhaven /35/. La méthode de définition du spectre de neutrinos

revenait à mesurer le spectre différentiel des mésons μ , à déterminer d'après ces données le spectre des pions et des kaons et enfin à calculer le spectre de neutrinos. Les nombreux inconvénients de cette méthode ont entraîné ^{/35/} une indétermination de l'ordre de 50 % dans le spectre de neutrinos dans l'intervalle 1-10 GeV.

Il convient de remarquer que dans la suite du calcul du spectre de neutrinos, comme le remarquent les auteurs, les erreurs dues à une connaissance imprécise de l'efficacité d'absorption et de diffusion des mésons dans les éléments du horn sont négligeables par rapport aux erreurs sur la forme du spectre des mésons π et K.

D'autres méthodes de détermination du spectre de neutrinos sont liées à la mesure des spectres des pions et des kaons formés sur les cibles utilisées dans les expériences neutrinos.

Au Laboratoire d'Argonne ^{/36/}, les spectres des mésons π et K étaient déterminés sur une cible réelle à l'aide d'un spectromètre composé d'un aimant et de compteurs à scintillations et Čerankov. La précision obtenue dans la détermination des sections transversales différentielles atteignait $\pm 10\%$ du fait des erreurs sur le flux de protons (feuille activée : 5 %), de la diffusion multiple (1-3 %), des corrections pour absorption de la cible (3-5 %), etc.

Au CERN, les distributions angulaires et en impulsions des mésons π et K étaient mesurées sur une cible réelle, placée dans la chambre à bulles. Les difficultés liées à la mesure des impulsions des particules à haute énergie et à la séparation des mésons π , K et des protons aux hautes énergies, n'ont pas permis de déterminer le spectre de neutrinos dans le domaine < 5 GeV avec une précision meilleure que $\pm 30\%$, et $\pm 50\%$ dans le reste du spectre énergétique /18/.

Dans le travail de Plass et coll /37/, on propose une méthode de mesure du flux des mésons π et K par des méthodes qui évitent certaines erreurs propres aux méthodes précédentes. La première méthode consiste à déterminer la composition et les paramètres des particules dans le canal de désintégration directement pendant le déroulement de l'expérience neutrino. On propose de prélever une partie des particules du canal de désintégration au moyen d'un aimant spécial constitué de deux bandes de cuivre, afin de perturber au minimum le flux destiné à l'expérience. Les particules extraites sont sorties du blindage et analysées par des compteurs de Čerenkov différentiels ou à seuil. Les auteurs pensent que cette méthode peut améliorer considérablement la précision de notre connaissance du flux de neutrinos. Tous les effets introduits par le horn seront ainsi automatiquement pris en considération. Toutefois, le fait que la source soit anisotrope introduira une certaine indétermination dans les distributions en angles et en impulsions.

Le deuxième procédé proposé dans ce travail prévoit d'effectuer les mesures à l'aide d'un système de compteurs de Čerenkov et à scintillations sur un faisceau de protons extrait par éjection lente. On prévoit que le système d'aimants de déflexion spéciaux et le déplacement du système des spectromètres permettront d'étudier la composition du faisceau dans des intervalles angulaires larges avec une précision d'au moins 10 %.

Détermination du spectre de neutrinos dans l'expérience proposée

Pour l'exécution de l'expérience neutrino à l'IPVE, on propose d'appliquer différentes méthodes de détermination du spectre de neutrinos : utilisation des données des expériences électroniques de production, étude du flux de mésons μ dans le blindage, données sur les réactions élastiques avec des petits q^2 .

i) Expériences de production

Les données relatives aux distributions en angles et en impulsions des mésons π et K et leur production sur les cibles minces et réelles peuvent être directement utilisées pour le calcul des spectres neutrinos et se révèlent indispensables pour l'utilisation des autres méthodes.

Avant le début de l'expérience neutrino à l'IPVE, les productions des particules sur des cibles internes auront été mesurées pour

les paramètres suivants :

$$20 \text{ GeV} \leq E_0 \leq 76 \text{ GeV}; \quad 0,5 E < E < 0,9 E_0.$$

$$\theta_{\min} = 0; \quad \theta_{\max} \sim 1 - 3^\circ \quad (\text{en fonction de } E_0).$$

L'expérience se déroulera sur une cible interne mince. S'il existera un faisceau de protons produit par extraction lente ou si l'on parvient à extraire des protons diffusés par diffraction sur une cible interne dans les canaux existants, il sera possible d'élargir considérablement l'intervalle de E et θ (pour E_0 fixé).

Comme on prévoit d'utiliser dans l'expérience neutrino une cible d'environ 1-2 m de longueur, les résultats obtenus dans les expériences de production avec des cibles minces peuvent être utilisés seulement pour l'estimation du spectre ν puisque la conversion de la cible mince à la cible longue ne peut être effectuée avec une bonne précision. Aussi est-il indispensable de procéder à une expérience de production spéciale. Les données les plus précises et les plus sûres concernant les productions de mésons K et π peuvent être obtenues à l'aide des méthodes électroniques mettant en oeuvre des compteurs de Čerenkov et à scintillations et un spectromètre magnétique. Le schéma de l'expérience avec utilisation des compteurs à seuil est représenté sur la Fig. 5. Il est possible d'utiliser aussi un compteur

différentiel à pouvoir de séparation élevé. Il faut alors que le faisceau soit formé avec une divergence inférieure à 10^{-3} rad. Il serait intéressant d'organiser l'expérience sur la trajectoire du faisceau de protons du canal neutrino (voir point 14 du présent chapitre et Fig. 1). Si l'on utilise dans l'expérience l'éjection "B", il est possible de transporter dans ce canal des faisceaux de protons extraits par éjection rapide ou lente. La trajectoire présente trois points focaux du faisceau, dont l'un peut être utilisé pour placer la cible. L'utilisation de l'éjection lente constitue un facteur important dans l'étude de spectres sur une cible réelle à l'aide des méthodes électroniques d'enregistrement, car avec l'éjection rapide seule apparaissent de nombreux problèmes liés au monitoring du faisceau, à la charge de l'appareillage électronique, etc.

En plus de l'expérience de production, on étudiera en détail la question de la possibilité de mesurer la composition et les spectres des particules dans le canal de désintégration après le système de focalisation. Dans cette expérience on peut utiliser un appareillage électronique analogue à celui utilisé dans l'expérience de production. La principale difficulté réside ici dans l'extraction des particules du canal de désintégration au cours de l'expérience neutrino.

- ii) Dans l'expérience projetée, on prévoit aussi de mesurer le spectre neutrino et de contrôler ce spectre par d'autres méthodes au cours de l'expérience.

Parmi ces méthodes, citons les principales :

- a) détermination du spectre dans les domaines des petites et moyennes valeurs de l'énergie des neutrinos d'après les interactions élastiques à faibles impulsions transférées ($q^2 \rightarrow 0$) dans la chambre à bulles ($0 \leq E_\nu \leq 10$ GeV);
- b) de même, dans la chambre à étincelles pour la gamme $5 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 35 \text{ GeV}$;
- c) détermination des distributions électriques et spatiales des mésons μ dans le blindage et calcul ultérieur du spectre neutrino ($20 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 70 \text{ GeV}$).

Il convient de remarquer que la forme relative du spectre, c'est-à-dire le caractère de la distribution du nombre de neutrinos en fonction de l'énergie, peut être établie avec une meilleure précision que le nombre absolu de neutrinos dans chaque intervalle énergétique puisque pour les petits q^2 les forces nucléaires influencent la valeur de la section efficace d'interaction neutrino.

Il convient de se rattacher au nombre absolu de neutrinos seulement dans le domaine des petits E_ν , là où la statistique assure une bonne précision.

a) à la limite pour $q^2 \simeq 0$, la section transversale des interactions élastiques de type $\nu n \rightarrow n p$ sur des nucléons libres est constante et ne dépend pas des hypothèses sur la valeur du facteur^{de} forme. Ce fait peut être utilisé pour la détermination du spectre neutrino. Les spectres des mésons μ avec q^2 petits ($< 0,25(\text{GeV}/c)^2$) répètent presque complètement le spectre neutrino. La figure 6 représente les spectres des mésons μ des interactions élastiques pour $q^2 < 0,25(\text{GeV}/c)^2$ et $q^2 < 0,5(\text{GeV}/c)^2$, calculés pour la chambre à bulles SKAT dans l'hypothèse que les neutrons ne sont pas liés dans le noyau. Il apparaît sur cette figure que le spectre des mésons μ aux petits q^2 présente une forme qui coïncide presque partout avec le spectre neutrino /25/ (représenté sur la figure en unités relatives).

L'utilisation de cette méthode pour la détermination du nombre absolu de neutrinos dans une chambre à bulles remplie de liquide lourd est compliquée par le fait que, dans le domaine des petits q^2 , où la section ne dépend pas du facteur^{de} forme, les effets nucléaires ont une forte influence sur la valeur de la section. Dans le domaine des grands q^2 ,

où les effets nucléaires ne se manifestent plus, la section commence à dépendre de la valeur des facteurs ^{de} forme des nucléons, ce qui rend impossible l'utilisation de cette méthode. Toutefois il existe un intervalle étroit de valeurs de q^2 où les deux facteurs exercent une faible influence sur la valeur de la section. Par exemple, pour une énergie du neutrino de 1-6 GeV, une telle valeur de q^2 se trouve dans l'intervalle 0,3 - 0,4 (GeV/c)², ce qui correspond à des angles de sortie des mésons μ de $\sim 30^\circ$ à l'énergie de 1 GeV, et de 6° et 3° aux énergies de 3 et 6 GeV respectivement. Les estimations montrent que l'utilisation des données sur la formation élastique du méson μ dans une chambre à bulles à l'intérieur de l'intervalle de q^2 indiqué permettra de déterminer le spectre des mésons μ et des neutrinos avec une précision de $\sim 5\%$, dans l'intervalle d'énergies < 6 GeV et de 10% dans l'intervalle de 6 à 15 GeV.

- b) Dans l'intervalle d'énergies $5 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 35 \text{ GeV}$, la forme du spectre neutrino suit aussi la forme du spectre des mésons μ formés dans l'interaction élastique à petit moment de transfert $q^2 < 0,4 \text{ (GeV/c)}^2$ dans une chambre à étincelles. La sélection des événements à faible moment de transfert peut être effectuée grossièrement d'après l'absence de traces de protons et précisément d'après l'angle et l'impulsion du méson μ . L'erreur sur q^2 , du fait des erreurs de détermination de l'angle de sortie du méson $\mu < 0,5\%$, et du fait de l'erreur sur son impulsion $< 7\%$.

On trouvera au Tableau 1 le nombre d'événements prévus pour $q^2 \sim 0,4(\text{GeV}/c)^2$, ainsi que les erreurs statistiques correspondantes.

- c) Dans l'intervalle $20 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 70 \text{ GeV}$, la forme du spectre neutrino peut être déterminée d'après la répartition des mésons μ dans le blindage. La Fig. 7 représente le schéma de disposition de l'appareillage enregistreur des mésons μ dans le blindage. Quatre unités de compteurs à scintillations doivent enregistrer le nombre intégral des mésons μ d'énergies $> 20, 25, 30$ et 40 GeV respectivement. Les quatre chambres à étincelles à large intervalle qui suivent, enregistrent le nombre de particules pour $E_\mu > 40, 50, 60$ et 70 GeV respectivement. On prévoit de disposer plusieurs de ces systèmes sur le périmètre du blindage.

En harmonisant les spectres neutrino obtenus pour des intervalles qui se recouvrent à l'aide de différentes méthodes, on peut éliminer les erreurs systématiques et se rattacher au flux absolu de neutrinos.

On prévoit que la précision globale de détermination du spectre dans l'intervalle $0-60 \text{ GeV}$ sera meilleure que 10% .

TABEAU I

Statistique prévue avec différentes méthodes de détermination du spectre neutrino

$E\nu$ GeV	$2 \pm 0,5$	$3 \pm 0,5$	$5 \pm 0,5$	10 ± 1	20 ± 2	30 ± 3	40 ± 5	50 ± 5	60 ± 5	60
Chambre à bulles SKAT ($q^2 \leq 0,4$) (100 jours)										
Chambre à étincelles ($q^2 \leq 0,4$) (100 jours)	$1,8 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^3$	400	70	30	-	-	-	-
Distribution de mésons dans le blindage (1 jour)	-	-	$1,5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	100	20	-	-
	-	-	-	-	10^{10}	10^8	10^6	10^4	120	10

1.4 Différentes possibilités des systèmes de transport de faisceau

On prévoit de créer à l'IFVE plusieurs systèmes d'éjection rapide des protons /38/. Deux canaux : l'éjection B et l'éjection C, peuvent être utilisés pour la formation du faisceau neutrino dans la direction de la galerie.

Variante utilisant l'éjection B :

Dans l'éjection B, on prévoit /38/ de combiner une éjection lente et une éjection rapide des protons. Après formation par la lentille de tête, le faisceau présentera les paramètres suivants : dimensions $1,5 - 2 \times 1 \text{ mm}^2$ et divergence $\pm 2,5 \text{ mrad}$ (les premières valeurs se rapportent à l'horizontale, les deuxièmes à la verticale).

Le rôle du système de transport est de conduire le faisceau de protons à la cible distante de $\sim 268 \text{ m}$, en conservant les paramètres du faisceau à la sortie de la lentille de formation.

Nous avons étudié une variante de transport du faisceau de protons à l'aide de lentilles standard. Le système d'optique magnétique de cette variante de transport est représenté sur la figure 8. Le canal est composé de trois sections identiques dont la matrice de transfert est $\begin{vmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}$. Chaque section est composée de quatre quadripôles 20K200. Il convient de remarquer que l'on peut utiliser des

lentilles à alimentation pulsée. Cela permettra de transporter dans le canal des protons d'énergie limite et de réduire considérablement l'énergie électrique dépensée. Après la première section, on dispose un aimant de déflexion du faisceau de $2,8^\circ$ dans la direction de la cible : à la place de cet aimant, après la deuxième section, se forme l'image intermédiaire du faisceau avec les mêmes caractéristiques que dans la cible.

L'existence d'un point focal intermédiaire permet de placer à cet endroit une cible (mince ou réelle) pour l'étude des spectres des particules secondaires dans les conditions semblables à celles de l'expérience neutrino. Il convient de remarquer qu'il est possible de transporter le faisceau d'éjection lente suivant la même trajectoire et l'on peut assurer la conservation des paramètres du faisceau analogues à ceux obtenus avec l'éjection rapide ^{/39/}.

Variante avec utilisation de l'éjection C :

On sait que l'exécution des expériences neutrino exige un temps important à pleine intensité de l'accélérateur et exclut, en pratique, la possibilité d'expériences parallèles. D'autre part, on sait que dans la formation des faisceaux séparés par la méthode classique de Panofsky-Schnell ^{/40/}, 70-80 % environ de l'intensité totale est perdue dans l'absorbant du faisceau.

Dans le schéma de séparation des particules du faisceau de protons extrait, proposé par Maschke^{/41/}, les pertes (aussi de l'ordre de 80 %) peuvent être utilisées pour conjuguer le travail d'un canal neutrino et d'un canal de particules séparées.

Aussi, avons-nous fait l'étude préliminaire d'une variante de bifurcation du faisceau de protons permettant d'utiliser une partie du faisceau (15 %) sous forme de paquets courts (~ 1 cm) pour la formation d'un canal de particules séparées d'énergie maximale 25-30 GeV alimentant une chambre à bulles à hydrogène. A cet effet, le plus commode est l'éjection C dont le faisceau sortant va seulement à la chambre SKAT.

Le schéma optique de cette variante du système de transport est représenté sur la figure 9. Le faisceau extrait de l'accélérateur a pour dimensions $24 \times 28 \text{ mm}^2$, avec une divergence horizontale de 0,125 mrad et verticale de 0,078 mrad.

Le doublet de lentilles $Q_1 Q_2$ forme un faisceau parallèle. Le modulateur M module le faisceau dans le plan vertical. On utilise en qualité de modulateur un guide d'ondes diaphragmé excité sur l'onde hybride EH_{11} . La longueur du guide d'ondes est de 5 mètres. La puissance nécessaire est de 15-20 MW pour une longueur d'onde de 10 cm. L'angle de modulation est de 0,5 mrad. Le triplet Q_3-Q_5 focalise le faisceau modulé sur l'aimant à septum S qui prélève des "bunches" de particules

pour le système du transport de faisceau de la chambre à bulles à hydrogène.

Le reste du faisceau traverse le triplet Q_6-Q_8 , symétrique de Q_3-Q_5 , qui forme une zone parallèle où se trouve le démodulateur DM. Le démodulateur est identique au modulateur et il est déphasé de façon à rétablir la valeur initiale du volume des phases du faisceau de protons. Ensuite, le faisceau est transporté par le quartet de lentilles Q_9-Q_{12} , dont la matrice de transfert est $\begin{vmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}$. Le doublet $Q_{13}-Q_{14}$ focalise le faisceau sur la cible. Les dimensions du faisceau sur la cible sont $2,5 \times 3 \text{ mm}^2$, la divergence de 1,5 et 1,6 mrad. Les lentilles pulsées Q_1 Q_{14} ont une ouverture de 5 cm, une longueur efficace de 1,5 m et un gradient maximal de champ de 4000 G/cm.

La variante utilisant l'éjection C est préférable tant du point de vue du prix que du point de vue des possibilités expérimentales. Toutefois, le choix définitif de la variante sera effectué à l'issue de calculs détaillés.

PRINCIPAUX EQUIPEMENTS DU CANAL DE TRANSPORT
DU FAISCEAU DE PROTONS

Variante B

Lentilles quadripolaires de type 20K200	12
Aimant défecteur type CP-7	1
Aimants de correction	6
Equipements de télévision	4
Chambre à vide	268 m
Postes de vide	

Variante C

Lentilles pulsées de 5 cm d'ouverture, de longueur efficace 1,5 m et de gradient maximal de champ de 4000 G/cm	14
Aimants de correction	6
Installations de télévision	4
Modulateur	1
Démodulateur	1
Aimant septum	1
Chambre à vide	268 m
Postes de vide	

1.5 Blindage contre les mésons μ

Le blindage utilisé pour l'appareillage dans les expériences neutrino est destiné à absorber les protons du faisceau qui n'ont pas interagⁱ sur la cible, les mésons π et K non désintégrés et en particulier les mésons μ formés dans le canal de désintégration.

Les estimations du blindage pour l'absorption du faisceau de protons assurant un niveau d'irradiation inoffensif sont données au paragraphe suivant.

On n'a pas effectué de calcul rigoureux du blindage des mésons μ garantissant un fonctionnement normal de l'appareillage, car il aurait fallu pour cela connaître les distributions angulaires et en énergie des mésons μ dans le canal de désintégration qui dépendent du système de focalisation choisi, etc. Ces facteurs ont une influence particulièrement sensible sur le choix des dimensions transversales du blindage.

L'épaisseur totale du blindage des mésons μ peut être calculée dans l'hypothèse d'une dépendance linéaire du parcours des mésons μ en fonction de l'énergie et de pertes de $\sim 1,5$ GeV/m pour le fer. L'épaisseur du blindage dans ces conditions atteint un peu plus de 40 m. Toutefois, l'expérience du CERN montre que l'épaisseur du blindage nécessaire à l'élimination totale du fond des

mésons μ dans une chambre à bulles pour une impulsion du faisceau de protons de 24,6 GeV/c est de 24-25 m^{/42/}. Cela donne à penser que l'épaisseur du blindage dans les conditions de l'accélérateur de l'IFVE peut atteindre 50 m environ.

Les dimensions de la galerie permettent les épaisseurs de blindage suivantes : largeur jusqu'à 14 m et hauteur (au-dessus de l'axe du faisceau) 7 mètres au plus. Toutefois, la charge admissible sur le sol dans la galerie (40 t/m²) permet seulement une hauteur totale de blindage de fer de 5,5 m. Ainsi le volume maximal de blindage de fer ne dépassera pas $5,4 \cdot 10^3$ m³.

On prévoit de placer dans le blindage un tube de 5 cm de diamètre, rempli de mercure. En vidant le mercure, on pourra obtenir assez rapidement un faisceau de mésons μ pour la mise au point de la chambre, etc. Il serait bon également de réaliser la partie centrale du blindage de telle façon que l'on puisse disposer d'un faisceau large et intense de mésons μ pour les expériences portant sur les mésons μ (voir Chapitre IV).

En outre, il faut prévoir dans le blindage des canaux pour les émissions photonucléaires, les compteurs et autres appareillages de mesure des flux des mésons μ (voir Fig. 7).

Par la suite, afin de déterminer les dimensions optimales du blindage des mésons μ , on effectuera des calculs plus précis, tenant compte de la diffusion multiple des mésons μ et de la nécessité d'abaisser le bruit de fond neutrino.

1.6 Blindage contre les radiations du canal neutrino

Le canal neutrino se compose de plusieurs sections présentant différents degrés de danger d'irradiation : sections d'éjection et de transport du faisceau de protons, zone de la cible et du horn, canal de désintégration et zone de l'appareillage avec le blindage contre les mésons μ .

Afin d'assurer le travail normal du personnel, il convient d'attacher une attention particulière à la trajectoire de transport et à la zone de la cible.

On trouvera dans le présent paragraphe les résultats du calcul préliminaire du blindage du secteur linéaire du canal des protons, du blindage de la section de la cible, ainsi que la détermination des dimensions minimales de l'absorbant du faisceau de protons. Le blindage du canal de désintégration n'a pas fait l'objet d'un calcul spécial. On convient de prendre ses dimensions égales à celles du blindage du canal de protons.

Blindage des secteurs rectilignes du canal de protons. Dans le calcul du blindage du canal de protons, on a considéré que les pertes principales du courant de protons sont conditionnées par les diffusions élastiques et inélastiques dans le gaz résiduel de la chambre à vide. Les pertes de faisceau sur les parois de la chambre

par suite d'une mauvaise focalisation du faisceau ont été négligées, puisqu'il s'agit là d'un régime d'avarie. De plus, pour simplifier, on a supposé que tous les protons ayant subi une interaction élastique ou inélastique et atteignant les parois de la chambre sous de faibles angles y parcouraient en moyenne 1-2 longueurs avant une interaction nucléaire.

Dans ces conditions, la section rectiligne du canal de protons peut être considérée comme une source linéaire longue anisotrope de particules secondaires de haute énergie. La méthode appliquée pour le calcul du blindage est donnée dans l'Annexe II.

L'épaisseur des parois de blindage du canal de protons réalisée en béton et fer, en fonction des pertes linéaires de faisceau, est donnée sur la Fig. 10. Il apparaît que l'utilisation de blocs d'acier est efficace seulement pour les grandes épaisseurs de blindage. Aux faibles épaisseurs, grâce à l'effet d'accumulation des neutrons intermédiaires dans le fer, les murs en fer et en béton sont d'épaisseurs presque égales.

Le déplacement incontrôlé de la trajectoire du faisceau de protons ou sa défocalisation et, par conséquent, la sortie fortuite du faisceau dans une quelconque section, provoquent un danger réel d'intense irradiation du personnel se trouvant par hasard au voisinage. Cela est dû au fait que le blindage, suffisant dans les conditions

d'exploitation normales, devient tout à fait inefficace lorsque l'ensemble du faisceau est localisé sur une zone étroite. L'augmentation de l'épaisseur du blindage, tout au long du canal, jusqu'à l'épaisseur nécessaire dans ces situations d'avarie, n'est pas acceptable puisque les probabilités d'une telle situation sont faibles et que le volume du blindage serait alors à multiplier par presque trois.

La solution réside, peut-être, dans la réalisation d'un système de contrôle dosimétrique suffisamment fiable, couplé au beam stopper d'entrée ou au système d'éjection, et qui défecterait le faisceau de protons en cas de dépassement important de la densité de flux de radiations dans une quelconque section du canal de protons.

Afin d'éviter des arrêts fortuits, le système de contrôle doit entrer en action seulement si le faisceau est en dérangement pendant plusieurs minutes. On a pris cette durée égale à 5 mn pour le calcul du blindage. Au cours de cette période, le personnel se trouvant par hasard dans la région exposée ne doit pas recevoir plus de 13 doses hebdomadaires - 3 ber, c'est-à-dire que $\Phi_{pdu} = 1.3 \cdot 10^5$ neutrons/cm², si l'on considère que c'est là une situation d'avarie.

Le blindage projeté du canal de protons doit assurer l'atténuation des flux neutroniques jusqu'au niveau indiqué dans les plus mauvaises conditions. La géométrie la plus défavorable correspond à la forme ponctuelle et l'angle le plus dangereux à 70° env.

Il en résulte que l'épaisseur minimale du blindage latéral du canal pour l'intensité maximale du faisceau de protons atteint 2,5 m de béton ou 1,4 m d'acier. Ces valeurs sont figurées en pointillés sur la Fig. 10.

Blindage de la station de cible. Le calcul du blindage des neutrons engendrés sur la cible externe est étroitement lié au calcul de la cascade nucléaire dans le matériau de blindage. Du fait de la complexité des processus dont le blindage est le siège, et de l'absence de renseignements suffisamment complets sur l'interaction des nucléons et des mésons de haute énergie avec un matériau de composition chimique complexe, ce problème est actuellement exceptionnellement ardu. On donne dans l'Annexe II le calcul du blindage, employé dans les conditions considérées. Les résultats des calculs de l'épaisseur du blindage de la station de cible en fonction de l'angle θ sont donnés sur la Fig. 11 pour différents matériaux de blindage.

Absorbants du faisceau de protons. Les absorbants du faisceau de protons sont placés en général aux tournants et à la fin de la trajectoire. La fonction de l'absorbant est d'abaisser jusqu'au niveau admissible les flux de l'ensemble des particules secondaires formées par l'interaction du faisceau de protons avec le matériau du blindage lors d'un non-fonctionnement fortuit d'un aimant de déflexion ou d'une variation du courant dans ses enroulements.

La configuration de l'absorbant est déterminée par deux composants principaux : neutrons de haute énergie et mésons μ formés dans les désintégrations $\pi \rightarrow \mu$ et $K \rightarrow \mu$. La configuration de l'absorbant pour l'atténuation de la composante neutrino ne se distingue en rien, en principe, ni qualitativement ni quantitativement de la configuration du blindage de la station de cible.

En ce qui concerne le blindage contre les mésons μ , et à la différence de ce qui se passe dans les accélérateurs de plus faible énergie, le blindage contre les mésons auprès d'un accélérateur de 70 GeV est plusieurs fois plus important que le blindage contre les neutrons.

Par suite, en plus de la détermination de l'épaisseur nécessaire, se pose le problème de l'optimisation de la forme de ce blindage afin d'en réduire au minimum le volume. Dans les calculs, on a admis que la source des mésons μ de désintégration était constituée par la couche primaire du blindage égale à 2-3 longueurs d'interaction nucléaire des mésons π .

La Fig. 12 représente la configuration de l'absorbant du faisceau de protons d'intensité totale $I_p = 10^{11}$ protons/sec, pour deux matériaux différents de blindage : béton et acier. Le flux maximal admissible de mésons μ était fixé à $10 \mu/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$.

Lors de la diminution ou de l'augmentation de l'intensité du faisceau de protons d'un facteur de 10, les dimensions du blindage de mésons μ varient d'environ 30 %.

Il convient de remarquer que les dimensions du blindage de mésons μ devant l'appareillage (~ 50 m de fer) dépassent considérablement la dimension minimale de l'absorbant de faisceau assurant la sécurité du personnel.

1.7 Possibilités de réalisation de faisceaux monochromatiques de neutrinos

Les expériences neutrino constituent, à l'heure actuelle, une partie des plus importantes du programme d'utilisation des accélérateurs de protons de haute énergie.

Le progrès ultérieur de la physique expérimentale exige une augmentation considérable de la précision des mesures et la création de conditions d'expériences "pures".

La résolution du problème indiqué passe par une augmentation sensible de l'intensité de l'accélérateur (jusqu'à 10^{13} - 10^{14} p/sec), la formation de faisceaux de neutrinos monochromatiques et l'utilisation de grands détecteurs à hydrogène (deutérium) liquide.

La formation d'un faisceau de neutrinos monochromatique permet de déterminer exactement le flux des neutrinos d'énergie donnée; de créer un faisceau de neutrinos (ou d'antineutrinos) pur, ce qui présente une importance fondamentale pour de nombreuses expériences (vérification de la conservation du nombre leptonique, de la règle $\Delta Q = \Delta S$, etc.); d'atténuer fortement tout phénomène de fond grâce à des conditions cinématiques pures.

Dans le présent paragraphe, on donne les estimations de principe des possibilités d'obtention des faisceaux monochromatiques de neutrinos.

Estimation qualitative des conditions de monochromatisme.

Le schéma d'obtention d'un faisceau de neutrinos est représenté sur la Fig. 13. Pour un faisceau de mésons monochromatique idéalement focalisé, l'excursion en moment des neutrinos est déterminée par l'angle θ_2 . Avec la condition $\gamma^2 \theta^2 \ll 1$ (γ -facteur de Lorentz du méson), les neutrinos obtenus au détecteur présentent une énergie maximale $E_0 = f E$ ($f = 0,43$ pour le pion et $0,955$ pour le kaon) avec une largeur d'intervalle énergétique

$$\delta E_\nu / E_\nu = \gamma^2 \theta_2^2 \quad (1.1)$$

Ainsi, pour former un faisceau monochromatique de neutrinos à excursion en énergie δE_ν , il faut que la distance du blindage au détecteur T soit :

$$T = R\gamma \sqrt{\delta E_\nu / E_\nu}, \quad (1.2)$$

où R - rayon du détecteur.

Compte tenu de l'excursion en énergie mésonique δE_π ,
l'intervalle d'énergie des neutrinos sera égal à :

$$\Delta E_\nu = \delta E_\nu + f \delta E_\pi. \quad (1.3)$$

L'excursion en énergie relative des neutrinos est égale à :

$$\begin{aligned} \Delta E_\nu / E_\nu &\simeq \gamma^2 \theta_2^2 + \delta E_\pi / E_\pi, \\ T &= R\gamma / \sqrt{\Delta E_\nu / E_\nu - \delta E_\pi / E_\pi}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

pour R = 1 m, $\Delta E_\nu / E_\nu = 10 \%$, $\delta E_\pi / E_\pi = 5 \%$, E = 5 GeV,
nous obtenons T = 370 m.

Forme du spectre neutrino. Pour un faisceau de mésons
monochromatique parfaitement focalisé, la forme du spectre neutrino
est déterminée par les angles θ_1 et θ_2 (Fig. 13). Nous avons :

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} F_1 = \frac{1}{E_0} [1 - \exp(-L/\ell)] & E_1 < E_\nu < E_0 \\ F_2 = \frac{1}{E_0} \left[\exp\left(-\frac{L+T}{\ell} + \frac{R\gamma}{\ell \sqrt{E_0/E_\nu - 1}}\right) - \exp\left(-\frac{L}{\ell}\right) \right] & E_2 < E_\nu < E_1 \end{cases} \quad (1.5)$$

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + \gamma^2 \theta_1^2} ; \quad E_2 = \frac{E_0}{1 + \gamma^2 \theta_2^2}$$

La détermination de la forme du spectre neutrino à partir des mésons dans l'intervalle énergétique δE_π s'explique commodément à l'aide de la Fig. 14. Cette figure représente la variation de l'énergie du neutrino en fonction de l'énergie du méson pour des angles fixés de sortie du neutrino (θ , θ_1 et θ_2).

L'intervalle des énergies possibles pour le neutrino est entouré d'un trait hachuré. Aux mésons dans l'intervalle δE_π correspond l'intervalle d'énergie du neutrino ΔE_ν . La forme du spectre neutrino s'obtient par intégration suivant les spectres des mésons avec E_ν fixé (suivant le domaine a b c d avec le poids $F_1(E_\nu, E_\pi)$ et suivant le domaine d c e f avec le poids $F_2(E_\nu, E_\pi)$).

On trouvera les résultats du calcul des spectres des neutrinos monochromatiques pour différentes énergies des mésons. La Fig. 13 représente la géométrie possible de formation du faisceau monochromatique du neutrino.

En quittant la cible, les particules d'impulsion déterminée sont capturées par les équipements focalisants. Ensuite, elles sont analysées suivant leurs impulsions avant d'être dirigées vers le détecteur. La désintégration des particules se produit sur une distance L .

Dans le calcul des spectres neutrino, on s'est fondé sur une focalisation parfaite du faisceau de mésons π et K dans un intervalle d'impulsions de $\pm 2,5 \%$. L'angle de capture du système de formation du faisceau de mésons était pris égal à 10° , le rayon du détecteur à 0,57 m.

On a utilisé la formule de Trilling dans le calcul des spectres des mésons π et K.

Les figures 15 et 16 représentent les spectres calculés des neutrinos monochromatiques, formés par la désintégration des mésons π et K respectivement. On donne également les spectres neutrino pour une focalisation idéale des mésons π et K dans tout l'intervalle d'impulsions.

Les tableaux suivants donnent les caractéristiques des paramètres de calcul des spectres monochromatiques.

Les calculs des faisceaux monochromatiques montrent que le canal doit avoir une longueur d'environ 200 m pour l'énergie de l'accélérateur de l'IFVE (les grandeurs L et T variaient dans les limites de leur somme, égale à ~ 400 m); pour cette longueur, l'intensité et le monochromatisme du faisceau neutrino sont optimaux.

Tableau d'intensité des neutrinos (voir Fig. 15)

N° de la courbe	Neutrinos m ² .protons	E _π (GeV)	L (Fig. 13)	T (Fig. 13)
I	1,1 . 10 ⁻⁴	6	100	100
II	1,4 . 10 ⁻⁴	8	100	100
III	1,3 . 10 ⁻⁴	10	100	100
IV	8,6 . 10 ⁻⁵	20	100	100
V	3,5 . 10 ⁻⁵	20	100	100

Tableau d'intensité des neutrinos (voir Fig. 16)

N° de la courbe	Neutrinos m ² .protons	E _π (GeV)	L (Fig. 13)	T (Fig. 13)
I	9,4 . 10 ⁻⁷	6	100	100
II	1,8 . 10 ⁻⁶	8	100	100
III	3 . 10 ⁻⁶	10	100	100
IV	9 . 10 ⁻⁶	20	100	100

On peut observer par exemple que pour le spectre monochromatique de la Fig. 15, pour une intensité de protons de 10¹²/sec, on peut observer dans la chambre SKAT jusqu'à 50 événements d'interaction neutrino par jour.

CHAPITRE II

Détecteurs proposés pour l'expérience neutrino

2.1 Chambre propane-fréon SKAT

2.1.1 Construction de la chambre

La chambre à bulles au propane-fréon SKAT présente un volume photographique d'environ 6 m^3 . La chambre est constituée d'un récipient d'un volume utile de $4,5 \times 1,3 \times 1,1 \text{ m}$ (Fig. 17, 18). Les photographies sont prises par quatre objectifs à travers une couche de 2,6 m d'eau, remplissant le volume de "sécurité". Deux objectifs enregistrent l'ensemble du volume de la chambre, les deux autres la moitié du volume utile. Le liquide actif de la chambre est séparé de l'eau par une glace de 100 mm d'épaisseur.

Le volume actif est photographié sur des pellicules perforées de 70 mm. Il est éclairé par 28 lampes-flash. Chaque lampe est placée dans un ballon de verre et munie d'un collimateur envoyant un faisceau lumineux seulement dans les directions perpendiculaires à l'axe de l'objectif, ce qui assure un éclairage uniforme du volume en profondeur.

La chambre travaille dans un champ magnétique d'une intensité de 25-27 koe. La non-homogénéité du champ ne dépassera pas 10 % dans une zone représentant 0,8 fois les dimensions linéaires du volume actif.

2.1.2 Précision de mesure des impulsions et possibilités
d'identification des particules dans la chambre SKAT

La chambre SKAT permettra d'effectuer des études élargies aux énergies de l'accélérateur de Serpukhov. Le propane-fréon présente les avantages suivants :

- a) efficacité d'enregistrement élevée des rayons γ ;
- b) grand pouvoir de ralentissement du milieu: "stopping power";
- c) densité élevée permettant l'enregistrement des processus rares.

Ces qualités de la chambre permettront d'étudier en détail les processus impliquant la formation de mésons π^0 et de rayons γ , d'étudier la formation et l'interaction des particules secondaires qui se forment avec de petites sections et, enfin, d'utiliser la chambre pour l'expérience neutrino.

La possibilité de l'identification complète des particules et de l'enregistrement de tous les produits de la réaction, y compris les particules neutres, présente pour l'expérience neutrino une importance particulière. Les paramètres suivants donnent un aperçu des possibilités de la chambre SKAT lors de l'enregistrement des différents processus.

Précision de la mesure des impulsions. La figure 19 donne la courbe de la précision de mesure de l'impulsion des particules, prévue pour deux valeurs de la longueur de la trace dans la

chambre (le calcul est fait dans l'hypothèse que la précision de la détermination des coordonnées d'un point de la trace dans le volume de la chambre est 150 mm).

Il ressort de cette courbe que la mesure des impulsions à partir de traces de 0,5-1 m de longueur dans l'intervalle d'impulsions de 5 à 40 GeV/c dans le propane, dans le bromure de fréon et dans leur mélange, est sujette à des erreurs de l'ordre de 3-8 % pour un large intervalle d'impulsions.

La longueur de parcours des particules dans la chambre joue un rôle considérable dans leur identification. La figure 20 /44/ donne les grandeurs des parcours d'ionisation des différentes particules dans le propane et le bromure de fréon. Le parcours moyen des particules dans la chambre SKAT est environ 1,3-1,4 m. En tenant compte des distributions angulaires, même avec un remplissage au propane, la valeur moyenne du parcours potentiel sera supérieure à la longueur de parcours avant interaction. Ce fait permettra de distinguer plus sûrement les mésons π des mésons μ , ce qui est très important dans les expériences neutrino.

Mesure d'ionisation. L'analyse cinématique des événements dans les chambres à bulles à liquide lourd permet une identification certaine du type d'interaction pour environ un tiers des événements enregistrés. L'utilisation des données des mesures d'ionisation

permet de réduire considérablement le pourcentage d'événements non identifiés. Dans les chambres à liquide lourd, il est possible d'effectuer les mesures d'ionisation dans le but d'identifier les particules chargées dans des intervalles atteignant $\sim 1,2$ GeV/c dans la zone de diminution du pouvoir ionisant avec l'augmentation de l'énergie et dans la zone dite de croissance "logarithmique" des pertes d'énergie. La figure 21 donne, à titre d'exemple /45/, les courbes de variation de la densité des traces en fonction de l'impulsion des mésons μ , π et K et des protons dans le bromure de fréon, calculées à partir des données expérimentales disponibles. La mesure de la densité des traces avec une précision de $\sim 3\%$ sur des traces de 1 m de longueur permettra de séparer les mésons π et les protons dans le propane, dans des intervalles d'impulsions de 2 à 15 GeV/c, dans le fréon dans des intervalles de 2,5 à 30 GeV/c.

Possibilités d'identification dans la chambre des mésons μ , π et des protons. Dans l'expérience neutrino, il est très important de pouvoir identifier les mésons μ dont la présence permet de dire qu'il s'agit ou non d'un événement neutrino.

Les données citées sur les mesures d'ionisation dans la chambre permettent la conclusion suivante : étant donné que le parcours moyen des particules chargées sera de 1 à 1,5 m, on peut remarquer que les mésons μ et π seront identifiés de façon

certaine par les arrêts, jusqu'à 0,45 - 0,5 GeV/c dans le fréon et jusqu'à 0,250 GeV/c dans le propane. Pour les impulsions plus élevées (en prenant une longueur d'interaction nucléaire dans le fréon de 60 cm), le nombre de mésons π sortant des limites de la chambre sera, pour un parcours moyen de 1 m, de 18 %, et de 1,50 m - 8 %. Ces chiffres déterminent aussi la proportion de mésons π qui peuvent être pris pour des mésons μ . Pour le propane, ces chiffres sont égaux à 50 % pour un parcours moyen de 1 m, et 20 % pour 1,50 m.

Les protons peuvent être distingués de façon certaine des mésons π et μ d'après les parcours, l'ionisation et la diffusion multiple jusqu'à 1,2 GeV dans le propane comme dans le fréon.

Enregistrement des rayons γ et des mésons π^0 . Dans les expériences à particules de hautes énergies, la capacité du détecteur à détecter les produits neutres des réactions présente une grande importance.

Le tableau II donne, à titre d'exemple, les probabilités moyennes d'enregistrement de différents nombres de rayons γ dans la chambre SKAT, en fonction du type de remplissage. Les données du tableau sont calculées pour une longueur potentielle de 2 m et une impulsion des rayons γ de 1 GeV/c.

TABLEAU II

Remplissage	W_1	W_6	W_{12}
Fr 13B1	0,995	0,92	0,78
{ 25% Fr 13B1 +	0,97	0,83	0,68
{ 75% $C_3^2H_8$	0,84	0,35	0,12

Les notations du tableau sont les suivantes : W_1 - probabilité de conversion dans la chambre d'un γ isolé; W_6, W_{12} - probabilités d'enregistrement de l'ensemble des 6 ou 12 gammas, formés respectivement dans la désintégration de trois ou six mésons π^0 .

Il ressort de ces données que même la probabilité d'une observation simultanée des 6-12 γ lors de la formation de 3-6 mésons π^0 reste assez élevée. Pour comparer, on peut remarquer que dans une chambre à hydrogène de même dimension que SKAT, la probabilité d'enregistrement d'un γ isolé sera seulement de l'ordre de 10 %.

Précision de la mesure de l'énergie des électrons. Dans la détermination de l'impulsion des rayons γ et des mésons π^0 , se pose le problème d'une détermination très précise des impulsions des électrons et des positrons. La précision de la détermination

des impulsions des électrons est définie par la somme de l'erreur de mesure, de l'erreur introduite par la diffusion multiple et de la dispersion des pertes par Bremsstrahlung de l'électron. Avec ces sources d'erreurs, la méthode élaborée actuellement permet de mesurer la valeur des impulsions des électrons dans le propane, avec une précision de $\sim 14\%$, et dans le bromure de fréon de 20 à 30 %.

2.1.3 B r u i t de fond lors du déroulement de l'expérience neutrino avec la chambre SKAT

Les possibilités de réalisation des expériences neutrino à l'aide de n'importe quel équipement sont étroitement liées aux niveaux des bruits de fond et aux particularités d'enregistrement et d'analyse des interactions neutrino dans le détecteur.

Dans l'expérience neutrino réalisée à l'aide d'une chambre à bulles, les neutrons et les particules chargées pénétrant dans la chambre peuvent provoquer des interactions imitant les interactions engendrées par le neutrino. A l'origine de ce ^{bruit de} fond, on peut avoir les particules chargées des rayons cosmiques, les mésons π chargés formés dans le blindage et les parois de la chambre, les neutrons formés par l'interaction du faisceau de protons dans le blindage et l'interaction neutrino dans le blindage. Le ^{bruit de} fond provoqué par les particules du rayonnement cosmique semble peu important, puisque la chambre est entourée d'un

blindage naturel : les 2 mètres d'épaisseur du fer de l'aimant.

La composante non active du point de vue nucléaire : les mésons μ , traversant la chambre sans interaction, ne constitue pas une source de bruit de fond. La source la plus sérieuse de bruit de fond est constituée par les neutrons et les particules qui forment des interactions nucléaires dans les parois de la chambre.

Nous donnerons certaines estimations de la valeur prévue du bruit de fond et de la possibilité d'identification de tels événements dans la chambre SKAT sur la base des données de l'expérience du CERN.

Bruit de fond des neutrons. Les événements dus à l'interaction des neutrons peuvent être enregistrés dans la chambre comme des événements nucléaires si des mésons π ou des protons sont pris pour des mésons μ .

En 1963-65, dans la chambre du CERN /19/, on a relevé 1400 étoiles dues à des neutrons sur $6,87 \cdot 10^5$ photos. Sur ce nombre, 16 événements présentaient des mésons π , qui, s'ils n'étaient pas entrés en interaction, auraient pu être pris pour des mésons μ . Sur la base de l'analyse de ces événements, on a établi qu'environ 14 cas d'interactions de neutrons (sur 571 cas enregistrés comme des événements neutrino) pouvaient donner une contribution aux événements neutrino.

bruit de

Il ressort de ces données que le fond principal dans les événements neutrino est constitué par les étoiles de neutrons avec des mésons π non identifiés. On a déjà indiqué que les conditions de séparation des mésons π et des mésons μ dans la chambre SKAT seront nettement plus favorables que dans les expériences neutrino précédentes.

On peut s'attendre à ce qu'en respectant certaines règles de sélection (parcours ~ 1 m, etc.) le nombre d'événements à méson π , qui seront pris pour des événements à mésons μ , ne dépasse pas 10 % (dans le fréon) et 30 % (dans le propane) du nombre total des événements. Dans la chambre du CERN d'un volume utile de $0,22 \text{ m}^3$ remplie au fréon, ce chiffre était de 50-60 %.

bruit de

Les données précédentes permettent de supposer que le fond, dû à des étoiles de neutrons qui seraient prises pour des événements neutrino dans la chambre SKAT, ne dépassera pas 0,5 %.

Les neutrons pénétrant dans la chambre peuvent être formés par deux processus : à la suite d'une cascade nucléaire provoquée par les protons dans le matériau de blindage et par l'intermédiaire d'une réaction neutrino dans le blindage avec formation de neutrons.

Les protons sont la source de particules à faible énergie, grâce à la dissipation de l'énergie dans le processus de développement de la cascade.

Les calculs ont montré que dans l'expérience du CERN, pour une épaisseur du blindage d'environ 22 m et une énergie des protons d'environ 25 GeV, un neutron pour 10^{15} protons du faisceau atteignant la cible pénétrait dans la chambre. Ces neutrons avaient une énergie d'environ 100 MeV. Cette estimation explique qualitativement le nombre d'étoiles neutrino enregistrées dans la chambre.

Le calcul du ^{bruit de} fond des neutrons, dû aux cascades nucléaires dans le blindage, n'a pas été effectué pour la chambre SKAT. Les estimations préliminaires pour les conditions de l'accélérateur de l'IFVE (blindage 50 m de fer, énergie 70 GeV) montrent que le flux de neutrons provenant de l'absorption du faisceau de protons dans le blindage ne doit pas être beaucoup plus grand que le flux au CERN.

La deuxième source de neutrons est constituée par les interactions neutrino dans le blindage. Le flux de neutrons dû à ces interactions est difficile à estimer (car on ne connaît pas la section de formation des neutrons). On peut, toutefois, estimer le rapport des nombres d'événements neutron, provoqués par des flux de neutrons formés dans le blindage et engendrés dans la chambre à la suite d'une interaction neutrino. Ces données peuvent aider à la détermination du ^{bruit de} fond des événements neutron dans la chambre.

Le nombre d'événements provoqués par les neutrons *formés* dans le blindage est défini comme /19/ :

$$N_{\epsilon} = C \lambda_{\epsilon} \cdot S_1 (1 - \exp(-\ell/\lambda_K)), \quad (2.1)$$

où : C - nombre de neutrons formés par seconde et par gramme de matière; λ_{ϵ} - longueur de parcours du neutron avant interaction dans le matériau de blindage; λ_K - dans la chambre; S_1 - surface de la chambre traversée par les neutrons; ℓ - longueur moyenne de la trace traversant la chambre.

Le nombre d'événements neutron provoqués par les neutrons *formés* dans la chambre sera :

$$N_K = C \left[\ell - \lambda_K + \lambda_K \exp(-\ell/\lambda_K) \right] S_2 \quad (2.2)$$

où S_2 - section transversale de la chambre.

Suivant les estimations /19/, le rapport N_{ϵ} / N_K est égal à 8-11 pour les chambres du CERN. Pour la chambre SKAT, ce rapport sera voisin de l'unité, ce qui permettra de déterminer plus précisément la contribution des événements neutron.

Il ressort de la formule (2.1) que le nombre des interactions de neutrons dans la chambre dues aux neutrons engendrés dans le

blindage, est déterminé par le nombre de neutrons $\phi_n = C \lambda_\epsilon$. Pour réduire ce flux, il convient de choisir pour dernière couche du blindage un matériau présentant une section efficace élevée d'interaction avec les neutrons. Toutefois, le blindage naturel de la chambre, formé par l'enroulement en cuivre de l'électro-aimant (~ 1 m) et la paroi de la chambre (0,02 m), ne permet pas de réaliser un tel blindage.

Bruit de fond dû aux particules chargées. Une contribution aux événements neutrino enregistrés par la chambre à bulles peut être donnée par les étoiles provoquées par les mésons π engendrés dans les parois de la chambre et y pénétrant sous de grands angles. Dans ce cas, le méson π^+ entrant peut être pris pour un méson μ^- sortant, et l'événement sera rangé dans la classe neutrino.

L'élimination de ces événements de fond s'effectue selon différents critères.

Sur les traces chargées, il est possible de déterminer le sens du mouvement des particules d'après les mesures d'ionisation et d'après les rayons δ sur la trace.

Les calculs montrent ^{/19/} que, si l'on classe dans les candidats neutrino les événements à parcours du méson μ de ~ 1 m, la probabilité de détermination du sens de déplacement de la particule sera voisine de l'unité. Cela réduira considérablement la

contribution des événements de fond provoqués par les mésons π entrés. A côté d'une telle présélection, il est possible d'appliquer des critères cinématiques. Pour les étoiles neutrino véritables, la valeur de l'impulsion longitudinale des particules créées dans l'interaction doit coïncider avec l'énergie apparente de l'événement (le mouvement de Fermi des nucléons du noyau altère quelque peu cette condition). Les événements provoqués par les mésons π pénétrant dans la chambre doivent présenter une impulsion longitudinale (dans la direction du faisceau neutrino) voisine de zéro pour toutes les valeurs de l'énergie apparente de l'événement. L'application de ce critère permet de réduire considérablement le nombre des événements de fond provoqués par les mésons π .

Dans la chambre du CERN, le ^{bruit de} fond des particules chargées (d'après le premier critère de sélection) s'élevait à 6,7 %. En effectuant la sélection des événements neutrino à parcours des mésons $\mu > 1$ m, on peut espérer diminuer notablement la contribution de ces événements pour la chambre SKAT (0,5 %).

2.2 Chambre à étincelles magnétique

2.2.1 Construction de la chambre à étincelles

Pour utiliser pleinement les avantages de l'accélérateur de l'IFVE dans l'expérience neutrino, il convient de travailler dans la

zone des hautes énergies du spectre neutrino. On peut y parvenir en utilisant une grande chambre à étincelles magnétique.

Le détecteur doit principalement assurer l'enregistrement le plus complet des particules secondaires et permettre leur identification. Si l'on considère qu'en moyenne les mésons μ emportent la moitié de l'énergie neutrino, leur parcours dans le fer doit être, dans l'intervalle $E_\nu = 15-30$ GeV, de l'ordre de 5 - 10 m. On voit que l'épaisseur du détecteur ne doit pas être inférieure à 10 m. Il résulte des calculs des spectres neutrino ^{/25/} que le rayon optimal du détecteur est ~ 1 m. La masse de fer efficace de la chambre pour ces dimensions est de 200 à 300 t.

Une masse importante de la chambre permet non seulement d'enregistrer les particules secondaires, mais elle fournit aussi l'indispensable statistique des événements pour les énergies du neutrino atteignant 20 à 30 GeV.

Il est très important dans l'expérience neutrino de distinguer les signes des mésons μ . A cet effet, un champ magnétique d'au moins 18-20 kG est nécessaire. Une identification certaine des particules, suivant leurs caractéristiques cinématiques (angle et impulsion) pour les particules nucléairement actives et suivant l'intensité des gerbes formées pour les mésons π^0 , est possible lorsque les modules à étincelles présentent une efficacité

d'enregistrement voisine de 100 % pour une particule isolée dans l'intervalle angulaire 0-45° et une grande efficacité d'enregistrement des gerbes.

Les conditions générales posées à une chambre à étincelles sont les suivantes : installation peu coûteuse, simplicité de remplacement des modules/à étincelles, possibilité d'adopter différentes quantités de matière, forme compacte.

A partir de ces conditions, on a choisi une variante d'installation, représentée sur la figure 22. Les modules/à étincelles se placent entre les plaques de fer magnétisées. Les photographies sont prises suivant deux projections à l'aide d'un système de miroirs.

La chambre à étincelles est destinée, en premier lieu, à la réalisation des expériences suivantes (voir Chapitre III).

1. Recherche du boson W intermédiaire à grande masse (> 3 GeV);
2. Etude de l'interaction élastique du neutrino pour les impulsions transférées élevées;
3. Etude de l'évolution de la section totale dans le domaine des grandes énergies.

L'électro-aimant. La construction de l'aimant est déterminée, dans une grande mesure, par les exigences suivantes : coût peu élevé, forme compacte, poids utile maximal et économie d'exploitation. Sur la base de ces conditions, on a choisi la variante représentée sur la figure 22a, b. Sa particularité principale réside dans la fermeture du flux magnétique au moyen d'une petite culasse en bout. Alors, le poids utile (dans les limites du volume photographié) par rapport au poids total de l'aimant atteint 25 % et, suivant les variantes, est égal à 200-440 t. Pour créer un champ magnétique de 18-20 kG dans les plaques de fer de 1600 x 3500 mm² sur une longueur de 30 m, il faut une puissance de 1-2 MW.

Les directions opposées du flux magnétique dans les sections voisines constituent un certain inconvénient de la construction adoptée. Il en résultera une diminution de la flèche de courbure d'un facteur \sqrt{n} , où n - nombre de sections traversées par une particule. Au total, l'électro-aimant comporte 10 sections, et à la fin et au début une demi-section supplémentaire pour assurer la fermeture du flux magnétique.

Chaque section est constituée d'un sandwich de paquets de fer magnétisé, de modules à étincelles et de compteurs à scintillations (voir Fig. 22 a, b). Le nombre de modules à étincelles et la quantité de fer par section varient arbitrairement entre 15

et 40 modules séparés par 100 à 20 cm de fer. Les compteurs à scintillations sont placés à raison d'un compteur au milieu d'une section et un compteur entre les sections.

de chambre
Modules/à étincelles. On a choisi, pour les expériences neutrino, des modules de 2000 x 1450 x 30 mm. Les raisons suivantes ont poussé à l'adoption d'un espace relativement large :

1. relative facilité de construction par rapport aux chambres à espace étroit de même surface;
2. plus petite capacité et donc simplification du système d'alimentation pour les mêmes caractéristiques;
3. conditions moins sévères pour les paramètres de l'impulsion HT pour atteindre le régime où l'étincelle suit la trace;
4. meilleure précision de localisation de l'étincelle sur la trace jusqu'aux angles de 45° et efficacité de gerbe élevée.

En utilisant des éclateurs sous pression à temps de montée ~ 10 ns et une amplitude de l'impulsion HT de 30 kV, on espère une localisation de la trace dans l'espace meilleure que 0,5 mm et une précision angulaire pour un intervalle de $\sim 0,01$ rad.

On prévoit de placer les éclateurs d'alimentation des chambres à proximité immédiate des modules à étincelles, à raison d'un éclateur pour deux modules. L'allumage des éclateurs est assuré

par une impulsion d'un générateur HP (voir Fig. 23).

Il n'y a pas de champ de balayage dans les modules puisque l'on prévoit ~ 10 événements dans la chambre par cycle d'accélération.

de chambre

Tous les modules/à étincelles sont à un "gap" et assemblés par collage. Les cadres sont en verre SVV, les électrodes en feuilles de duralumin de 2 mm d'épaisseur.

Electronique. L'électronique logique qui commande la chambre à étincelles doit distinguer les événements d'interaction neutrino dans le volume de la chambre et rejeter les événements de bruit de fond. L'étude des processus de neutrinos à haute énergie constitue la particularité de l'expérience proposée. C'est pourquoi les circuits doivent distinguer les événements à grand dégagement d'énergie dans la chambre à étincelles. Compte tenu de ces exigences, on dispose des compteurs à scintillations à coïncidence S^{1-40} , de dimensions 1000 x 1000 x 35 mm, à raison de deux par rangée, à une distance relativement grande l'un de l'autre.

Le déclenchement de deux quelconques compteurs voisins est possible lors du passage d'un mésons μ d'énergie $\gg 2$ GeV.

Le schéma général de l'électronique logique est représenté sur la figure 24. Au début et à la fin de la chambre à étincelles, se

trouve le système de compteurs à anticoïncidence (à scintillations au début et Čerenkov à la fin) qui protègent l'installation contre des déclenchements erronés.

Le déclenchement utile se produit lors de l'opération de n'importe quelle paire de compteurs à scintillations S_{1-40} de rang voisin et en l'absence d'impulsion des compteurs à anticoïncidence au moment de l'ouverture des portes. Le circuit des portes est ouvert par une impulsion synchronisée à l'éjection rapide du faisceau pour une durée de 5 ms; ce schéma assure également l'élimination du bruit de fond dû aux rayons cosmiques.

En outre, pour une meilleure séparation des événements neutrino, on prévoit d'utiliser les paramètres du temps de vol. La distribution des neutrinos dans le temps doit avoir la même forme que la distribution des "bunches". Les événements se produisant entre ces "bunches" sont provoqués par des particules plus lentes. L'enregistrement de la distribution des événements dans le temps sera effectué au moyen d'un analyseur.

L'impulsion du système d'électronique logique arrive après amplification au générateur d'impulsions HT. Les impulsions de sortie de ce générateur ont un temps de montée de ~ 30 ns et une amplitude de ~ 5 kV. Le retard total est de 50 ns. Les impulsions sont utilisées ^{pour} l'allumage des éclateurs.

Un système automatique devra assurer l'éclairage des marques ^{fiduciaires,} /
la numérotation des clichés, l'avancement de la pellicule dans
les douze caméras.

Système photographique. La figure 25 représente le schéma du
système photographique de la chambre à étincelles. Chaque section
sera photographiée dans deux projections par un appareil photo
à l'aide d'un système de miroirs. Dans la projection de la
déflexion magnétique, il suffit de dix miroirs, à raison d'un
miroir pour trois modules. Dans la deuxième projection, il y a
cinq miroirs, à raison d'un pour cinq modules. Ces miroirs per-
mettront d'avoir une bonne vue de tout le volume de la chambre.

Pour une distance focale de l'objectif de 300 mm et une longueur
du chemin optique de 1500 cm, seulement 0,4 de la surface au
voisinage de la paroi arrière ne sont pas visibles. Les photo-
graphies sont à l'échelle 1:50. La profondeur de champ prévue
est ~ 150 cm, le pouvoir séparateur spatial est meilleur que
1,5 mm (30 μ sur la pellicule), la précision de la mesure des
coordonnées dans l'espace est de 0,5 mm. On utilisera une pellicule large (70 mm).

La chambre à étincelles est pourvue de 12 caméras au total :
10 pour les dix sections de la chambre à étincelles, 1 pour la
demi-section avant et la chambre à large intervalle destinée à

la localisation de la trace dans l'émulsion photo, et l pour le système de chambres à étincelles à large intervalle, afin de mesurer le spectre des mésons μ dans tout le blindage.

2.2.2 L'identification des particules dans la chambre à étincelles.

Les principales caractéristiques d'une chambre à étincelles sont la qualité de l'information sur la nature des particules enregistrées et la précision de la reconstruction de la direction et de l'impulsion de la particule.

Le signe des mésons μ^- et μ^+ est déterminé par leur déflexion dans le champ magnétique. L'angle de déflexion $\varphi \sim \frac{300 H \ell}{p}$, où H - intensité du champ magnétique, ℓ - longueur du parcours de la particule dans le champ magnétique, p - impulsion de la particule.

Tous les mésons μ à haute énergie peuvent être identifiés de façon certaine d'après le signe, si leur parcours géométrique est ≥ 10 m. Pour les mésons μ de petite énergie, l'angle de diffusion multiple introduit une erreur considérable :

$$\bar{\theta}_{\text{diff}} = \frac{2,1 \cdot 10^7 \sqrt{t}}{p} \quad (2.3)$$

où t - épaisseur de la plaque où se produit la diffusion. Pour $p_{\mu} \leq 0,3$ GeV/c, les deux angles sont comparables et l'on ne peut déterminer le signe du méson μ .

La comparaison des angles de diffusion des particules et de leur parcours constitue un critère important permettant de distinguer les protons des mésons μ^+ .

La figure 26 représente la variation de l'angle moyen de diffusion des mésons μ et des protons en fonction du nombre de couches traversées avant l'arrêt.

La figure 27 donne l'ionisation relative pour les protons et les mésons μ en fonction du nombre de plaques traversées avant arrêt.

L'estimation et la comparaison des pertes par ionisation avant arrêt de la particule, compte tenu de l'angle de déflexion dans le champ magnétique, peuvent servir de critères complémentaires.

Les estimations montrent que la probabilité de confusion des mésons μ d'énergie $\geq 0,5$ GeV (parcours ~ 20 couches) avec des protons ne dépasse pas 1 %.

Il est possible de distinguer les mésons π^0 neutres des rayons γ et les particules chargées des électrons d'après la forme de leur gerbe. On sait que les gerbes d'origine nucléaire peuvent être prises pour des gerbes d'électrons-photons et inversement avec une probabilité de ~ 5 %.

Ainsi, la chambre à étincelles permet d'identifier de façon certaine des particules, sans même recourir aux distributions cinématiques caractéristiques.

La mesure de l'impulsion des particules peut être faite sur la base de l'analyse du parcours avant arrêt, ou d'après l'angle de déflexion dans le champ magnétique (voir Fig. 26). Pour ce dernier procédé de mesure, l'erreur est $\sim 20\%$ si la particule traverse une section au moins.

L'énergie des particules d'origine nucléaire, des électrons et des particules γ est déterminée d'après le nombre de particules dans la gerbe avec une bonne précision ($\sim 10\%$).

La direction des particules chargées pour des angles de $\theta \leq 45^\circ$ par rapport à la direction du champ électrique de la chambre est visible directement sur la trace. La précision de détermination de l'angle d'après la trace dans un seul intervalle est de 1 mrad. Si l'angle de sortie de la particule est $35^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$, et si la particule traverse plusieurs intervalles, la direction est reconstituée d'après l'emplacement des étincelles dans ces intervalles avec une précision de $\sim \pm \frac{3 \text{ mm}}{n(d+30)}$, où d - épaisseur de matériau entre les modules à étincelles, n - nombre de modules traversés par la particules.

Paramètres de la chambre à étincelles

	Variante	I	II	III
MODULE	Dimensions de la zone photographiée Dimensions du module à étincelles Dimensions des plaques de fer	2050 x 1500 x 35 mm 2000 x 1450 x 30 mm 3500 x 1500 x 20-100 mm		
SECTION	Nombre de modules dans la section Epaisseur de fer entre les modules à étincelles, mm Epaisseur de fer dans la section (gr/cm ²) Nombre de parcours nucléaires Perte d'énergie des mésons μ , GeV	40 20 700 5,5 2,2	30 40 930 7,5 2,6	15 100 1250 10 3
CHAMBRE	Epaisseur de fer (gr/cm ²) Poids efficace, tonnes Nombre de parcours nucléaires Perte d'énergie des mésons μ , GeV	8200 240 65 18	11000 310 85 22	13500 400 108 30
CHAMP MAGNETIQUE	Intensité du champ magnétique, kG Puissance de l'aimant Impulsion maximale mesurée, GeV/c Impulsion minimale mesurée, GeV/c Erreur de mesure de l'impulsion due à la diffusion	20	18 ~ 1 MW 200 0,3 20 %	16

La direction des particules neutres qui réagissent avec le noyau et qui provoquent des gerbes est reconstruite avec une précision $\leq 5\%$ sur la direction incidente.

2.3 Blocs des paquets d'émulsions nucléaires

Une difficulté habituelle dans l'utilisation de la méthode des émulsions nucléaires réside dans l'impossibilité pratique de l'utilisation de paquets d'émulsions de volume important pour obtenir un grand nombre d'événements enregistrés. Cela est dû aux difficultés du traitement chimique de volumes d'émulsions importants et aux énormes dépenses de travail pour la mise en évidence des événements enregistrés. Un volume maximal de 100 l d'émulsions semble constituer la limite raisonnable du point de vue du traitement chimique (380-390 kg pour une humidité résiduelle de 58 % et à la température ordinaire) pour une séance d'irradiation. Le nombre admissible de ces séances ne dépasse pas trois par an.

Par suite de la faible section d'interaction du neutrino avec la matière, la densité des traces des particules chargées dans le paquet d'émulsions et la durée admissible d'exposition sont déterminées principalement par les particules de fond. Dans l'expérience considérée, ces particules sont les neutrons dans

le canal neutrino, et les rayons cosmiques. Comme le montrent les estimations du ^{bruit de} fond des neutrons dans le canal neutrino, on prévoit environ trois étoiles de neutrons pour une interaction neutrino. Cela conduit à un chargement négligeable de l'émulsion nucléaire. C'est pourquoi le chargement par le rayonnement cosmique constitue le principal danger pour l'émulsion.

Le rayonnement cosmique au niveau de la mer atteint environ 35 mroentgen/an. Compte tenu de la radioactivité naturelle au niveau de la mer, l'émulsion nucléaire non blindée reçoit 100 mr /année /46/. 1 mr de dose est équivalent à $2,5 \cdot 10^4$ traces de particules avec une ionisation minimale sur 1 cm^2 . Ces chiffres signifient qu'un paquet d'émulsions non blindé peut être utilisé dans les expériences au maximum 5 jours, afin d'éviter son chargement par les particules de fond. Toutefois, l'utilisation d'un blindage spécial peut augmenter considérablement la durée de l'exposition. Par exemple, dans l'expérience analogue au CERN /16/, l'exposition a duré 10 jours.

La figure 28 montre la disposition des paquets d'émulsions, de la chambre à étincelles et de l'équipement annexe.

Le paquet d'émulsions est assemblé à partir de couches sensibles de type NIKFI-R, de dimensions 20 x 40 x 0,06 cm. L'assemblage par sections permet d'atteindre n'importe quel volume d'émulsion

jusqu'à 100 l (2000 couches). Le paquet est placé dans un casier d'acier dont les parois latérales portent des repères. Ces repères sont éclairés au moment de la prise de vue, si bien que les positions des étincelles peuvent être localisées par rapport à ces repères. La disposition fixe des couches d'émulsions dans le casier métallique garantit la précision de la position relative des bords du paquet d'émulsions et des repères. La chambre à étincelles SC_2 est à intervalle large (jusqu'à 200 mm d'épaisseur) et ses dimensions sont 1000 x 1000 mm. Elle permet de déterminer le point d'entrée de la particule dans la chambre et sa direction, avec une précision de 0,5 mm et 1 mrad respectivement.

Les compteurs de scintillations C_1, C_2, C_3 , sont utilisés pour le déclenchement des chambres à étincelles à des coïncidences de types $\overline{C_1}, C_2, C_3$ (la barre désigne l'anticoïncidence). La chambre à étincelles SC_1 est nécessaire pour déceler les déclenchements erronés provoqués par les éventuels écarts de l'efficacité d'enregistrement du compteur C_1 de l'unité. Les événements accompagnés de traces de particules dans cette chambre sont rejetés. On photographie deux projections orthogonales, les deux images étant réunies sur une seule pellicule à l'aide d'un système de miroirs.

L'équipement expérimental décrit doit être placé dans le canal neutrino avant le spectromètre magnétique à étincelles. Ce dernier permet de déterminer la nature et l'impulsion des particules sortant de la chambre SC_2 et pénétrant dans le spectromètre.

Conjointement aux données des mesures dans le paquet d'émulsions, ces résultats rendent l'identification des événements plus certaine. L'identification des particules enregistrées dans l'émulsion nucléaire est faite au moyen des méthodes habituelles d'analyse des mesures de l'ionisation, de la diffusion multiple, du parcours, etc.

Sélection des événements. On peut compter dans les candidats à l'interaction neutrino tout événement satisfaisant simultanément les critères suivants :

- a) réalisation d'une coïncidence de type $\bar{C}_1 C_2 C_3$;
- b) absence de traces dans la chambre SC_1 ;
- c) présence de traces dans la chambre SC_2 , dont l'examen des prolongements dans le paquet d'émulsions conduit à l'enregistrement d'"étoiles" ;
- d) absence de particules primaires chargées dans l'"étoile" décelée dans l'émulsion.

Le candidat à l'événement neutrino, qui s'accompagne de la formation d'un lepton lourd, doit satisfaire un critère complémentaire :

- e) présence dans l'événement d'au moins une trace en forme de V provenant de la désintégration du lepton.

L'identification de toutes les particules secondaires dans l'événement et de l'événement dans son ensemble permettra de distinguer les événements neutrino véritables des événements de fond. Le symptôme nécessaire de l'événement neutrino sera alors la présence d'un lepton parmi les produits secondaires de l'interaction.

Fond. Les particules pouvant provoquer des événements de fond sont les suivantes :

- a) neutron dans le canal neutrino;
- b) particules secondaires chargées des interactions neutrino ayant eu lieu dans le matériau constituant et entourant le canal neutrino;
- c) rayons cosmiques.

Etudions le caractère de ces événements de fond.

Les neutrons et les produits secondaires chargés des événements neutrino enregistrés - les particules fondamentales peuvent provoquer un nombre considérable de déclenchements de fond des compteurs de type $\bar{C}_1 C_2 C_3$. Cela est dû, en premier lieu, à leur nombre important. Comme on l'a déjà remarqué, pour une interaction neutrino enregistrée, on prévoit environ 3 étoiles de neutrons. Pour une énergie de ces particules comparable à l'énergie neutrino, le nombre de déclenchements de fond $\bar{C}_1 C_2 C_3$ peut dépasser ^{de} plusieurs fois le nombre des événements utiles. On peut s'attendre à ce que le spectre énergétique des neutrons présente un maximum au voisinage de 100 MeV. Avec une longueur du paquet de 40 cm le long du faisceau, on prévoit, au maximum, 0,2 déclenchement erroné $\bar{C}_1 C_2 C_3$ par événement neutrino.

L'étude ultérieure de l'ionisation des traces des candidats à l'interaction neutrino permettra de réduire le nombre d'événements erronés provoqués par les particules chargées de fond. Les événements accompagnés de traces de particules à ionisation grandissante à mesure que l'on se rapproche du centre de l'étoile seront rejetés.

Toutefois, le principal critère de rejet des événements de fond sera l'absence de leptons parmi les produits secondaires; la présence de ces leptons étant obligatoire dans l'interaction neutrino. De ce point de vue, les événements dont l'interprétation

sera la plus simple seront ceux satisfaisant aux critères (a)-(d) ci-dessus et contenant des traces d'une particule identifiée comme étant un muon, à l'aide du spectromètre magnétique à étincelles. Ce dernier équipement permettra d'augmenter considérablement la fiabilité de la sélection des événements neutrino au moyen des muons enregistrés.

Les rayons cosmiques ne présentent pas de grand danger dans la sélection des candidats aux interactions neutrino. En effet, pour environ 10^5 impulsions d'accélérateur (temps d'exposition : 10 jours) d'une durée de l'ordre de 2 ms, la durée totale pendant laquelle les compteurs seront sensibles aux rayons cosmiques sera d'environ 0,2 seconde. Pendant ce temps, le nombre de déclenchements de fond ne dépassera pas quelques unités.

CHAPITRE III

Différentes possibilités d'études en physique du neutrino à l'IFVE

3.1 Remarques générales

On considère dans le présent chapitre certains problèmes de physique du neutrino susceptibles d'être étudiés auprès de l'accélérateur de l'IFVE.

Le programme général des études du neutrino au moyen des accélérateurs de haute énergie est bien connu. Il a été exposé, pour l'essentiel, dans les premiers travaux fondamentaux (voir B. Pontecorvo ^{/1/}, M.A. Markov ^{/3,4/}, Lee et Yang ^{/5/}, Bernardini ^{/6/}).

Au tableau III, on a rassemblé les estimations du nombre d'interactions neutrino pouvant être enregistrées dans la chambre à bulles SKAT remplie de fréon lourd et de propane, dans la chambre à étincelles de 300 t et dans la chambre à hydrogène d'un volume utile de $\sim 30 \text{ m}^3$.

Toutes ces estimations ont été faites pour les hypothèses suivantes : ^{*)}

*) tous les calculs du chapitre III sont effectués dans le cadre de ces hypothèses, sauf spécification contraire.

- a) l'intensité de l'accélérateur est fixée à 10^{12} protons/seconde ($\sim 10^{13}$ protons/impulsion);
- b) on a utilisé dans les calculs le spectre neutrino /25/ obtenu pour une focalisation idéale des mésons π et K , dont les distributions angulaire et en impulsions sont décrites par la formule de Cocconi;
- c) le volume efficace de la chambre SKAT a été évalué à 4 m^3 (pour un volume visible total de 6 m^3). Ce volume efficace est obtenu en réduisant de 0,2 m toutes les dimensions linéaires de la chambre (cette estimation du volume efficace est effectuée sur la base de l'expérience du travail des grandes chambres à bulles, voir par ex. /47/);
- d) l'efficacité de la chambre à étincelles a été estimé sur la base des conditions d'enregistrement des particules énoncées au ch. II;
- e) le calcul du nombre d'événements élastiques et des événements à formation d'un pion a été effectué respectivement pour des sections de 0,45 et $0,5 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucléon}$;
- f) les rapports des pions chargés et neutres pour une formation unitaire ont été calculés à partir des données de l'expérience du CERN /9/.

TABEAU III

Nombre d'événements d'interaction neutrino (réaction fondamentale), pouvant être enregistrés par jour auprès de l'accélérateur de l'IFVE, pour une intensité de 10^{13} protons par impulsion

Réaction	Chambre à étincelles 300 tonnes ($E \nu \geq 2$ GeV)	Chambre SKAT, 4 m ²			Chambre à hydrogène 30 m ³ *)
		4 m ² , CF ₃ Br	C ₃ H ₈	H ₂	
1 $\nu_e \rightarrow \mu^- + p$	$\sim 1,2 \cdot 10^4$	~ 1400	280	-	-
2 $\nu_N \rightarrow \mu^- + N^+$	$\sim 10^4$	1100	560	220	~ 1400
	$\sim 5 \cdot 10^3$	560	110	-	-
3 $\nu_N \rightarrow \mu^- + N^+ + m\pi$	$\sim 3 \cdot 10^4$	~ 2800	600	140	~ 830
4 $\nu_N \rightarrow \mu^- + \gamma$	-	~ 16	3	1	~ 5
5 $\nu_e \rightarrow \mu^- + e^+$	$\sim 1,3 \cdot 10^3$	~ 20	5	2	~ 13
	$\sim 1,3 \cdot 10^2$	~ 2	0,5	0,2	~ 1
$\nu_e \rightarrow \mu^- + Z^0 + W$	160	0,25	-	-	-
	26	-	-	-	-
	~ 58000	~ 6000	~ 2000	~ 1600	~ 2300

*) Volume efficace de la chambre à hydrogène de 60 m³ en projet.
Preprint OIYAI 13-3322, 1967

Il ressort du tableau III que le nombre d'événements enregistrés par jour est assez élevé. Par exemple, on peut rappeler que dans l'expérience du CERN (1963-64), pour $7,1 \cdot 10^{17}$ protons sur la cible (~ 1090 heures de travail de l'accélérateur), la chambre à bulles a enregistré ~ 570 événements d'interaction neutrino.

Toutefois, à l'état actuel de développement des études, il semble indiqué de composer une statistique allant jusqu'aux valeurs assurant l'utilisation maximale des possibilités de l'accélérateur, en particulier l'étude des processus rares : recherche du boson W , réactions d'interactions lepton-lepton, etc. On peut obtenir des résultats importants dans l'étude de ces processus à l'issue de l'acquisition de données expérimentales pour 10^6 cycles d'accélération. Ces données expérimentales peuvent être obtenues en 100 jours de travail d'accélérateur (2400 heures) à l'intensité 10^{13} protons par impulsion. L'élargissement du programme d'expériences neutrino - exposition dans un faisceau d'antineutrinos (10^6 photographies), étude sur les faisceaux de neutrinos monochromatiques - exige un temps d'accélérateur important. Comme pendant le déroulement des expériences neutrino le travail sur les autres faisceaux est pratiquement exclu, il apparaît que le premier problème qui se pose dans la réalisation du programme neutrino réside dans une augmentation notable de l'intensité de l'accélérateur (jusqu'à 10^{13} - 10^{14} protons par impulsion).

Nous examinerons quelques questions de la physique du neutrino qui pourront être étudiées auprès de l'accélérateur de l'IFVE.

3.2 Boson W

La théorie de l'interaction faible est construite d'après le schéma "courant x courant". Le schéma du produit des courants chargés recevrait son fondement théorique interne si, par analogie avec l'électrodynamique, l'interaction faible était transportée par un champ vectoriel - le boson W /48/.

Les calculs de la section efficace de la réaction $\nu n \rightarrow \mu W p$ ont été effectués dans les travaux /49-55/.

La formation du boson W dans un faisceau ν est décrite par les deux courbes de la figure 29. Dans la région voisine du seuil, la section de formation est de la forme : $\sigma = \text{const} \cdot (E - E_p)^{7/2}$, et dans la région asymptotique,

$$\sigma = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{dZ}{\sigma\pi} \ln \left(2E q / M^2 \right) \quad (3.1)$$

où q - impulsion caractéristique transmise au noyau, M - masse du boson W.

On a émis l'hypothèse que le boson W participe à l'interaction forte quadratique ^{/56/}. Alors, il peut être formé selon le schéma de la figure 30. Si l'on suppose que la constante d'interaction au sommet $NNWW$ est de l'ordre de l'unité et si l'on néglige le rôle des facteurs ^{de} forme, on obtient une section efficace qui dépasse de plusieurs ordres de grandeur la section ^{de} la réaction décrite par le diagramme représenté sur la figure 29. Toutefois, dans les estimations ultérieures, nous ne compterons pas sur l'existence de cette interaction "anormale".

Le boson W présente des modes de désintégration leptonique et hadronique. La probabilité de chaque désintégration leptonique est égale à $G = 10^{-5} M^3 (6\sqrt{2} m^2)^{-1}$ où m - masse du nucléon. Pour $M=3 \text{ GeV}/c^2$, nous avons $G = 0,8 \cdot 10^{19} \text{ sec}^{-1}$.

L'absence d'informations sur le comportement des facteurs de forme des hadrons, dans la région des impulsions transférées "time-like"

élevées, fait obstacle au calcul précis des modes de désintégration hadronique. Si l'on suppose que les facteurs ^{de} forme des mésons sont voisins des facteurs ^{de} forme des hadrons, on peut prévoir que pour une masse du boson W égale à quelques GeV/c^2 , chacun des modes de désintégration hadronique sera fortement atténué.

D'autre part, il existe une possibilité théorique pour que la probabilité totale de désintégration dans l'ensemble des canaux hadroniques soit du même ordre de grandeur que la probabilité des modes de désintégration leptonique.

Sur la base de l'analyse des données des expériences neutrino, on a obtenu pour limite inférieure de la masse du boson W la valeur $2 \text{ GeV}/c^2$ /13, 14, 57/.

Possibilités expérimentales à l'IFVE.

Le spectre neutrino auprès de l'accélérateur de l'IFVE dans le domaine d'énergie du neutrino $> 10 \text{ GeV}$ ouvre les possibilités de découverte du boson W jusqu'à une masse de $\sim 6 \text{ GeV}/c$. La découverte du boson W dépend des conditions de ^{bruit de} fond, déterminées par la physique et la cinématique des processus.

La cinématique de formation du boson W dépend fortement, selon quel diagramme et dans quel processus est formé le boson W: processus cohérent, non cohérent ou superposition des deux. Dans une formation cohérente, l'impulsion de recul q est petite, l'interaction avec le noyau présente un caractère périphérique et le noyau est considéré comme un ensemble. Dans ce cas, la cinématique est considérée dans l'hypothèse que $Q \rightarrow Q_{\min}$ ait conduit à la distribution suivante de l'énergie des particules secondaires :

$$E_{\mu} = \frac{m_{\mu} \cdot E_{\nu}}{m_{\mu} + M_W} \quad ; \quad E_W = \frac{M_W \cdot E_{\nu}}{M_{\mu} + M_W} \quad (3.2)$$

Lorsque l'on s'approche de la région de seuil, le rôle de la formation non cohérente de W augmente. Pour une impulsion de recul suffisante (~ 1 GeV/c), on peut négliger les collisions intranucléaires et étudier l'interaction d'un nucléon libre.

Sur la base de la loi de conservation de l'énergie et de l'impulsion, on a tiré de certaines relations cinématiques quelques valeurs limites des énergies et des angles des particules secondaires dans la réaction $\nu n \rightarrow \mu W p$, rassemblées au tableau IV.

TABLEAU IV

M_W	E_ν	Boson W			Proton			Méson μ^-		
		E_{\min}	E_{\max}	θ_{\max}	E_{\min}	E_{\max}	θ_{\max}°	E_{\min}	E_{\max}	θ_{\max}°
$M = 3$ GeV	$E_p = 12$ GeV	5	12	-	0,8	7,9	-	0,04	3	-
	$E_B = 19$ GeV	5	17	14	0,7	13	53	0,02	8	180
$M = 5$ GeV	$E_p = 20$ GeV	14	18	-	2	5,5	-	0,06	2	-
	$E_B = 30$ GeV	13	30	6	7	15	13	0,05	12	180

Dans ce tableau :

E_B = valeur de l'énergie du neutrino pour laquelle on prévoit un nombre maximal d'événements de formation du boson W de masse donnée;

E_p = énergie du neutrino voisine du seuil pour la masse donnée du boson W.

Cinématique de la désintégration W . Les courbes illustrant la cinématique du boson W pour $M_W = 3 \text{ GeV}/c^2$ et $M_W = 5 \text{ GeV}/c^2$ et des énergies voisines des minima sont représentées sur les figures 31a, b. Les distributions en impulsions et en angles correspondantes des mésons μ^+ dans le système de laboratoire pour la réaction $\nu_n \rightarrow p_{\mu^-} W$ sont données sur les figures 32 a, b.

Il ressort de cette distribution que pour la majeure partie des mésons μ^+ les angles de sortie θ_μ sont petits. Pour $M_W = 3 \text{ GeV}/c^2$, dans le domaine $\theta_\mu \leq 45^\circ$, on trouve plus de 70 % du total des événements et, pour $M_W = 5 \text{ GeV}/c^2$, plus de 85 %. Dans ce domaine les impulsions des mésons μ^+ dépassent 1,5 GeV.

En moyenne, $E_{\mu^+} \simeq \frac{1}{2} E_W$, c'est-à-dire qu'elle est beaucoup plus grande que l'énergie des mésons μ négatifs.

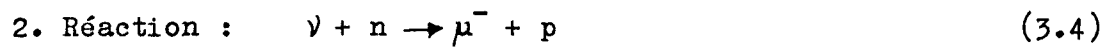
Bruit de fond. La valeur du bruit de fond dépend de la nature des particules servant à l'identification du boson W.

Pour les modes de désintégration leptoniques, les processus de fond suivants sont possibles :

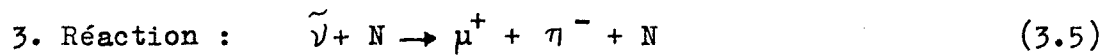
a) $\underline{W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu}$

1. Réaction : $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \pi^+ + N$ (3.3)

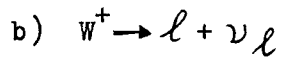
Dans cette réaction, le méson π^+ peut être pris pour un méson μ^+ dans les cas suivants : (i) pour la chambre à bulles : le méson π^+ peut sortir des limites de la chambre sans subir d'interaction (le parcours moyen dans la chambre à étincelles est beaucoup plus grand et l'effet de la sortie du méson π est pris en considération dans le calcul de l'efficacité de la chambre); (ii) pour la chambre à étincelles : si le méson π^+ subit un arrêt par ionisation; (iii) pour les deux équipements : désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ en vol.



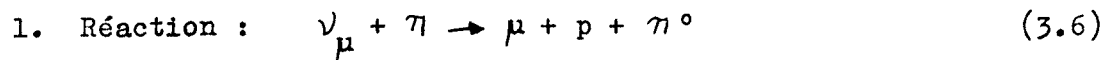
dans le cas où le proton imite μ^+ .



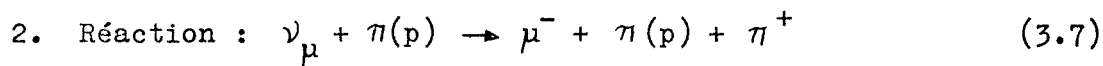
Dans le cas où le méson π^- est pris pour un méson μ^- formé dans la réaction $\nu N \rightarrow \mu^- W^+ N$, et le méson μ^+ pour un méson μ^+ formé dans la désintégration du boson W.



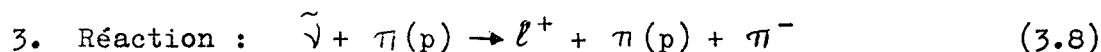
Dans ce mode de désintégration du boson W, les réactions suivantes constituent le fond :



dans le cas où l'une des particules γ de la désintégration du méson π^0 engendre une gerbe que l'on ne peut distinguer de la gerbe engendrée par un positron, et la deuxième particule γ n'est pas enregistrée.



dans le cas où la gerbe provoquée par le méson π^{+} imite une gerbe d'électrons (pour la chambre à étincelles).



On trouvera dans l'Annexe III le calcul approximatif du nombre d'événements de fond pouvant être provoqués par les réactions précédentes dans la chambre à étincelles et dans la chambre SKAT. Les données globales du nombre prévu d'événements de formation du boson W et des réactions de fond sont rassemblées dans les tableaux V et VI.

Le fond physique dans la formation du boson W est constitué par la formation directe de paires leptoniques dans les réactions $\nu_{\mu} Z \rightarrow \nu_{\mu} \mu^{+} \mu^{-} Z$ et $\nu_{\mu} Z \rightarrow \mu^{-} \ell Z$ (voir § 3.9). Avec une masse de $6-6,5 \text{ GeV}/c^2$, le nombre de muons provenant de la désintégration du boson W est comparable au nombre de muons formés par la réaction $\nu_{\mu} Z \rightarrow \nu_{\mu} \mu^{+} \mu^{-} Z$ (pour un détecteur de fer). L'indétermination de la partie dure du spectre neutrino a une forte influence sur l'estimation des formations du boson W et une faible influence

sur le nombre d'événements de formation des paires leptoniques. Par comparaison aux muons de la réaction de formation du boson W , les muons de la réaction $\nu_{\mu} Z \rightarrow \nu_{\mu} \mu^+ \mu^- Z$ ont une distribution angulaire beaucoup plus étroite et en moyenne une distribution énergétique identique pour les mésons μ^+ et μ^- . C'est pourquoi, pour une masse du boson W supérieure à $5-6 \text{ GeV}/c^2$, la détermination des cas de formation de paires leptoniques exigera l'analyse cinématique.

Les données rassemblées dans les tableaux montrent que dans des circonstances favorables, en utilisant la chambre SKAT auprès de l'accélérateur de l'IFVE, il est possible de détecter le boson W jusqu'à une masse de $4-5 \text{ GeV}/c^2$ et, en utilisant la chambre à étincelles de 300 tonnes, jusqu'à $6 \text{ GeV}/c^2$.

TABLEAU V

Réactions de "background" pour les modes leptoniques de désintégration du boson W en 100 jours de travail

Type de désintégration	Type de réaction	Nombre d'événements de fond	
		chambre à étincelles	chambre SKAT
$W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	1. $\nu + N \rightarrow \mu^- + \pi^+ + N$	6	$\sim 1,6$
	2. $\nu + \pi \rightarrow \mu^- + \rho^+$	-	-
	3. $\tilde{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + \pi^- + N$	< 12	< 1
$W^+ \rightarrow e^+ + \nu$	1. $\nu + N \rightarrow \mu^- + \pi^0 + N$	~ 30	-
	2. $\nu + N \rightarrow \mu^- + \pi^+ + N$	< 10	-
	3. $\tilde{\nu} + N \rightarrow e^+ + N + \pi^-$	~ 50	-

TABLEAU VI

Nombre prévu d'événements avec formation du boson W dans la chambre à étincelles (300 t) et la chambre SKAT (4 m³ fréon) en 100 jours de travail

	M = 3 GeV	M = 4 GeV	M = 5 GeV	M = 6 GeV
Nombre de W dans la chambre à étincelles	$1,3 \cdot 10^5$	$\sim 10^4$	$1,6 \cdot 10^3$	260
Efficacité de la chambre à étincelles	50 %	70 %	90 %	95 %
Nombre de désintégrat. $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^3$	500	80
Bruit de fond	~ 20			-
Nombre de désintégrat. $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^3$	500	80
Bruit de fond	~ 100			-
Chambre SKAT, nombre de W	$2,5 \cdot 10^3$	200	25	-
Nombre de désintégrat. $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	$\sim 10^3$	~ 65	~ 8	2
Bruit de fond	$\sim 2 - 3$			
Nombre de désintégrat. $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$	$\sim 10^3$	~ 65	~ 8	-
Bruit de fond	-			

On a remarqué que les estimations citées sont valables pour un spectre neutrino obtenu avec une focalisation idéale des mésons, décrit par la formule de Cocconi. Des conditions plus favorables pour la recherche du boson W apparaissent si le spectre des mésons suit plutôt la description de Trilling.

La figure 33 représente l'expression $d \langle \sigma \rangle / dE = \sigma(E) \cdot dN/dE$ efficace - produit de la section/de formation du boson W par le spectre neutrino. Le spectre neutrino est tiré du travail /25/ (spectre des mésons de Trilling, focalisation idéale).

La figure 34 représente le nombre d'événements de formation du boson W dans la chambre à étincelles contenant 200 t de fer, et dans la chambre à bulles à volume efficace de 4 m³ de fréon, en 100 jours de travail de l'accélérateur avec une intensité de 10¹² protons/seconde.

3.3 Recherche du méson B

La théorie V-A de l'interaction faible a donné deux procédés différents d'introduction des bosons intermédiaires. Le schéma boson W, l'un de ces procédés, est préférable du point de vue de l'analogie avec l'électrodynamique. Dans les travaux /58-68/, on considère les conséquences théoriques et expérimentales de l'autre procédé d'introduction du boson intermédiaire, où l'inter-

action plus faible est transmise par le méson scalaire, appelé méson B, qui présente des charges baryonique et leptonique.

L'hypothèse du méson B est attrayante en ce que l'interaction faible transportée par le méson B est renormalisable. Pour reproduire la forme du spectre de désintégration β , la masse du méson B doit déjà être supérieure à $1,7 \text{ GeV}/c^2$ /65,66/.

Avec l'existence du méson B, on observera des résonances dans les réactions $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$ et $\nu_\mu n \rightarrow \mu p$, $e p \rightarrow e p$. L'estimation des sections de la première réaction est contenue dans les travaux /69,70/, celle des deux autres réactions dans les travaux /66,67/. Après calcul de la moyenne pour un intervalle de l'ordre de 200-300 MeV, déterminé par le mouvement des nucléons dans le noyau, on obtient une section de l'ordre de $3 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2$.

Cette estimation est obtenue sans tenir compte du rôle des facteurs de forme. Dans ce processus ordinaire d'interaction faible, le carré de l'impulsion transférée par le méson B ne dépasse pas $1(\text{GeV}/c)^2$, tandis que dans la réaction $\nu_n \rightarrow \mu p$, il est égal à $(m_N^2 + 2EM_N)$ et à la résonance il prend la valeur M_B^2 . Si l'on suppose que le méson B est ponctuel, le comportement des facteurs de forme au sommet ν_{NB} est déterminé par la structure du nucléon. Si dans le domaine des impulsions similaires au temps élevées les facteurs de forme du nucléon ne décroissent pas plus lentement que dans le

domaine des impulsions "space-like" élevées, on a
 $F(M_B^2) \sim 1/(M_B^2)$ et pour valeur de la section efficace de la réaction
 $\nu_n \rightarrow \mu\rho$ pour une masse $M_B \gg 4 \text{ GeV}/c^2$, nous obtenons $\sigma \leq 10^{-37} \text{ cm}^2$.

Il ressort de cette estimation que si le méson B d'une masse de quelques GeV existe, sa découverte constitue un problème non moins difficile que la recherche du boson W. Ici, les conclusions des travaux /67, 71, 72/ relatives à l'absence du méson B, fondées sur les données expérimentales de la réaction $\nu_n \rightarrow \mu\rho$ et les estimations qui ne tiennent pas compte du rôle des facteurs de forme, ne peuvent être considérées comme convaincantes.

Remarquons qu'il existe dans les expériences neutrino une possibilité de principe d'exclure l'hypothèse de l'existence des mésons W et B, indépendamment de la valeur de leur masse.

En effet, le schéma d'interaction faible à boson W conduit nécessairement aux interactions $(\nu_e e)(\nu_e e)$ et $(\nu_\mu \mu)(\nu_\mu \mu)$. C'est pourquoi, si l'on établit expérimentalement l'absence de ces interactions au premier ordre suivant la constante G, cela signifiera que le méson W n'existe pas.

De façon analogue, le schéma du méson B conduit nécessairement aux interactions $(\nu_\mu e)(\nu_\mu e)$ et $(\nu_e \mu)(\nu_e \mu)$. L'observation de la première de ces interactions, si elle existe au premier ordre en G,

reste dans les limites de possibilité des expériences actuelles.

En 100 jours de travail de l'accélérateur de 70 GeV, à une intensité de 10^{12} protons/seconde, on observera dans la chambre à étincelles contenant 200 t de fer $2 \cdot 10^4$ événements de réaction $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$; dans la chambre à bulles, contenant 4 m³ de fréon, 600 événements.

Si la réaction $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ ne sera pas décelée au premier ordre en G , cela signifiera que le méson B n'existe pas dans la nature. Remarquons que la recherche de la réaction $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ présente de l'intérêt à d'autres égards. (voir § 3.9).

3.4 Réactions quasi-élastiques neutrino sur nucléon

L'étude des processus des réactions quasi-élastiques

$$\nu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (3.9)$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (3.10)$$

fournit une information sur le comportement des facteurs de forme vectoriels et axiaux dans le domaine des impulsions transférées élevées, c'est-à-dire une information sur la structure du nucléon.

Si le courant nucléonique s'écrit sous la forme :

$$J_{\alpha} = \bar{p} \left[(F_1 \gamma_{\alpha} - F_2 G_{\alpha\beta} q_{\beta} / 2M) + (F_3 \gamma_{\alpha} + F_4 q_{\alpha} / m) \gamma_5 \right] \gamma_5, q = p - p' \quad (3.11)$$

(où M, m - masses du nucléon et du lepton), la section efficace différentielle sera de la forme :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dq^2} = & \frac{G^2}{4\pi(S-M^2)^2} \left\{ [F_1 + F_3 + \eta F_2^2] [(S-M^2)^2 + (q^2 - m^2)(S + \frac{q^2}{2}) - \right. \\ & - 2F_4 M^2 (q^2 - m^2) + [F_3 F_2 + \frac{1}{2} F_2^2 (1-\eta)(q^2 - m^2)(q^2 + \frac{m^2}{q^2}) + (F_4 F_3 M / m - F_2^2 q^2)(q^2 - m^2) M^2] \\ & \left. + 2F_4 (F_1 + F_2) q^2 \cdot [(q^2 - m^2) / 2 + S - M^2] \right\}; \quad \eta = -\frac{q^2}{4m^2}; \quad q^2 = q_0^2 - \vec{q}^2. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Le signe supérieur correspond à la réaction $\nu n \rightarrow \bar{\mu} p$, le signe inférieur à $\bar{\nu} p \rightarrow \mu n$.

L'hypothèse de la structure ponctuelle du courant leptonique introduit des limitations dans la forme générale de la section efficace /73,74/.

Les relations suivantes doivent être vérifiées pour la diffusion vers l'avant :

$$\frac{d\sigma_{\nu}}{dq^2} = \frac{d\sigma_{\bar{\nu}}}{dq^2} = \frac{G^2(1+\Lambda^2)}{2\pi}; \quad \Lambda = 1,18. \quad (3.13)$$

La différence des sections efficaces /des réactions ν et $\bar{\nu}$ -n est déterminée par le facteur de forme axial :

$$d\sigma_{\nu} - d\sigma_{\bar{\nu}} = F_A \left[(F_1 + F_2) \frac{G^2 q^2 dq^2}{2\pi EM} \cdot (1 - 2\frac{M}{E}) \right]. \quad (3.14)$$

La non-localité possible du courant leptonique pourrait se manifester dans la variation du facteur de forme de la transition np en fonction de l'énergie.

Toutefois, la précision de la vérification de la localité est limitée par la précision de la définition des spectres et par les processus nucléaires.

Si l'on suppose que l'hypothèse CVC est fondée, les facteurs^{de} forme vectoriels nucléoniques faibles sont identiques aux facteurs^{de} forme isovectoriels des interactions électromagnétiques :

$$F_1 = \frac{(G_E + \eta G_M)}{1 + \eta} ; \quad F_2 = \frac{(G_M - G_E)}{1 + \eta} ; \quad (3.15)$$

où M_N - masse du nucléon;

q^2 - carré de l'impulsion transférée quadridimensionnelle.

Les facteurs^{de} forme G_E et G_M sont connus grâce aux expériences de diffusion électrons sur protons /75/.

En négligeant le terme pseudo-scalaire $F_p = -2 m_N F_A / (q^2 - m_\pi^2)$, dont la contribution dans la section est faible, seul le facteur de forme axial $F_A(q^2)$ reste indéterminé. Les expériences effectuées au CERN ont montré que F_A est à peu près de la même forme que F_1 et F_2 .

$$F_A = \lambda \cdot F_1 \quad \text{ou} \quad F_A = \lambda \cdot \left(1 + \frac{q^2}{M_A^2}\right)^{-2}, \quad (3.16)$$

où M_A - paramètre, et $\lambda = 1,18$.

Comme tous les facteurs de forme sont fonction du carré de l'impulsion transférée quadridimensionnelle q^2 , ils peuvent être étudiés au moyen de l'examen des distributions dN/dq^2 .

Les distributions expérimentales du nombre d'événements élastiques en fonction de q^2 , obtenues dans la chambre à bulles au fréon du CERN en 1963-65^{/19/}, ont permis de déterminer, suivant la courbe choisie le plus judicieusement, que $M_A = 0,81^{+0,13}_{-0,20}$ dans la formule (3.16). Les facteurs de forme F_1 et F_2 étaient pris sous la forme :

$$F_1(q^2) = F_2(q^2) = \left(1 + \frac{q^2}{M_{em}^2}\right)^{-2} \quad (3.17)$$

où $M_{em} = 0,84$ GeV/c. De là, les auteurs ont conclu que le facteur de forme axial est semblable aux facteurs de forme isovectoriels.

La figure 35 représente les données expérimentales sur la section élastique totale d'interaction neutrino^{/19/}. La statistique relativement réduite ne permet pas de tirer de ces données de conclusion définitive sur la valeur du facteur de forme axial.

Résultats attendus à l'IFVE

Chambre à bulles. Les figures 36 et 37 représentent les sections ^{efficaces} différentielles et totales d'interaction élastique du neutrino, calculées à l'aide des facteurs ^{de} forme F_1 et F_2 sous la forme (3.15).

La figure 38 montre le spectre des événements élastiques prévus pour la chambre SKAT, remplie de bromure de fréon (pour 100 jours de travail). La figure 39 donne la distribution pour la chambre SKAT et pour la chambre à étincelles pour un plus large intervalle de q^2 .

Il ressort de ces courbes que dans les conditions de travail indiquées, en 100 jours (10^6 photos), l'étude du comportement de la section différentielle dN/dq^2 dans la chambre SKAT est possible jusqu'à $q^2 \approx 10$ $(\text{GeV}/c)^2$ (on ne tient pas compte ici des effets nucléaires qui ont une influence sur les distributions, principalement au voisinage de $q^2 \approx 0,5$ $(\text{GeV}/c)^2$, ^{bruit de} d_u /fond des réactions inélastiques avec absorption de pions, et l'on supposait que le spectre neutrino était bien connu).

On peut remarquer que dans les expériences du CERN (1963-1965), on observait un événement déjà pour $q^2 = 1$ $(\text{GeV}/c)^2$.

La détermination du facteur^{de} forme dépend de la précision de la connaissance du spectre neutrino. On représente sur la figure 40 les distributions dN/dq^2 pour différentes valeurs des facteurs de forme. Les valeurs des facteurs^{de} forme sont prises sous forme paramétrique $(1+q^2 / M_A^2)^{-2}$ pour $M_A = 1,0; 0,84$ et $0,6$ GeV/c. On a calculé pour la valeur $M_A = 0,84$ GeV/c trois courbes : pour un spectre neutrino déterminé précisément (courbe 3) et pour une indétermination de 100% dans la connaissance du spectre au le voisinage de 10 GeV (courbes 2 et 4). Pour les autres énergies, l'indétermination sur la connaissance du spectre varie de 10% pour 1 GeV et augmente avec l'élévation de l'énergie à raison de 10% par GeV. Remarquons que dans les expériences du CERN, la précision de la détermination du spectre était de 30% dans l'intervalle énergétique 0,3 - 4 GeV, et 60% au voisinage de 4 GeV /18/.

On voit sur la figure 40 que l'indétermination sur la connaissance du spectre neutrino a pour conséquence que l'intervalle de valeurs admissibles des paramètres M_A est très large : $0,6 < M_A < 1$. Pour déterminer la grandeur du facteur^{de} forme avec une précision de l'ordre de 10 %, il faut améliorer la précision de la connaissance du spectre d'un facteur plus grand que 2 (voir ch. I, les possibilités de mesure du spectre neutrino).

Pour la sélection des événements élastiques, on utilise tous les cas d'interaction présentant une trace, identifiée comme étant un

méson μ en présence d'un ou de plusieurs protons. De tels événements contiennent des événements élastiques, des événements provenant de l'interaction des neutrons, des particules chargées entrant dans la chambre sous des angles importants, des événements inélastiques dans lesquels les pions sont absorbés par les noyaux et des événements inélastiques à plusieurs protons.

Les conditions dans la chambre SKAT seront favorables à l'application des critères de sélection des événements élastiques. Ces critères sont : la présence d'un méson μ dans l'interaction, l'analyse des événements d'après la masse efficace des produits non leptoniques, les critères cinématiques, la sélection d'après la valeur de q^2 .

On a déjà remarqué que l'on ^{peut} pousser les expériences dans la chambre à bulles jusqu'à des valeurs d'impulsions transférées dans l'interaction élastique de $6-10 \text{ (GeV/c)}^2$. Les figures 41 et 42 donnent les valeurs des impulsions des mésons μ et des protons dans les réactions de formation élastique en fonction de q^2 . Il apparaît sur ces courbes que dans l'étude de la diffusion élastique dans l'intervalle $q^2 \sim 1-6 \text{ (GeV/c)}^2$, les impulsions des mésons μ seront supérieures à $0,5 \text{ GeV/c}$ et les impulsions des protons supérieures à 1 GeV/c . Alors, les angles de sortie du méson μ varieront entre 30 et 120° et les angles de sortie du proton entre 0 et 50° dans l'intervalle d'énergies du neutrino $1-6 \text{ GeV}$.

Un tel intervalle en angle et en énergie du méson μ et du proton permet de sélectionner et d'identifier de façon certaine les produits de la réaction élastique en utilisant, en plus des critères cinématiques, des critères sur le parcours, l'ionisation, etc. (voir ch. II).

Chambre à étincelles. L'utilisation des chambres à étincelles permettra d'étudier la réaction de formation élastique du méson μ pour des impulsions transmises atteignant $q^2 \simeq 20 \text{ GeV}/c^2$ (Fig. 39). Cela est assuré par l'importante quantité de matière (300 t) qui donne la précision statistique nécessaire. En outre, le détecteur à étincelles permet de séparer de façon certaine les mésons μ et les protons de haute énergie et d'estimer cette énergie. Comme le détecteur à étincelles n'est pas isotrope, il est nécessaire d'étudier la cinématique du parcours des particules pour déterminer son efficacité.

La figure 43 donne la distribution angulaire du nombre d'événements (en unités relatives) pour une énergie fixée du neutrino (trait continu) ou une impulsion transférée fixée (pointillés). A droite, se trouve la zone d'absence d'enregistrement des mésons μ ($\theta_u < 70^\circ$). Les lignes verticales à gauche représentent les limites d'enregistrement dues au grand angle de sortie du proton. Avec l'augmentation de l'énergie du neutrino, l'angle entre le proton et le méson μ diminue, et une part de plus en plus importante d'événements tombe dans la zone d'enregistrement efficace du détecteur à étincelles.

L'efficacité de l'installation a été estimée pour deux cas: observation de l'étincelle sur la trace $\sim 45^\circ$ et pour $\sim 70^\circ$, lorsqu'avec un nombre suffisant d'espacements on peut reconstituer de façon certaine la trajectoire de la particule. Dans le premier cas, l'efficacité moyenne est $\sim 45\%$; elle augmente jusqu'à 75% pour $q^2 \simeq 20(\text{GeV}/c)^2$.

Le nombre d'événements dans le détecteur à étincelles a été calculé compte tenu de l'efficacité d'enregistrement ($\theta < 70^\circ$). La distribution du nombre d'événements dans le domaine des impulsions transférées importantes est donnée sur la figure 39.

On voit que les chambres à étincelles permettent d'étudier, dans l'expérience prévue, un intervalle de q^2 presque deux fois plus large que la chambre à bulles.

Bruit de fond. Dans le domaine des impulsions transférées élevées (en particulier avec les chambres à étincelles), on peut négliger bruits de les/fond dus aux particules chargées entrantes (rejet par la logique) et des neutrons formés, soit dans le blindage, soit dans l'interaction neutrino, dans la mesure où l'énergie de ces neutrons est peu élevée.

La principale source d'erreurs résidera dans le bruit de /fond dû aux interactions inélastiques, dans lesquelles on n'enregistre pas

de méson π . On utilise en général deux critères pour une sélection rigoureuse des événements élastiques : le caractère coplanaire et la comparaison de la masse invariante des produits non leptoniques de la réaction M^* avec la masse du proton de recul. Le premier critère n'est pas sûr lorsque q^2 est élevé, car la distribution des impulsions est peu différente pour les événements élastiques et inélastiques. Le critère fondamental reste, semble-t-il, la méthode de sélection d'après M^* , qui exige que l'on sache rétablir avec une précision suffisante l'impulsion du méson μ .

Dans l'interaction élastique avec $q^2 \sim (6-20)(\text{GeV}/c)^2$, les protons de recul ont, pour l'essentiel, des impulsions de 4 à 10 GeV/c, c'est-à-dire un parcours de plus de 11 longueurs nucléaires. L'énergie de ces protons peut être déterminée d'après le nombre de particules des gerbes nucléaires avec une précision atteignant 10%. Les mésons μ se trouvent dans le domaine d'énergies 2-20 GeV et ont des parcours d'ionisation de 1,4 à 10 m. Pour une longueur du détecteur à étincelles de 12,5 m et une surface de 3 m², la majeure partie des mésons μ sera arrêtée. Leur énergie peut être mesurée avec une précision meilleure que 2-10% d'après la longueur du parcours. Les impulsions des mésons μ qui dépassent les limites de l'installation sont reconstituées avec ^{une} précision de 10 à 30 % d'après la flèche de la courbure dans le champ magnétique. Les angles de sortie des produits de la réaction élastique dans

l'intervalle d'énergies considéré sont compris dans les limites 0-35° et 10-45°, respectivement pour les protons et les mésons μ . Ainsi, les événements élastiques peuvent être distingués des événements inélastiques avec suffisamment de certitude.

3.5 Réactions inélastiques avec formation d'un pion /76-78/

L'étude de l'interaction faible des résonances, à la différence de l'interaction faible des particules stables ou à longue vie, n'est possible que dans le processus de leur formation dans les faisceaux de neutrinos et d'antineutrinos. On peut alors obtenir une information sur les facteurs^{de} forme faibles des transitions NN^* , $N\Delta^*$, $N\Lambda^*$.

La réaction :



donne la principale contribution à la formation d'un seul pion aux faibles énergies du neutrino.

La majeure partie des hypothèses théoriques suppose que la formation d'un seul pion dans les réactions inélastiques du neutrino est liée à la formation d'un isobare nucléonique N^* (3/2, 3/2). Alors, les processus à un seul pion peuvent être considérés comme des réactions :

$$\gamma_{N+\pi} \rightarrow N^+ + N^{*+} \quad \left\{ \begin{array}{l} \pi^0 + p \\ \pi^+ + n \end{array} \right. \quad (3.19)$$

$$\gamma_{N+p} \rightarrow N^+ + N^{*+} \quad \left\{ \begin{array}{l} \pi^+ + p \end{array} \right. \quad (3.20)$$

Dans un faisceau d'antineutrinos, on peut étudier les réactions:

$$\begin{aligned} \bar{\nu} + p &\rightarrow N^+ + N^{*0}; \quad N^{*0} \rightarrow \begin{cases} n + \pi^0 \\ p + \pi^- \end{cases} \\ \bar{\nu} + n &\rightarrow N^+ + N^{*-}; \quad N^{*-} \rightarrow \pi^- + n. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Dans ces réactions, les questions suivantes peuvent donner lieu à des études expérimentales : détermination du rapport des charges pour les pions, détermination de la section des réactions et étude des distributions q^2 , dont on peut tirer une évaluation des facteurs de forme.

La formation pure de l'isobare $N^*(3/2, 3/2)$ donne les rapports des états terminaux des réactions (3.19, 3.20) $p\pi^+ : n\pi^+ : p\pi^0 = 9:1:2$, ou pour $\pi^+/\pi^0 = 5/1$. Pour l'interaction pure avec $J = 1/2$, le rapport correspondant doit être 2/1.

Pour le bromure de fréon, dont la molécule contient 81 neutrons et 68 protons :

$$\frac{\text{nombre de } \pi^+}{\text{nombre de } \pi^0} = 4,3.$$

Pour déterminer expérimentalement ce rapport, il faut tenir compte de l'effet d'absorption et de formation des pions dans les noyaux.

La section efficace théorique pour les processus à un seul pion en fonction de l'énergie du neutrino peut être obtenue dans certaines hypothèses sur le facteur de forme vectoriel $F_V(q^2)$ et le facteur de forme vectoriel axial $F_A(q^2)$. Dans l'hypothèse d'un mécanisme isobare de la formation à un seul pion, on peut représenter les facteurs de forme comme suit :

$$F_A(q^2) = F_V(q^2) = \left(1 + \frac{q^2}{M_x^2}\right)^{-n} \quad (3.22)$$

où $n = 1$ ou 2 , M_x - paramètre tiré des résultats expérimentaux.

Les sections efficaces théoriques et les données expérimentales du CERN pour le neutrino sont représentées sur la figure 44 /19/.

La meilleure correspondance avec les données expérimentales est obtenue pour les facteurs de forme selon (3.22), avec $M_x \approx 0,8$ et $n = -2$.

Possibilités expérimentales à l'IFVE

Le nombre total prévu des événements à un seul pion dans la chambre SKAT en 100 jours de travail est de ~ 170.000 .

Toutefois, les effets nucléaires (tels que absorption du pion dans les noyaux, mouvement fermien des nucléons de la cible, diffusion des particules secondaires) provoquent l'apparition d'événements qui peuvent altérer complètement la réaction originale. En particulier, de nombreux événements à un seul pion apparaîtront comme non pioniques, du fait de l'absorption du pion. Les événements élastiques passeront pour des événements pioniques, si le nucléon forme un pion dans la deuxième interaction en traversant le noyau. C'est pourquoi les véritables événements à un seul pion se trouvent aussi bien dans les événements non pioniques que pioniques. La sélection des événements véritables parmi ces deux types constitue un problème important.

Lors de l'analyse des expériences du CERN ^{/19/}, on a montré que parmi les événements à petit q^2 , provoqués par le neutrino, la majorité des événements non pioniques avec un seul proton étaient élastiques.

Les nombreux critères de sélection appliqués ^{/19/} ont montré que l'on pouvait rattacher aux événements à un seul pion, liés à la

formation d'une isobare :

a) les événements non pioniques à un seul proton avec
 $1,28 < M^{*2} < 2,2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$;

b) les événements non pioniques à protons multiples avec
 $M^{*2} < 2,2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$;

c) les événements monopioniques à $M^{*2} < 2,2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$,

où : M^{*2} - carré de l'invariance de masse du système défini
par $M^{*2} = -q^2 + M^2 + 2M(E_\nu - E_\mu)$.

Afin de déterminer l'efficacité de sélection des événements monopioniques, il est nécessaire de calculer la probabilité moyenne d'absorption du pion d'énergie E_π . Ces calculs sont exposés dans le rapport /79/ pour le bromure de fréon. Ces données, compte tenu du spectre des pions et du neutrino, permettent de calculer la proportion de mésons π absorbés par les noyaux. Dans l'expérience du CERN, ce chiffre était de $\sim 40\%$. Les mésons π absorbés donnent, en règle générale, un ou plusieurs protons secondaires. L'effet d'absorption des pions a une forte influence sur les résultats de l'étude des réactions considérées, c'est pourquoi il est préférable d'étudier la réaction de formation monopionique (3.20) avec un remplissage de la chambre au propane.

3.6 Section efficace totale inélastique du neutrino

L'un des principaux problèmes des études du neutrino à l'IFVE est la détermination de la variation de la section efficace totale de l'interaction neutrino-nucléon avec l'énergie. Cette fonction est définie par la variation de l'interaction faible comme de l'interaction forte aux hautes énergies.

La réaction inélastique générale du neutrino est étudiée dans les rapports /80-99/. Sa section est de la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dK_\nu d\Omega} = \frac{K_\nu}{8\pi^2 K_\nu L} [(K_\nu + K_\mu)^2 - K_B^2] [x \cdot A + A/x + B], \quad (3.23)$$

où K_ν , K_μ , K_B - modules des impulsions tridimensionnelles du neutrino, du muon et des hadrons secondaires; $x = (K_\nu + K_\mu - K_B) / (K_\nu + K_\mu + K_B)$; A^\pm , B - fonctions réelles positives de q^2 , M^2 .

Il n'existe pas de théorie de la formation multiple des particules dans les réactions du neutrino permettant de calculer les fonctions efficaces A^\pm , B ; c'est pourquoi on ne connaît pas la variation de la section efficace de l'interaction neutrino avec l'augmentation de l'énergie du faisceau de neutrino.

Adler /99/ a montré sans calcul, en utilisant l'algèbre des courants et l'hypothèse sur l'existence de relations de dispersion, que la

différence des sections inélastiques totales des interactions νN et $\bar{\nu} N$, et donc la section totale de l'interaction νN , augmentent linéairement avec l'énergie du neutrino. En un certain sens, une telle représentation correspond à la diffusion du neutrino par des quarks "ponctuels".

Il existe toutefois de nombreuses raisons de caractère général /100/ pour lesquelles l'interaction forte coupera la section indiquée au niveau 10^{-37} cm² et limitera les impulsions transférées $q^2 = (K_\nu - K_\mu)^2$ à une valeur caractéristique de l'interaction forte, (de l'ordre de la masse du nucléon).

Les données expérimentales /18/ (Fig. 45) ne contredisent ni l'accroissement linéaire de la section efficace jusqu'à une énergie de ~ 4 GeV, ni sa constance aux énergies supérieures à 3 GeV. La différence dans le nombre total des événements neutrino, qui peuvent être observés auprès de l'accélérateur de l'IFVE (en ce qui concerne chacune des possibilités indiquées du comportement de la section en fonction de l'énergie) est représentée sur la figure 45b.

Détermination de la variation de la section efficace totale en fonction de l'énergie du neutrino

Dans un intervalle d'énergies défini $\Delta E = E_i \pm \Delta E_i$, la section totale peut être considérée comme constante et définie par :

$$\sigma_{\text{tot}}(E_i) = \frac{1}{nx} \ln \left(1 - \frac{N_{B_3}}{N_0} \right) \approx \frac{1}{nx} \frac{N_{B_3}}{N_0} , \quad (3.24)$$

où n - densité des nucléons; x - épaisseur de la matière en g/cm^2 ; N_0, N_{B_3} - respectivement nombre de neutrinos ayant traversé l'installation et nombre de neutrinos ayant subi une interaction dans le domaine d'énergies $E_i \pm \Delta E_i$.

Pour trouver la variation de la section totale d'interaction du neutrino en fonction de l'énergie $\sigma_{\text{tot}}(E)$, il faut :

1. connaître le spectre neutrino;
2. enregistrer de façon efficace les interactions neutrino et reconstituer avec une précision suffisante l'énergie du neutrino d'après l'énergie visible des particules secondaires (E_{app}).

On peut prévoir que dans l'expérience projetée le spectre neutrino sera défini avec une erreur de 10 % (voir ch. I) dans un large intervalle d'énergies.

L'efficacité d'enregistrement de la chambre à étincelles pour les particules avec $E \sim 2 \text{ GeV}$ est voisine de 100 %, car à ces énergies l'une au moins des particules secondaires se trouve sous un angle $< 45^\circ$.

L'erreur relative totale sur la section totale pour les énergies jusqu'à ~ 40 GeV sera principalement conditionnée par les erreurs de détermination expérimentale du spectre neutrino. Dans le domaine des hautes énergies du neutrino $E > 40$ GeV, l'erreur statistique sur la détermination du nombre d'interactions commence à avoir une influence (voir Tableau VII).

On peut prévoir que l'énergie visible totale des interactions sera reconstituée avec une erreur moyenne de 10-20 %.

Les erreurs sur la détermination de l'énergie définissent l'intervalle énergétique minimal que doit couvrir la statistique.

Le Tableau VII montre le nombre prévu des événements inélastiques pour la chambre à étincelles, dans les deux hypothèses suivantes :

- a) croissance linéaire de la section efficace avec l'énergie du neutrino,
 b) section efficace constante.

TABLEAU VII

σ_{tot} \ E, GeV	9:11	18:22	27:33	35:45	45:55	50
a) $0,6 \cdot E(\gamma) \cdot 10^{-38}$	$6 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^3$	200
b) $0,6 \cdot 10^{-38}$	$6 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^3$	320	60	4
$\frac{N(a)}{N(b)}$	10	20	30	40	47	50

La possibilité d'enregistrement d'un événement dans un large intervalle d'énergies donne une grande certitude au choix de telle ou telle hypothèse théorique, même en présence d'erreurs importantes sur la détermination de la section. En effet, il ressort du Tableau VII que, pour $E \approx 20$ GeV, les nombres d'événements prévus dans l'intervalle d'énergies diffèrent de plus du triple dans les cas (a) et (b).

Les erreurs expérimentales maximales que nous prévoyons sur la définition de la section efficace dans l'intervalle jusqu'à 40 GeV ne dépassent pas 5 % (a) et 13 % (b).

Dans cette même expérience, il est possible de faire une estimation grossière de σ_{tot} pour l'antineutrino si l'on considère que les événements à antineutrinos se distinguent par le signe du méson μ . (Tableau VIII, pour un flux $\bar{\nu} = 10^{-3}$ du flux ν).

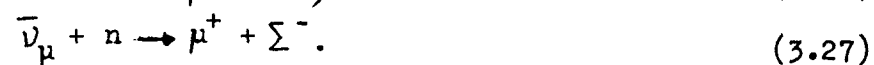
TABLEAU VIII

E. GeV	10-15	15-20	20-30	30-40	40-50	50
$N_{\mu} \rightarrow$	$8 \cdot 10^3$	$4,2 \cdot 10^3$	$4,5 \cdot 10^3$	10^3	10	-

3.7 Formation d'hypérons et de résonances hypéroniques

L'étude de la formation élastique des hypérons est importante pour la vérification de la règle $\Delta Q = \Delta S$ et pour la confirmation des relations entre les facteurs de forme de l'octet baryonique qui découlent de la symétrie SU(6).

Ce type de réactions comprend les processus où l'étrangeté varie de l'unité $\Delta S = 1$. D'après la règle $\Delta Q = \Delta S$ dans les réactions à neutrino, seules trois réactions de ce type sont possibles; toutes trois dans un faisceau d'antineutrinos:



Les calculs théoriques de la formation élastique des hypérons ont été effectués dans la référence /87/. Ils étaient fondés sur le modèle des interactions faibles introduites par Cabbibo.

La règle de sélection suivant l'isospin $\Delta T = \frac{1}{2}$ pour les processus avec $\Delta S = 1$ relie les sections des réactions (3.26) et (3.27) par la relation :

$$d\sigma (\Sigma^{0}) = \frac{1}{2} d\sigma (\Sigma^{-}) . \quad (3.28)$$

L'élément matriciel pour ces réactions peut être écrit sous la forme :

$$\langle \beta_2 \rangle (J_d) \langle \beta_1 \rangle. \quad (3.29)$$

Pour une symétrie SU_3 rigoureuse, les grandeurs G_V ; G_a F_V s'écrivent sous la forme /87/ : pour la réaction $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ + \Lambda$,
 $G_V = -G \sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta F(t)$; $G_a = -1,18 \frac{1+2x}{3} G_V$; $F_V = \mu_p G_V$;

Pour les réactions $\bar{\nu}_n \rightarrow \mu^+ \Sigma^-$,
 $G_V = G \sin \theta F(t)$; $G_a = 1,18(1-2x)G_V$; $F_V = (\mu_p + 2 \mu_n)G_V$.

Ici, μ_p μ_n - moments magnétiques anormaux du proton et du neutron;
 $\theta = 0,26$ - angle de Cabbibo; $X(q^2) \simeq 0,25$ - rapport des liaisons f/d.

L'imprécision des calculs des sections de ces réactions est liée à l'indétermination du facteur ~~de~~ forme des nucléons. D'habitude, on prenait ces facteurs ~~de~~ forme sous la forme :

$$F(q^2) = \left(\frac{1}{1+q^2/M^2} \right)^n, \quad (3.30)$$

où q^2 - carré de l'impulsion-4 transmise, M et n étant variables.

Dans la référence /88/, on donne les calculs de la section de formation des hyperons pour les réactions (3.25) et (3.26), où

l'on prend pour facteur ~~de~~ forme une grandeur déterminée expérimentalement /101/ ,

$$F(q^2) = \frac{1}{(1+q^2/0,1)^2} \quad (3.31)$$

et pour les constantes G_A et G_V on a pris la relation expérimentale

$$G_A / G_V = 1,18.$$

La figure 46 représente les résultats du calcul des sections de formation des hyperons dans les réactions (3.25) et (3.27) /88/ .

En 100 journées de fonctionnement de l'accélérateur, on peut observer dans la chambre à bulles 300 événements de formation Λ et 100 événements Σ^- . Dans les résultats de ces calculs on ne tenait pas compte de l'absorption dans le bromure de fréon. Différents auteurs ont tenté d'estimer cet effet. La probabilité de capture, calculée par exemple dans la référence /103/ par la méthode de Monte-Carlo en fonction de l'énergie cinétique primaire de l'hyperon, est représentée sur la figure 45. Il est assez difficile de faire une estimation exacte de l'absorption. Toutefois, il semble que l'effet total ne dépasse pas 50 %.

Formation de Σ^* , Λ^*

Les réactions suivantes de formation des résonances hypéroniques sont possibles dans un faisceau d'antineutrinos :

$$\bar{\nu}_n \rightarrow \mu^+ \Sigma^{*-} \rightarrow \mu^+ (\Lambda \pi^-, \Sigma^0 \pi^-); \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_p &\rightarrow \mu^+ \Sigma^{*0} \rightarrow \mu^+ (\Lambda \pi^0, \Sigma^0 \pi^0); \\ \bar{\nu}_p &\rightarrow \mu^+ \Lambda^* \rightarrow \mu^+ (\Lambda \pi^0). \end{aligned} \quad (3.33)$$

La résonance Σ^* (1385) entre dans le décuplet des baryons avec Δ , c'est pourquoi le calcul de la réaction (3.32) est analogue au calcul de la formation du pion singulier avec isobare Δ . La grandeur de la section de la réaction (3.32) doit être voisine de la valeur $\sin^2 \theta \cdot \sigma_\Delta$, où θ - angle de Cabbibbo, σ_Δ - section de la réaction (3.48). La formation inélastique de Σ^* peut ne pas être inférieure à la formation élastique de Σ et Λ .

Il semblerait que la réaction (3.33) ait le même ordre de grandeur.

La valeur totale de formation inélastique totale des hypérons (avec formation d'autres hadrons en différentes quantités) peut être beaucoup plus grande que la section de formation élastique des hypérons, comme en témoignent aussi les données expérimentales. La formation élastique des hypérons n'a pas été observée jusqu'ici, tandis qu'on a décelé environ 10 événements de formation inélastique des particules étranges.

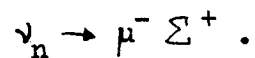
Les données expérimentales montrent que le rapport du nombre des particules étranges formées au nombre total d'événements inélastiques est quelque peu plus grand dans un faisceau neutrino que dans un faisceau de pions.

Tout comme dans la formation des hyperons, dans l'analyse des données sur la formation des résonances hyperoniques, il faut tenir compte de l'absorption par les noyaux. Les estimations de l'absorption pour ces réactions n'ont pas encore été effectuées, mais sur la base de /103,19/ il faut prévoir que plus de la moitié des hyperons et des pions formés dans les réactions neutrino (3.32), (3.33) seront absorbés par les noyaux.

Vérification de la règle $\Delta S = \Delta Q$

Il résulte des données expérimentales sur la désintégration β de l'hyperon Σ que la probabilité des désintégrations $\Sigma^+ \rightarrow \ell^+ \bar{\nu}$, violant la règle $\Delta S = \Delta Q$, atteint $(4_{-2}^{+4})\%$ de la probabilité des désintégrations $\Sigma^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}$, qui ne violent pas cette règle. /89/.

L'expérience neutrino permet, en principe, d'améliorer sensiblement la précision de la vérification de la règle $\Delta S = \Delta Q$ dans la recherche de la réaction

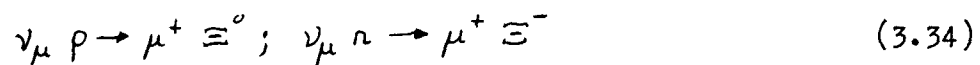


Cette règle $\Delta S = \Delta Q$ n'est pas violée, mais, en exposant la chambre à bulles de 4 m³ de fréon pendant 100 jours avec une intensité de 10¹² p/s, la limite supérieure de la probabilité de violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$ peut être abaissée à 0,5 % avec une certitude de 97 %.

Vérification de la règle $\Delta S < 2$

Les données expérimentales sur la désintégration β de l'hypéron Ξ sont compatibles avec une violation à 100 % de la règle $\Delta S < 2$ /89/.

Les recherches de la réaction



permettent d'établir avec une précision incomparablement meilleure la limite de la constante d'interaction avec $\Delta S = 2$ pour les désintégrations β de l'hypéron.

S'il n'existe pas d'interaction avec $\Delta S = 2$, on peut établir, à l'issue de l'analyse des événements enregistrés par la chambre à bulles de 4 m³ de fréon en 100 jours avec 10¹² p/s avec une certitude de 97 %, que la valeur de la constante d'interaction avec $\Delta S = 2$ ne dépasse pas 1 % de la constante de l'interaction faible G. On suppose ici que la probabilité de détection des hypérons $\sum_{\mu} \Xi$ est voisine de 100 %.

3.8 Vérification des hypothèses de conservation du courant vectoriel (CVC) et de la conservation partielle du courant axial (PCAC)

Les expériences de neutrino offrent des possibilités de vérification de l'hypothèse CVC dans une quelconque réaction inélastique /79/.

Le carré de l'élément matriciel de la réaction $\nu_\alpha \rightarrow \mu_\beta$, dans sa valeur moyenne pour le spin du lepton, est déterminé par la divergence du courant hadronique

$$|M^2| = |\langle \beta | \partial_\alpha J_\alpha | \alpha \rangle|^2 \frac{2E_\nu E_\mu}{E^2}, \quad (3.35)$$

où $E = E_\nu + E_\mu$.

Il résulte de cette égalité qu'avec la conservation du courant vectoriel dans la configuration parallèle on ^{n'}observera pas d'effet de non-conservation de la parité.

La vérification de cette affirmation est extrêmement difficile. Tout d'abord, si le courant vectoriel n'est vraiment pas conservé, c'est semble-t-il dans une faible mesure, si bien que la vérification de l'absence d'effet altérant la parité doit être effectuée avec une grande précision. L'altération de la parité dans les réactions peut être décelée d'après les effets de polarisation, dont l'observation avec une bonne précision constitue un problème extrêmement difficile. Ensuite, l'égalité (3.35) ne s'applique

rigoureusement que pour une configuration parallèle. Une estimation grossière des effets altérant la parité donne la valeur $\sim 2,5 E_\nu \theta + 6 E_\nu^2 \theta$, où θ - angle entre les impulsions du neutrino et du muon dans le système du laboratoire /16, 18/.

Dans les conditions-types $\theta > 10^\circ$, $E_\nu \sim 2$ GeV, la contribution du courant vectoriel dépasse la contribution de la divergence axiale. Si l'hypothèse PCAC est vraie, nous aurons :

$$k_\mu A_\mu = F\varphi_\pi, \quad (3.36)$$

et le carré de l'élément matriciel $|M_\nu|^2$ de la réaction $\nu_\alpha \rightarrow \mu\beta$ est lié au carré de l'élément matriciel $|M_\pi|^2$ de la réaction $\pi_\alpha \rightarrow \beta$ pour une énergie du pion E par la relation /79/ :

$$|M_\nu|^2 / |M_\pi|^2 = 2FE_\mu E_\nu / E^2. \quad (3.37)$$

Il résulte de la relation (3.37) que, dans les réactions $\pi_\alpha^+ \rightarrow \beta$ et $\nu_\alpha \rightarrow e^-\beta$, les distributions énergétiques, angulaires et des charges des particules dans l'état β doivent être identiques.

Par exemple, les rapports des sections efficaces

$$(\pi_\alpha^+ \rightarrow \beta_1) / (\pi_\alpha^+ \rightarrow \beta_2) \text{ et } (\nu_\alpha \rightarrow \mu\beta_1) / (\nu_\alpha \rightarrow \mu\beta_2)$$

doivent être égaux. Ces rapports ne dépendent pas du spectre neutrino, ce qui est important car l'indétermination de la forme

exacte du spectre neutrino constitue l'un des facteurs essentiels qui limite la précision des mesures.

Comme il est très intéressant d'utiliser l'hypothèse PCAC pour obtenir les différentes relations sur la base de l'algèbre des courants, la vérification de cette hypothèse pour une quelconque réaction inélastique présente un très grand intérêt.

Au CERN, la vérification de l'hypothèse PCAC a été effectuée par comparaison des rapports du nombre des créations d'un seul pion à l'ensemble des événements inélastiques (τ) (dans le cas du neutrino) et de la section efficace de la diffusion élastique du méson π^+ à la section efficace totale (τ_π) (pour tous les mésons π) /18/. Dans le cas du neutrino, on a sélectionné les événements avec sortie du méson π sous un angle $\leq 13^\circ$ (la "configuration parallèle" exige que $\theta_\mu = 0$). Les résultats de la comparaison de τ et τ_π pour la même valeur de M_β^2 sont représentés sur la figure 48. En dépit des imprécisions importantes, introduites par la statistique et les méthodes de sélection, il apparaît que ces données n'infirmement pas l'hypothèse PCAC.

3.9 Interactions lepton-lepton

L'étude de la réaction lepton-lepton présente une importance fondamentale pour la théorie de l'interaction faible. Elle permet de déterminer les propriétés de l'interaction faible aux petites distances dans les réactions en l'absence de l'influence de l'interaction forte.

La section efficace de l'interaction lepton-lepton à une énergie de quelques GeV est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à la section efficace de l'interaction neutrino-hadron. Cela résulte soit de la petitesse de l'énergie du neutrino dans le système CM, comme c'est le cas pour la diffusion du neutrino sur l'électron, soit de la nécessité de la participation des rayons γ dans l'interaction lepton-lepton se déroulant sur des noyaux, comme dans la réaction $\nu_\mu Z \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \mu^- Z$. Il convient toutefois de tenir compte que la section efficace de l'interaction lepton-lepton peut augmenter avec l'énergie. C'est pourquoi l'utilisation d'accélérateurs de hautes énergies donne des avantages dans l'étude de cette interaction.

Pour la théorie de l'interaction faible, il est très important de vérifier expérimentalement les distances des interactions $(\nu_e \ell)(\nu_e \ell)$ et $(\nu_\mu \mu)(\nu_\mu \mu)$ qui découlent du schéma du produit des courants (V-A) chargés. Comme on l'a déjà remarqué, l'absence de ces inter-

actions (au premier ordre de la constante G) indiquerait l'absence du boson W. L'interaction $(\nu_e \ell)(\nu_e \ell)$, si elle existe, joue un rôle important en astrophysique. Actuellement, il n'existe pas de confirmation expérimentale de l'existence de courants leptoniques diagonaux. Les données sur la non-conservation de la parité dans les interactions fortes témoignent en faveur de l'existence de courants hadroniques diagonaux.

Dans l'expérience à faisceaux de neutrinos à haute énergie, il est possible de découvrir les courants diagonaux dans les réactions suivantes :

$$\nu_\mu Z \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \mu^- Z ; \quad (3.38)$$

$$\nu_e \ell \rightarrow \nu_e \ell ; \quad (3.39)$$

$$\nu_e Z \rightarrow \nu_e \bar{e} e Z . \quad (3.40)$$

Comme les faisceaux neutrinos de l'accélérateur contiennent principalement des neutrinos muoniques, c'est la réaction (3.38) qui présente le plus d'intérêt. A la différence du neutrino électronique, où une observation directe de l'interaction $(\nu_e \ell)(\nu_e \ell)$ est possible dans la réaction (3.39), la réaction (3.38) semble constituer l'unique moyen d'observation de l'interaction $(\nu_\mu \mu)(\nu_\mu \mu)$, si cette dernière existe.

Le calcul de la section efficace de la réaction $\nu Z \rightarrow \nu e \bar{e} Z$ est effectué dans les références /104-109/. La formule asymptotique pour $E \rightarrow \infty$, pour la section efficace de la réaction (3.38) est de la forme :

$$\sigma = \frac{5}{54 \pi^2} G^2 \alpha^2 Z E q \ln \frac{2 E q}{\mu^2}, \quad (3.41)$$

où q - impulsion maximale transmise au noyau.

La réaction (3.38) constitue le bruit de fond physique dans la formation du boson W (voir 3.2).

En comparaison des muons de la réaction de formation des bosons W, les muons de la réaction (3.38) présentent une distribution angulaire beaucoup plus étroite et, en moyenne, une distribution énergétique identique pour les mésons μ^+ et μ^- .

Dans la chambre à étincelles contenant 300 tonnes de fer, en 100 jours, avec une intensité de 10^{12} protons/seconde, on doit observer 50 événements de la réaction (3.38).

La section efficace de la réaction (3.39) dans le système du laboratoire est de la forme $\sigma = 1,63 \cdot 10^{-41} E(\text{GeV}) \text{cm}^2$. Toutefois l'étude des réactions (3.39, 3.40) des neutrinos des accélérateurs est rendue difficile par le fait que la proportion des neutrinos électroniques atteint environ 1 % du nombre total des neutrinos muoniques.

Dans la chambre à étincelles à 300 tonnes de fer, en 100 jours, avec 10^{12} p/s pour les réactions (3.39, 3.40), on doit observer respectivement 200 et 10 événements.

L'existence des réactions :

$$\nu_{\mu} l \rightarrow \nu_e \mu, \quad (3.42)$$

$$\nu_{\mu} Z \rightarrow \nu_e \mu \bar{e} Z, \quad (3.43)$$

inverses de la désintégration μ est hors de doute. La réaction (3.42) se déroulera avec la même probabilité que la réaction (3.39), car le nombre des neutrinos muoniques au-dessus de son seuil (10 GeV) est approximativement égal au nombre de neutrinos électroniques.

Problèmes $\nu_e \neq \nu_{\mu}$ (Vérification du schéma à nombres quantiques multiplicatifs)

L'un des schémas possibles pour distinguer e^{-}, ν_e de μ^{-}, ν_{μ} a été proposé dans la référence /110/. Dans ce schéma, $e^{-}, e^{+}, \nu_e, \bar{\nu}_e$ se distinguent de $\mu^{-}, \mu^{+}, \nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}$ par le nombre quantique multiplicatif qui se conserve (respectivement +1 ou -1 pour les groupes e ou μ). Bien que l'hypothèse indiquée soit assez artificielle (en particulier elle contredit le schéma "courant x courant"), elle ne peut être infirmée que sur la base de données expérimentales.

L'expérience de vérification du schéma avec des "fabriques de mésons" d'énergie ~ 1 GeV est proposée dans la référence^{/111/}.

Dans des faisceaux de neutrinos de haute énergie, ce schéma peut être vérifié lors de l'étude des réactions du type (3.42) et (3.43).

Si les muons et les électrons se distinguent seulement par les nombres quantiques multiplicatifs, à côté des réactions (3.42), (3.43) qui doivent sûrement se dérouler, car elles sont les réactions inverses des désintégrations du muon, les réactions suivantes sont possibles :

$$\nu_{\mu} Z \rightarrow \nu_e e^{-} \mu^{+} Z ; \quad (3.44)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_e \mu^{-} . \quad (3.45)$$

La section de la réaction (3.44) est très peu différente de la section efficace de la réaction (3.43). La section efficace de la réaction (3.44) est égale à la section efficace de la réaction (3.42). C'est pourquoi, pour l'estimation du nombre possible d'événements, on peut utiliser les données sur les réactions (3.42, 3.43).

L'absence des réactions (3.44), (3.45) au niveau des réactions (3.42), (3.43) infirmera le schéma à nombres quantiques multiplicatifs.

Réaction $\nu_\mu \ell \rightarrow \nu_\mu \ell$.

Dans le schéma usuel du produit des courants chargés $(\nu_e \ell)$ et $(\nu_\mu \mu)$, la réaction

$$\nu_\mu \ell \rightarrow \nu_\mu \ell \quad (3.46)$$

n'a pas lieu au premier ordre suivant la constante G. Toutefois, il existe de nombreuses structures théoriques /62-67, 112, 20/, ouvertes du point de vue expérimental, dans lesquelles est admise une interaction $(\nu_\mu \ell)(\nu_\mu \ell)$ avec une constante comparable à la constante G. L'interaction $(\nu_\mu \ell)(\nu_\mu \ell)$ apparaît de façon naturelle, par exemple dans le schéma à boson intermédiaire scalaire /62-67/. L'absence d'interactions $(\nu_\mu \ell)(\nu_\mu \ell)$ indiquerait l'absence du méson B. Dans le schéma /112/, l'interaction $(\nu_\mu e)(\nu_\mu e)$ constitue la seule manifestation observable du courant leptonique neutre. La réaction (3.46) peut se dérouler aussi dans le schéma de Lipmanov /20/ en s'écartant de la variante (V-A).

Si les possibilités indiquées ne se réalisent pas, la réaction (3.46) peut se dérouler dans le schéma ordinaire de Feynman-Gell-Mann dans les ordres supérieurs suivant la constante G. Par exemple, au deuxième ordre, cette réaction sera décrite par le diagramme de la figure 49, qui conduit à une interaction quadrifermionique $(\nu_\mu \ell)(\nu_\mu \ell)$ avec une constante efficace $(\frac{GL}{\pi})^2$, où L - impulsion de coupure.

Une situation analogue est réalisée pour la réaction $\bar{\nu}_\mu \ell \rightarrow \bar{\nu}_\mu \ell$.

Ainsi l'étude du processus (3.46) peut renseigner sur le comportement de l'interaction faible aux hautes énergies.

Si la constante efficace de l'interaction $(\nu_\mu \ell)(\nu_\mu \ell)$ est égale à G, on pourra observer dans la chambre à étincelles de 300 tonnes, en 100 jours avec 10^{12} p/seconde, $\sim 3 \cdot 10^4$ événements. Dans la chambre à bulles au propane de 4 m^3 , dans les mêmes conditions, on observera ~ 230 événements.

3.10 Recherche des leptons "lourds"

Les hypothèses sur l'existence de leptons lourds ont été considérées dans les travaux de Lipmanov /20/ et Low /21/. On trouvera une brève étude de la question de la recherche des leptons lourds dans les expériences neutrino et avec utilisation d'un accélérateur d'électrons dans le travail de Schwartz /22/.

On trouvera dans la référence /23/ un examen détaillé du problème des leptons lourds et une tentative d'estimation de la limite inférieure de la masse des leptons lourds, participant à l'interaction faible universelle avec le neutrino muonique (antineutrino), sur la base des résultats publiés et de l'analyse des expériences neutrino /18, 19/. On montre dans la référence /23/ que les expériences de

recherche du muon lourd, organisées auprès des accélérateurs, n'élimine^{nt)} pas la possibilité de son existence.

Parmi les trois types possibles de leptons /23/, le muon lourd μ' à nombres quantiques coïncidant avec ceux du méson μ ordinaire, peut être observé dans les réactions :

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu'^{-} + p ; \quad (3.47)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow \mu'^{+} + n . \quad (3.48)$$

Le muon lourd, formé dans ces réactions, peut se désintégrer selon les schémas :

$$\mu' \rightarrow \mu + 2 \nu_{\mu} ; \quad (3.49)$$

$$\mu' \rightarrow e + \nu_e + \nu_{\mu} ; \quad (3.50)$$

$$\mu' \rightarrow \pi + \nu_{\mu} ; \quad (3.51)$$

$$\mu' \rightarrow k + \nu_{\mu} ; \quad (3.52)$$

$$\mu' \rightarrow \mu + \gamma . \quad (3.53)$$

Pour une masse élevée du lepton, les désintégrations suivantes sont aussi possibles :

$$\mu' \rightarrow \nu_{\mu} + (2\pi, 3\pi, \pi\rho, NN\dots) . \quad (3.54)$$

Pour $m' \gg 1 \text{ GeV}$, les désintégrations leptoniques (3.49) et (3.50) deviennent dominantes par rapport à la désintégration $\mu^+ \rightarrow \pi \nu$.

Le muon lourd du deuxième type μ'' de nombre leptonique $\ell = -1$ et une hélicité à gauche peut se former seulement dans les processus:

$$\begin{aligned} \nu_\mu + \rho &\rightarrow \pi^+ + \mu''^+ ; \\ \tilde{\nu}_\mu + \pi &\rightarrow \rho + \mu''^- . \end{aligned} \quad (3.55)$$

Les désintégrations μ'' s'effectuent suivant des canaux analogues à (3.49) - (3.53).

Le troisième type de muon lourd λ , ayant son propre neutrino, peut se former dans le processus :

$$\begin{aligned} \nu_\mu + Z &\rightarrow \mu + Z' + W ; \\ W &\rightarrow \lambda + \bar{\nu}_\lambda . \end{aligned} \quad (3.56)$$

Il peut également exister la réaction de formation des λ dans le champ coulombien du noyau avec une section efficace $\sim 10^{-42} \text{ cm}^2 / 109$:

$$\nu_\mu + Z \rightarrow \bar{\nu}_\lambda + \lambda + \mu + Z' . \quad (3.57)$$

On trouvera dans la référence /23/ une estimation sur la base des données expérimentales de la limite inférieure de la masse du

lepton lourd μ' . Elle correspond à $m_{\mu'} \geq (1-1,8)$ GeV suivant les types de désintégration du muon lourd considérés. Dans cet intervalle de masses, la durée de vie du muon lourd doit être de l'ordre de $1 \cdot 10^{-11} - 3 \cdot 10^{-13}$ sec. $\tau_{\text{sec}} \approx \frac{10^{-11}}{m^5(\text{GeV})}$. Par suite, son parcours pour γ égal à quelques unités ($\gamma = E_{\mu'}/m_{\mu'}$), sera compris entre quelques dixièmes de millimètre et plusieurs millimètres. Ainsi, dans l'intervalle de masses > 1 GeV/c², on peut espérer déceler directement le muon lourd d'après le parcours dans la chambre à bulles.

Dans la référence /113/, on a effectué pour les muons lourds engendrés dans la réaction élastique $\nu_n \rightarrow \mu'_p$, les calculs des spectres ($dN/dE_{\mu'}$) des distributions de la longueur du parcours (dN/dx) et du nombre de muons lourds dont le parcours est supérieur à X lors de la désintégration de μ' suivant les schémas (3.49), (3.50), (3.54). Dans cette dernière réaction, la désintégration la plus probable est $\mu' \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu$. Ces calculs s'appliquaient pour un spectre neutrino idéal, prévu pour l'accélérateur de protons de l'IFVE et des masses des leptons lourds égales à 0,5; 1; 1,25; 1,5; 2; 2,5; 3 GeV.

La figure 50 représente les résultats des calculs de la grandeur dN/dx pour un spectre neutrino de l'IFVE. La courbe est normalisée pour un événement de formation du muon.

La valeur minimale de X , accessible aux mesures, est déterminée par la nature du détecteur utilisé.

Chambre SKAT. On peut considérer que pour la chambre à bulles SKAT la valeur minimale de X sera de 3 à 5 mm. Le nombre d'événements à parcours ultérieur à 0 et 5 mm, qui pourront être observés dans la chambre pour une intensité de 10^{12} p/s en 100 jours de travail de l'accélérateur, est représenté au Tableau IX.

TABLEAU IX

$M(\mu')$ GeV/c ²	Nombre total d'événements	Nombre d'événements avec $X > 5$ mm
0,1	140.000	140.000
1,0	47.000	13.700
1,25	26.000	2.000
1,5	9.400	150
2,0	3.000	2
2,5	1.200	$1,5 \cdot 10^{-5}$
3,0	390	10^{-16}

Il résulte de ce tableau que la chambre à bulles permettra avec l'intensité prévue du faisceau neutrino de déceler le muon lourd d'une masse atteignant 1,5 GeV.

L'analyse de la cinématique des réactions (3.47), (3.48), (3.51) montre que la moitié au moins des événements de formation du lepton lourd présentent des angles et des impulsions propices à l'observation (on considère principalement les angles de sortie importants des particules chargées dans la désintégration). Toutefois, la démonstration de l'existence des leptons lourds et la détermination de sa masse ne peuvent être effectuées qu'à l'issue de l'analyse des candidats sélectionnés selon des critères cinématiques, la masse des produits leptoniques, etc.

Emulsions photographiques. Grâce à son pouvoir séparateur spatial élevé, l'utilisation d'une émulsion photographique dans la recherche du lepton lourd permettra d'élargir le domaine de détection jusqu'à des masses de l'ordre de 3 GeV.

Le tableau X donne les estimations du volume d'émulsion nucléaire nécessaire pour l'enregistrement d'un événement neutrino accompagné de la formation d'un lepton lourd dans une interaction élastique.

TABLEAU X

Masse du lepton lourd hypothétique (GeV)	Volume de l'émulsion nucléaire nécessaire à l'enregistrement d'une interaction νN avec formation du lepton lourd lors d'une exposition de 10 jours	Nombre total d'interactions νN pour une interaction νN accompagnée de la formation du lepton lourd
1	0,3	11
1,25	0,6	19
1,5	1,7	50
2,0	5,2	153
2,5	13,1	383
3,0	40,2	1173

Il résulte du tableau VIII que pour une exposition de 100 litres d'émulsion dans le canal neutrino de l'IFVE pendant 10 jours, on peut enregistrer de façon certaine (s'ils existent) des leptons lourds de masse 2,5 GeV et, en outre, tenter d'enregistrer des leptons d'une masse voisine de 3 GeV.

Imitation des désintégrations des leptons lourds. Après sélection des interactions neutrino, toutes les traces des leptons qui en font partie doivent être soigneusement étudiées afin de déceler la présence d'indices de désintégration.

Pour une masse du lepton lourd supérieure à 2 GeV et une impulsion de 10 GeV/c au plus, la longueur de désintégration ne dépasse pas 500 μ . Cela signifie que l'exploration d'une petite partie des traces des muons au voisinage du centre de l'étoile neutrino (1 mm au plus) suffit amplement pour la sélection des candidats aux leptons lourds.

Les processus imitant les désintégrations des leptons lourds seront alors : la diffusion élastique et les interactions inélastiques qui s'accompagnent par la sortie d'une particule chargée et d'un nombre quelconque de particules neutres. Pour les particules à interaction forte, la probabilité de ces processus sur une longueur de 500 μ dans l'émulsion ne dépasse pas 10^{-4} . C'est pourquoi l'enregistrement d'un point de cassure de la trace du muon au

voisinage du sommet de l'événement neutrino témoignera, avec une grande certitude, d'une désintégration du lepton lourd. L'analyse cinématique ultérieure de tels événements permettra d'identifier plus précisément le lepton et de déterminer sa masse.

CHAPITRE IV

Possibilités d'études avec les mésons μ

La mise en oeuvre du canal neutrino permet d'obtenir des faisceaux intenses de mésons μ de haute énergie. S. Gershkējn et V. Folomeshkin ont calculé les spectres des mésons μ de l'accélérateur de l'IFVE. Un canal de mésons μ non-monochromatiques peut être obtenu en affaiblissant le blindage des mésons μ sur la trajectoire neutrino (pour atténuer le bruit de fond des pions jusqu'au niveau $\sim 1\%$ du flux des mésons μ , il faut un blindage de ~ 4 m d'épaisseur).

La figure 47 représente les spectres des mésons μ dans le cas d'une focalisation idéale et pour différentes dimensions du détecteur.

La comparaison des structures électromagnétiques du méson μ et de l'électron, dans le but de l'étude de leurs interactions électromagnétiques aux petites distances, a été effectuée pour la diffusion élastique sur des protons dans l'intervalle d'impulsions transférées $q^2 < 1,2$ (GeV/c)² /114, 115/ (les expériences avec les électrons ont été réalisées jusqu'à $q^2 < 6,7$ (GeV/c)²).

L'accélérateur de l'IFVE permettra de pousser l'étude du facteur de forme muon-proton jusqu'aux impulsions transférées $q^2 = 4,5-5$ (GeV/c)².

La petitesse des sections efficaces de diffusion aux grands q^2 (10^{-34} cm²) ne permet de réaliser de telles expériences qu'avec des méthodes électroniques d'enregistrement.

En outre, il serait intéressant d'étudier l'interaction inélastique des mésons μ , dans laquelle la différence entre le méson μ et l'électron doit en principe se manifester. Certaines données sur l'interaction inélastique des mésons μ avec formation de mésons π ont été obtenues dans les émulsions et dans la chambre à bulles. La valeur de la section efficace donnée par ces expériences est de $2-5 \cdot 10^{-30}$ cm². Les résultats obtenus au CERN au moyen de la chambre à liquide lourd dans le faisceau μ sont les suivants : section efficace de formation singulière des mésons π - $1,5 \cdot 10^{-30}$ cm²; section efficace de formation de plusieurs mésons - $6 \cdot 10^{-31}$ cm² et section efficace de formation des particules étranges $8 \cdot 10^{-32}$ cm² /121/.

Selon certaines estimations, dans une chambre à bulles remplie de propane, sur 200.000 photographies avec une longueur de la trajectoire de 3 mètres et 100 mésons μ , on peut prévoir l'enregistrement d'environ 1500 événements à formation de mésons π et ~ 30 événements à formation de particules étranges /121/. En présence de ces données, il semble intéressant d'analyser les valeurs des sections efficaces des différents processus, les distributions suivant q^2 , de rechercher les états excités du méson μ et d'étudier la formation de N^* , p , ω , etc.

Ces études pourraient être réalisées aussi bien dans des faisceaux non-monochromatiques de mésons μ que dans des faisceaux à dispersion limitée des impulsions.

Les auteurs du projet expriment leur gratitude à A.A. Logunov pour le soutien et le constant intérêt témoigné au présent travail.

Nous aimerions remercier particulièrement M.A. Markov et B.M. Pontecorvo pour leur étude de certains problèmes du projet et leurs précieuses remarques.

Les auteurs se doivent d'exprimer leur reconnaissance à Yu.M. Ado, N.V. Alexeev, P.F. Ermolov, V.I. Kotov, O.I. Mikhaïlov, N.A. Monoszon, K.P. Myznikov, A.A. Naumov, Yu.D. Prokoshkin, R.M. Sulaev, A.M. Frolov, I.A. Shukejlo pour leur étude de nombreux points du projet, ainsi qu'à C.A. Ramm et C. Franzinetti (CERN) pour leur examen de certains problèmes de la physique du neutrino.

Les auteurs remercient V. Fedotov pour l'exécution du croquis de l'électro-aimant de la chambre à étincelles et Raisa Makeeva pour le travail de mise en forme du rapport pour l'imprimerie.

Formules de calcul des spectres des mésons π et K et des neutrinos

Afin de comparer les productions des mésons π^+ et K^+ prévues par différents modèles et formules empiriques, nous avons calculé les distributions des impulsions des mésons π^+ et K^+ dans les limites des angles de sortie dans le système de laboratoire de 0° à 10° (voir figures 52-54).

Dans le calcul des productions de particules, on a utilisé les rapports suivants entre les mésons π et K :

$$\pi^+ : \pi^- = 3:2; \quad K^+ : \pi^+ = 1 : 10; \quad K^- : \pi^- = 1 : 10.$$

Les valeurs des paramètres des formules de Cocconi, de Ranft, de Trilling et du modèle à deux températures sont données plus bas. La formule de Cocconi /25/ est :

$$\frac{d^2N}{dpd\Omega} = A_1 p^2 \text{ Exp } [-p(A_2 + A_3 \sin \theta)]$$

	A_1	A_2	A_3
π^+	0,78	0,25	3,68
K^+	0,0185	0,18	3,61

Formule de Ranft:

$$\frac{d^2N}{dP d\Omega} = A_1 P^{A_2} P_0^{A_3} \left[\exp[-B_1 P^{B_2} P_0^{B_3} - C_1 P^{C_2} P_0^{C_3} \theta^{C_4}] \right]$$

	A_1	A_2	A_3	B_1	B_2	B_3	C_1	C_2	C_3	C_4
π^+	$3,6 \cdot 10^{-2}$	0,86	1,08	2,93	1,81	-1,47	3,31	1,18	0,2	1,38
π^-	$2,1 \cdot 10^{-2}$	0,71	1,24	3,13	1,65	-1,29	2,99	1,2	0,22	1,42
K^+	$1,744 \cdot 10^{-3}$	0,9627	1,1369	2,9195	1,7914	-1,5238	3,3291	1,3251	0,1026	1,4725
K^-	$6,074 \cdot 10^{-4}$	0,7865	1,2994	3,1509	1,6795	-1,2712	2,9912	1,2617	0,15	1,4351

Formule de Trilling /28/ :

$$\frac{d^2N}{dP d\Omega} = A_1 P^{A_2} \left[\exp(-A_2 \frac{P}{P_0} - A_3 P \sqrt{P_0} \theta^2) + \frac{B_1 P^2}{P_0} \left[\exp[-B_2 (\frac{P}{P_0})^2 - B_3 \theta^2] \right] \right]$$

	A_1	A_2	A_3	B_1	B_2	B_3
π^+	1,67	3,76	4,23	1,76	10,21	4,28
π^-	1,5	3,76	4,23	0,604	10,21	4,28
K^+	$4,12 \cdot 10^{-2}$	4,763	1,29	0,273	10,276	3,663
K^-	$11,96 \cdot 10^{-2}$	4,549	1,263	0,1046	18,187	3,259

Formule du modèle à deux températures /31/ :

$$\frac{d^2N}{dP d\Omega} = A \cdot R_s (P^2 \sin^2 \theta + m^2)^{1/4} \left[\exp\left[-\frac{\gamma^2 (P \cos \theta - E\beta)^2 + m^2}{T}\right] \right. \\ \left. \times \exp\left[-\frac{\{P^2 \sin^2 \theta + m^2\}^{1/2}}{T_0}\right] \cdot \left[1 + \frac{\{\gamma^2 (P \cos \theta - E\beta)^2 + m^2\}^{1/2}}{T} \right] \times \frac{\gamma(E - \beta P \cos \theta)}{2\pi E} \cdot P^2 \right]$$

où A - coefficient de normalisation;

R_s - taux moyen de formation des particules d'une sorte donnée

γ - facteur de Lorentz du système du centre des masses des particules en collision;

βc - vitesse du centre des masses;

T, T_0 - température caractéristique.

Tableau des valeurs des paramètres de la formule de modèle à deux températures :

	π^+	π^-	κ^+	κ^-
$1/A$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$4,78 \cdot 10^{-3}$	$4,78 \cdot 10^{-3}$
T	0,4	0,4	0,44	0,44
T_0	0,16	0,16	0,16	0,16

Calcul préliminaire du blindage

a) Blindage de la trajectoire des protons

La trajectoire des protons peut être considérée comme une source anisotropique linéaire de particules secondaires de haute énergie.

La densité du flux de ces particules $\phi(d, n, \Lambda)$ derrière un blindage d'épaisseur d sera :

$$\phi(n, d, \Lambda) = \frac{F(e)}{2\pi n} \int_0^{\pi/2} f(\theta) e^{-\Sigma_\gamma \cdot d \cdot \sec \theta} d\theta = \frac{F(e)}{2\pi n} p(\theta, d, \Sigma_\gamma); \quad F(e) = \frac{I \cdot L}{L} \cdot K_{per.}(e) \cdot B,$$

où : $F(e)$ - fonction de la "puissance des sources" le long de la trajectoire des protons;

n - plus courte distance du point donné à la chambre à vide, considérée comme une source distribuée;

$f(\theta)$ - fonction de la distribution angulaire des produits de l'interaction nucléaire des protons primaires;

Σ_γ - section efficace macroscopique ^à la sortie : paramètre caractérisant l'atténuation du rayonnement secondaire dans le matériau de blindage;

$p(\theta, d, \Sigma_\gamma)$ - fonction d'atténuation du rayonnement secondaire de la source linéaire anisotrope dans le blindage de type considéré;

I - intensité du faisceau de protons, protons/seconde;

L - longueur du canal de protons, cm;

$K_{per.}$ - coefficient caractérisant l'importance des pertes distribuées du faisceau de protons;

$K_{per.}$ - $0,22 \cdot 10^{-3} \cdot H$ neutr/prot. 100 m de canal, où H - pression dans la chambre à vide, mmHg;

$B(E)$ - production des neutrons secondaires de haute énergie ($E \sim 150$ MeV), rapportée à un flux de protons incidents unitaires; ce flux est pris égal à ≈ 30 , compte tenu de la production totale de la nouvelle génération de particules dans les parois de la chambre à vide.

La fonction de distribution angulaire des particules secondaires peut être obtenue par intégration des expressions empiriques connues pour la section différentielle double de Ranft /29-30/.

Toutefois, nous avons utilisé pour $f(\theta)$ une fonction simple de type:

$$f(\theta) \simeq d \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_0}\right),$$

où $d = \text{const.}$

$$\theta_0 = 0,24 \qquad 20^\circ < \theta < 110$$

La section efficace macroscopique à la sortie Σ_γ est une fonction complexe du type et de l'énergie des particules secondaires, ainsi que de la composition chimique des constituants du blindage. On sait que la section à la sortie des particules très rapides, engendrées sous des angles voisins de 90° dans le béton ordinaire, est :

$$\Sigma_\gamma = 0,065 \text{ cm}^2/\text{g.}$$

L'expression définitive pour la détermination de l'épaisseur des murs de blindage est de la forme :

$$P(\theta, d, \Sigma_{\gamma}) = \frac{2\pi n \cdot \phi_{pdu}}{F(e) \cdot (1 + B_{pr} + B_b)},$$

où ϕ_{pdu} - densité limite admissible du flux de neutrons de haute énergie à la surface extérieure du blindage; B_{pr} , B_b - facteurs d'accumulation des neutrons intermédiaires et rapides, en équilibre avec les neutrons de haute énergie. On donne au Tableau XI les facteurs d'accumulation pour différents matériaux de blindage.

TABLEAU XI

Facteurs d'accumulation des neutrons d'équilibre dans le blindage réalisé en différents matériaux

Matériaux de blindage	Densité g/cm ³	Teneur en hydrogène g/cm ³	Facteurs d'accum.	
			B_b	B_{pr}
Béton ordinaire	2,35	0,015	0,32	0,35
Béton lourd	3,6	0,02	0,38	0,70
Béton au laitier d'acier	5,4	0,03	0,41	0,90
Acier	7,8	0	0,41	25,6

b) Calcul de l'épaisseur du blindage de la station de cible

Le calcul s'effectue pour une source ponctuelle. L'expression initiale de la densité du flux des neutrons $\phi(\theta, d)$ derrière un blindage d'épaisseur d sous un angle θ par rapport à la direction du flux primaire, qui irradie une cible ponctuelle, s'écrit:

$$\phi(\theta, d) = I_p \cdot E_\mu \int_0^p \frac{d^2N}{dpd\Omega} \cdot \frac{\exp(-\Sigma_\gamma d)}{(r' + d)^2} \cdot dp, \quad (*)$$

où I_p - intensité du faisceau de protons, prot/sec, E_μ - efficacité de la cible ($E \sim 1,0$), r' - distance de la cible ponctuelle à la surface interne du blindage ($r'' \approx 0,5$ m).

En supposant que $\phi(\theta, d) = \phi_{pdu}$, nous tirons de l'expression (*) l'épaisseur du blindage :

$$d(\theta) \geq dn\left(\theta + \frac{1}{\Sigma_\gamma(\theta)}\right) \cdot \ln \frac{I_p \cdot E_\mu \int_0^p \frac{d^2N}{dpd\Omega} \cdot dp}{r^2 \cdot \phi_{pdu}},$$

où $dn(\theta)$ - épaisseur de la couche transitoire du blindage.

Calcul du bruit de fond dans l'enregistrement des modes de désintégration leptonique du boson W

a) $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$

Examinons les contributions de l'ensemble des réactions de fond possibles, compte tenu que les mésons μ^+ enregistrés doivent avoir des impulsions $\geq 1,5$ GeV/c, et les mésons $\mu^- \geq 0,3$ GeV/c (voir chapitre III).

1. $\nu + N \rightarrow \mu^- + N + \pi^+$

Dans les calculs, on a supposé que dans la formation d'un méson π singulier la réaction inélastique s'effectue par une isobare.

Le méson π du bruit de fond, enregistré dans la désintégration de l'isobare, doit avoir une impulsion $\geq 1,5$ GeV/c. Compte tenu de la cinématique de désintégration de l'isobare, nous trouvons que son impulsion doit alors être d'au moins 4,2 GeV/c, ce qui correspond au carré de l'impulsion transmise $q^2 \sim 7,7$ (GeV/c)². En supposant que le déroulement db/dq^2 de la réaction considérée soit le même que dans le canal élastique, le nombre d'événements pour $q^2 \geq 7,7$ (GeV/c)² dans la chambre à étincelles ne dépasse pas 1500 (voir ch. III).

A partir de ce nombre, les $2/3$ de l'isobare se désintègrent avec formation d'un pion chargé /19/, c'est-à-dire que le nombre des mésons π^+ du bruit de fond est ~ 1000 . Parmi eux, ≤ 5 se désintègrent en vol ($\beta\tau_\pi = 70$ m - longueur de vol du méson π^+ d'impulsion $\sim 1,5$ GeV/c, $\lambda_\pi = 0,4$ m - parcours efficace avant interaction nucléaire dans la chambre à étincelles).

La probabilité d'un arrêt par ionisation du méson π^+ dans la matière sans interaction est $\exp(-x/\lambda\Omega)$. Pour les pions $cp \geq 1,5$ GeV/c et le parcours efficace d'ionisation est $\geq 6 \lambda_\pi$, c'est-à-dire que le nombre des mésons π^+ restant dans la chambre à étincelles est $\lesssim 1$.

Pour la chambre SKAT, une estimation analogue donne un bruit de fond d'environ 0,5 événement, dû à la désintégration du méson π en vol, et ~ 1 événement avec sortie de la chambre sans interaction ($\lambda_\pi \simeq 0,6$ m).

2. $\nu + n \rightarrow \mu^- + p$

Pour que le proton créé à la suite de l'interaction élastique du neutrino puisse imiter, lors de son arrêt dans la chambre à étincelles, le méson μ^+ d'impulsion $> 1,5$ GeV/c, l'impulsion du proton doit dépasser 2,5 GeV/c. Le carré de l'impulsion qui est alors transférée dans la réaction (2) est $q^2 = 3,2$ (GeV/c)². Le nombre

d'événements élastiques avec $q^2 > 3,2(\text{GeV}/c)^2$ est $\sim 1,2 \cdot 10$ (voir ch. III). Pour un proton avec $P_p > 2,5 \text{ GeV}/c$, le parcours d'ionisation efficace atteint ~ 6 longueurs nucléaires. Il en résulte que le nombre de protons n'ayant pas interagi, qui imitent le méson μ^+ dans la chambre à étincelles, est $\lesssim 120$.

Dans la chambre à bulles, lorsqu'il y a formation élastique de mésons μ^- , il existe un intervalle d'impulsions du proton et du méson μ^- où il peut surgir une indétermination dans l'identification du proton d'après le parcours et l'ionisation ($1,5 \text{ GeV}/c \leq P_p \leq 2,5 \text{ GeV}/c$, $0,4 \leq P_\mu \leq 2,5 \text{ GeV}/c$). La probabilité que le proton sorte des limites de la chambre avec $\lambda = 0,6 \text{ m}$ et un parcours moyen de $\sim 1,5 \text{ m}$ atteint $\sim 2\%$. Il en résulte un bruit de fond d'environ 800 événements.

Toutefois, des critères cinématiques tels que la coplanarité, la valeur de la masse invariante, les angles et les impulsions des particules, etc., éliminent presque complètement le bruit de fond de la réaction considérée.

Dans la chambre à étincelles, le bruit de fond des protons peut, en outre, être complètement exclu d'après la valeur de la diffusion multiple dans les plaques (dans le plan parallèle à la direction du champ magnétique).

3. $\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \pi^- + N$

Le fond des antineutrinos est moins aisé à distinguer cinématiquement que les cas précédents, car ici les mésons μ^+ et π^- ont des distributions semblables aux distributions des mésons μ^+ et μ^- , qui apparaissent dans la formation du boson W.

Estimons ce fond à partir de la condition ci-dessus : l'impulsion du méson μ^- à enregistrer, et donc aussi celle du méson π^- du bruit de fond qui l'imite, doit être $\geq 0,3$ GeV/c. Dans la désintégration de l'isobare, l'impulsion du méson π^- est plus grande que 0,3 GeV/c, si l'impulsion de l'isobare elle-même est supérieure à 1,1 GeV/c et si $q^2 \sim 1,2$ (GeV/c)². Le nombre des événements neutrino inélastiques présentant de telles impulsions transférées dans la chambre à étincelles est $\sim 7 \cdot 10^5$. D'après les calculs /18/, dans le spectre neutrino, on prévoit $\sim 0,1$ % d'antineutrinos. La section de la réaction inélastique du neutrino et le rapport des nombres des pions chargés à l'ensemble de ceux qui sont formés dans cette réaction sont donnés dans la référence /18/ :

$$\frac{\sigma_1 \pi(\bar{\nu})}{\sigma_1 \pi(\nu)} = \frac{1}{3} ; \quad \frac{N_1 \pi^-(\bar{\nu})}{N_{\pi^{\pm}}(\bar{\nu})} = \frac{1}{2}.$$

Une estimation exploratoire montre que le nombre des mésons π^- du bruit de fond dans la chambre à étincelles est ~ 100 (si la fonction $d\sigma/dq^2$ est identique pour le neutrino et l'antineutrino). Pour 100 mésons π^- , le nombre de ceux qui se désintègrent dans

l'installation ne dépasse pas 2 et le nombre de ceux qui n'ont pas subi d'interaction est inférieur à 10.

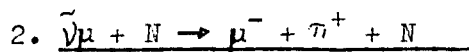
Pour la chambre à bulles, le fond de la réaction considérée est négligeable (un événement au plus).

b) $W^+ \rightarrow e^+ + \nu e$

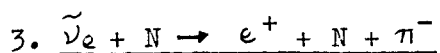
1. $\nu \mu + n \rightarrow \mu + p + \pi^0$

Comme on l'a déjà indiqué, le nombre total d'événements aboutissant à l'apparition de mésons π avec $P_\pi \geq 1,5$ GeV/c dans la chambre à étincelles est d'environ 1500. Parmi eux, 30 % (c'est-à-dire ~ 500) font apparaître un pion neutre. En pratique, tous ces mésons π^0 , tout comme les positrons, produisent une gerbe dans les deux premières plaques. Un critère naturel pour distinguer les cascades des mésons π^0 des cascades électroniques réside dans la présence dans les deux premières plaques d'axes de 2 particules γ . Pour $P_{\pi^0} \geq 1,5$ GeV/c, l'angle minimal de divergence des particules γ est de 10° . Le pouvoir séparateur angulaire pour les gerbes dans les chambres à étincelles est $\sim 5^\circ$. Donc, jusqu'à une énergie des mésons π^0 de ~ 3 GeV, pour laquelle l'angle de divergence des particules γ devient comparable au pouvoir séparateur angulaire des chambres, la principale partie ($\sim 95\%$) des événements peut être identifiée exactement. Pour $P_\pi \geq 3$ GeV/c, on trouve en tout ~ 10 événements. Le nombre total des événements du bruit de fond est ≤ 30 .

Pour la chambre à bulles, dans une partie des réactions avec formation du méson π^0 , l'une des particules γ peut se convertir dans la proximité immédiate de l'étoile (1-2 mm). Si l'un des électrons de conversion forme une gerbe à une distance où les traces de la paire électronique ne se sont pas encore séparées, ce cas peut être pris pour un événement avec sortie de l'électron de l'étoile (à la condition que la deuxième particule γ ne soit pas fixée ou ne tombe dans "l'ombre" de la gerbe en cours de développement de la première particule γ). L'estimation montre que la proportion de tels événements est négligeable.



Le nombre de événements π^+ à pion singulier avec $P_{\pi^+} > 1,5 \text{ GeV}/c$ est ~ 1000 . Parmi eux, environ 10 % entreront en interaction avec un noyau dans les deux premières plaques de la chambre à étincelles. Environ 5 à 10 % des gerbes nucléaires imitent les gerbes électroniques. Il en résulte que le nombre d'événements du bruit de fond atteint ~ 10 .



Le bruit de fond des antineutrinos électroniques est le plus difficile à discerner cinématiquement, car il contient des positrons. Il est possible de les distinguer des événements de formation du boson W, si le méson π^- s'arrête dans la matière ou se désintègre

sans interaction. Sur 420 événements attendus, provoqués par le neutrino électronique, on peut prévoir dans la chambre à étincelles 9 désintégrations et 42 arrêts du méson π^-

Pour la chambre à bulles, on prévoit ~ 10 de ces réactions. Leur bruit de fond est négligeable.-

REFERENCES

1. B.M. Pontecorvo. ZhETF, 37, 175, 1959.
2. M.Schwartz. Phys. Rev. Letters 4, **306**, 1960.
3. M.A. Markov. Neutrino. Ed. "Nauka", M. 1964.
4. R.A. Asanov, B.N. Valuev, M.A. Markov, I.V. Polubarinov. Preprint D 577, Dubna, 1960
M.A.Markov Proc. Annual Intern. Conf. High Energy Physics Rochester 1960.
5. M.A. Markov "Hyperon" und K-mesonen, Berlin 1960.
5. T.D. Lee, C.N. Yang Phys. Rev. Lett. 4, 307, 1960.
6. G. Bernardini Proc. Conf. High Energy Physics Rochester, 1960.

./.

7. G. *Dunby*, I.M. Gaillard, K. Goulianos, L.M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, I. Steinberger. Phys. Rev. Lett., 9, 36, 1962; 10 260, 1963.
8. H. Bingham, H. Burneister, D. Cundy et al. Proc. Scienna Conf. 1963, p. 555.
9. G. Bernardini, G. von Dardel, P. Egli et al. Proc. Sienna Conf. 1963. p. 571.
10. I. Bell, I. Lovseth, M. Veltman, Proc. Scienna Conf. 1963, p. 584.
11. M.M. Block, H. Burmeister, D.G. Cundy, B. Eiben, C. Franzinetti, T. Keren, R. Mollerud, G. Myatt, M. Nikolic, A. Orkin-Lecourtois, M. Paty, D. Perkins, C.A. Ramm, K. Schultze, H. Sletten, K. Soop, K. Stump, W. Venus and H. Yoshiki. Phys. Lett. 12, 281, 1964.
12. T.K. Bleinlein, A. Böhm, G. von Dardel, H. Faissner, T.-M Gaillard, H.T. Gerber, B. Hahn, V. Kaftanov, F. Kreenen, M. Reinharz, R.A. Salmeron, R.G. Seiler, A. Staude, T. Stein and H.T. Steiner, Phys. Lett., 13, 80, 1964.
13. G. Bernardini, I. Bienlein, G. von Dardel, H. Faissner, F. Ferrero T-M Gaillard, H.T. Gerber, B. Hahn, V. Kaftanov, F. Kreinen, C. Manfredotti, M. Reinharz and R.A. Salmeron. Phys. Lett., 13, 86, 1964.
14. G. Bernardini, H. Bienlein, A. Böhm, G. von Dardel, H. Faissner, F. Ferrero, T-M Gaillard, H.T. Gerber, B. Hahn, M. Holder, V. Kaftanov, F. Kriene, C. Manfredotti, M. Reinharz, R.A. Salmeron, A. Staude and H.T. Steiner.

(Bubble Chamber Group).

T. Bartley, M.M. Block, H. Burmeister, D.G. Cundy, B. Eiben, C. Franzinetti, T. Keren, R. Mollerud, G. Myatt, M. Nikolic, A. Orkin-Lecourtois, M. Paty, D.H. Perkins, C.A. Ramm, K. Schultze, H. Sletten, K. Soop, R. Soop, R. Stump, W. Venus and H. Yoshiki, N.C. 38, 608. 1965.

(Spark Chamber Group).

15. The 1963 NPA Seminars. The neutrino Experiment. CERN 63-37.
16. Informal Conf. on Exper. Neutrino Physics, CERN 65-32.
17. Proc. Intern. Conf. on Weak Interactions. ANL - 7130.
18. C. Franzinetti. CERN 66-13.
19. C. Young. CERN 67-12.
20. E. Lipmanov. Izvestiya VUZov, Fizika, 3, 140 (1961)
" ZhETF, 43, 893 (1962)
" ZhETF, 46, 1917 (1964)
" Yad. Fiz. 6, 541, (1967).
21. F. Low. Phys. Rev. Lett., 14, 238 (1965).
22. M. Schwartz. Reports on Progress in Physics, v.28. (1965).
23. S.S. Gershtejn, V.N. Folomeshkin. Sur les recherches des leptons lourds. IFVE 67-57-K, 1967.
24. M. Cabbibo. Phys. Rev. Lett. 10, 531, 1963.
25. N.V. Alekseev, S.S. Gershtejn, S.M. Markova, V.N. Folomeshkin I.A. Shukejlo. Possibilités de réalisation d'un faisceau neutrino à partir de protons de 70 GeV. IFVE 67-33-K, 1967.

26. G.Cocconi, L.T.Koester, D.H.Perkins. Berkley. High-Energy Physics Study. (UCRL) 100022.
27. B.Fordan. Etude experimentale de la production de particules a petit angle dans les collisions proton-proton et proton - nagan a 20 Gev. CERN 65-14.
28. G.N.Trilling. UCRL 16 000, 200 Bev Accelerator Design Study vol.I, p. XIII - 5 (1965).
29. T.Ranft "An Empirical Formula for the Spectra" MPS/Tnt, MV/EP, 66-4.
30. T.Ranft. "Empirical Formula for the Spectra" MPS/Tnt, MV/EP, 66-7.
31. T.R.Wayland and T.Bowen. N.C. 48, 3, 663, 1967.
32. S.Van der Meer, CERN 62-16 (1962).
33. S.Van der Meer and K.M.Vahlbruch, CERN NPA/Int. 63-11 (1963).
34. A.Asher, Ch.Iselin, 63-7 (1963).
35. R.Burns, K.Goulianos, E.Hyman, I.Lederman, W.Lee, N.Mistry, T.Rettberg, M.Schwartz, T.Steinberger, T.Sunderland, G.Danoy Informal Conference on Experimental Neutrino Physics. CERN, 65-32, p.97.
36. R.A.Lundy, T.B.Novey, D.D.Yovanovitch, V.L.Telegdi. Informal Conference on Experimental Neutrino Physics. CERN 65-32, p.109
37. G.Plass, K.M.Vahlbruch, H.W.Wachsmuth. Informal Conference on Experimental Neutrino physics. CERN 65-32, p.121.
38. K.P. Myznikov, Yu. Sapunov. V.M. Tatarenko, A.M. Frolov, Yu.S. Fedotov. Schéma général d'éjection des protons de l'accélérateur de l'IFVE. IFVE 68-57K, 1968. (traduit au CERN)
39. M.Levy. Phys. Rev. Letters 5, 380 (1960)
40. R. Bramham, R.D.Fortune, E.Keil, M.Lendeler, L.Montague, W.W.Heale. Phys.Lett. 15, 290, 1965..
41. H. Hahn. Future Prog. for the SPC and the Brookhaven AGS BNL 1962.
42. G.Plass, H.W.Wachsmuth. Informal Conference on Experimental Neutrino Physics. CERN 65-32, p.147.
43. N.P.Samios. Phys. Rev. 121, 582 (1960).
44. M.Derrick, ANL - 7265, 1966.
45. E.P. Kistenev, E.P. Kuznetsov, Yu.P. Ryabov. Estimation de la densité des traces des particules chargées dans les chambres à bulles au propane-fréon. IFVE 68-18-K, 1968.
46. W.H.Barkas Nucl. Res. Emul. V.L.Acad. Press. New-York-London, 1963.
47. A.Lagarrique. Int.Coll. on Bubble Chambers. Heidelberg CERN 67-26, V.I, p.3, 1968.
48. Proc. Venna Conf. 1968.

49. R.Feynman, M.Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193, 1958.
50. T.Lee, P.Markstein, C.Yang. Phys. Rev. Lett., 7, 249, 1961.
51. V. Solov'ev, I. Tsukerman, ZhETF, 42, 1052, 1962
52. I.Bell, M.Veltman, Phys. Lett. 5, 94, 1963, 5, 151, 1963.
53. G. Von *Gehlen* Nuovo Cim; 30, 859, 1963.
54. M.Veltman. Physica 29, 161, 1963.
55. A.Wu, Chang-Ping Yang, K.Fuchel, S.Heller. Phys. Rev. Lett. 12, 57, 1964.
56. S.Pepper, C.Rayn, S.Okubo, R.Marshak. Phys. Rev. 137. B-1259 1965.
57. R.Burn, K.Goulliaous, E.Human, L.Lederman, W.Lee, N.Mistry, T.Rettberg, M.Schwartz, T.Sunderland and Danby.
58. G.Wentzel. Z.Phys., 104, 34, 1936; 105, 738, 1936.
59. Y.Tanikawa. Progr.Theor. Phys. 3, 338, 1948.
60. Ya.B. Zel'dovich. DAN. SSSR, 89, 33, 1953.
61. H.Umezawa. Prog. Theor. Phys. 7, 555, 1952.
62. Y.Tanikawa, K.Sacki. Progr. Theor. Phys. 10, 232, 1953.
63. Y.Tanikawa. Prog. Theor. Phys., 10, 361, 1953.
64. Y.Tanikawa. Phys. Rev. 108, 1615, 1957.
65. Y.Tanikawa, S.Watanable. Phys. Rev., 113, 1344, 1959.
66. T.Kinoshita. Phys. Rev. Lett. 4, 378, 1960.
67. S.Ozaki. Progr. Theor. Phys., 34, 868, 1965.
68. V. Vanyashin. Physique des hautes énergies et théorie des des particules élémentaires. Kiev, 1967.
69. I.Barton Phys. Rev. Lett., 5, 514, 1960.
70. S.Glashow. Phys. Rev. 118, 316, 1960.
71. A.Astbury, K.Krowe. Phys. Rev. Lett. 11, 234, 1963.
72. I.Allay, B.Gittelman, R.Prepost et al. Phys. Rev. B-113, 1514, 1964.
73. T.Lee, C.Yang Phys. Rev. Lett. 4, 307, 1960.
74. T. lee, C.Yang. Phys, Rev. 119, 1410, 1960.
75. R.Hofstader. Rev.Mod. Phys. 28, 214, 1956.
76. I.Bell, S.Borman. Nuovo Cim 25, 404, 1962.
77. C.Albright, Lu Sun-Liu, Phys. Rev. B-140, 748, 1965.
78. S.Berman, M.Veltman. Nouvo Cim 38, 993, 1965.
79. S.Adler. Phys. Rev. B-135, 963, 1964.
80. M.Paty. Etudes d'interactions de neutrinos de grande énergie dans une chambre à bulles à liquide lourd. CERN 65-12.
81. C.Piketty. Nuovo Cim. 44, 1163, 1966.
82. J.Bell, S.Berman. Nuovo Cim., 25, 404, 1962.
83. F.Chilton Nuovo Cim. 31, 447, 1964.
84. S.Adler. Nuovo Cim. 30, 1020, 1963.
85. L.Egardt. Nuovo Cim 29, 954, 1963.
86. M.Block. Phys. Rev. Lett. 12, 262, 1964.
87. N.Cabibbo, F.Chilton. Phys. Rev. B-137, 1628, 1965.
88. S. Parshikura, V.N. Folomeshkin. Yad. Fiz. 8, 654, 1967

89. A.Rosenfeld, N.Barash-Schmidt et al. UCRL-8030.
90. P.Dennery. Phys. Rev. 127, 664, 1962.
91. C.Albright, Lu Sun Liu Phys. Lett. 13, 673, 1964; 14, 324, 1964.
92. C.Albright, Lu Sun Liu. Phys. Rev. B-140, 748, 1965.
93. S.Berman, M.Veltman. Nuovo Cim. 38, 993, 1965.
94. G.Henry, J.Lovseth, J.Walecka. Nuovo Cim. 36, 509, 1965.
95. G.Henry, M.Veltman. Nuovo Cim. 37, 500, 1965.
96. N.Cabibbo, G.Da Prato. Nuovo Cim., 25, 611, 1962.
97. J.Bartley, C.Franzinetti et al. CERN NPA/Int.65-11.
98. N.Papastamatiou, D.Sutherland. Phys. Lett. 14, 246, 1965.
99. S.Adler. Phys. Rev. 143, 1144, 1966.
100. A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvili, Nguyen-Van-Hieu. Report at the Rochester Conference on Particles and Fields, 1967.
101. I.R.Dunning, K.W.Chen, A.A.Cone, et al. Phys. Rev. Lett. 13, 1192, 1966.
102. I.Bartley, M.Block, H.Burmeister et al. Proc. Intern. Conf. on Weak Interactions. ANL-7130.
103. R.Yastrow. Phys. Rev. 97, 181, 1955.
104. A.M. Badalyan, Chjou-Guan-Chjao. ZhETF, 38, 664, 1960.
105. M.A. Kozjushner, E.P. Shabalin. ZhETF, 41, 949, 1961.
106. E.P. Shabalin. ZhETF, 43, 175, 1962.
107. W.Gzyz, J.Walecka. Physics.Lett., 8, 77, 1964.
108. W.Gzyz, G.Sheppey, J.Walecka. Nuovo Cim. 34, 404, 1964.
109. M. Markov, Yu. Nikitin, Yu. Orekhov et coll. Yad.Fiz. 3, 678, 1966.
110. G.Feinberg, S.Weinberg Phys. Rev. Lett., 6, 381, 1961.
111. Nguyen-Van-Hieu, B. Pontecorvo. Lettres ZhETF, 7, 137, 1968.
112. M.Good, L.Mishel, F.de Rafrel. Phys. Rev. 151, 1194, 1966.
113. V.V. Makeev, V.N. Folomeshkin. Sur la recherche des leptons lourds par l'observat. de leurs libres parcours. IFVE 68-6-K, 1968.
114. H.F.Davis, T.E.Ewart, G.E.Masek, E.D.Platner, I.P.Toutonghi and R.W.Williams. Phys. Rev., 131, 2192, 1963;
G.Masek, T.E.Ewart, T.P.Toutonghi and R.W.Williams.
Phys. Rev. Lett. 10, 35, 1963;
A.Gitron
R.Ellsworth
115. R.Cool, A.Maschke, L.M.Lederman, M.Tannenbaum, R.Ellsworth, A.Mellisinos, I.H.Tinlot and T.Yamarouchi. Phys. Rev. Lett., 14, 724, 1965.
116. T.lee, C.Yang. Phys. Rev., 104, 254, 1956.
117. I. Kozarev, L. Okun, I. Pomeranchuk. Yad.Fiz. 3, 1154, 1966.
118. N.N. Nikolaev, L.B. Okun. Yad.Fiz. (sous presse).
119. G.E.Masek, L.D.Heggie, Y.B.Kim, R.W.Williams. Phys. Rev., 122, 937, 1961.
120. G.E.Masek, T.E.Ewart, I.P.Toutonghi, R.W.Williams. Phys. Rev., Lett. 10, 35, 1963.
121. M.Baldo Ceolin, E.Calimam, S.Giampolillo, H.Huzita, U.Camerini D.Chine. W.F.Fry, R.March, CERN-TCC/68-18, NPA-GAR/68-6.

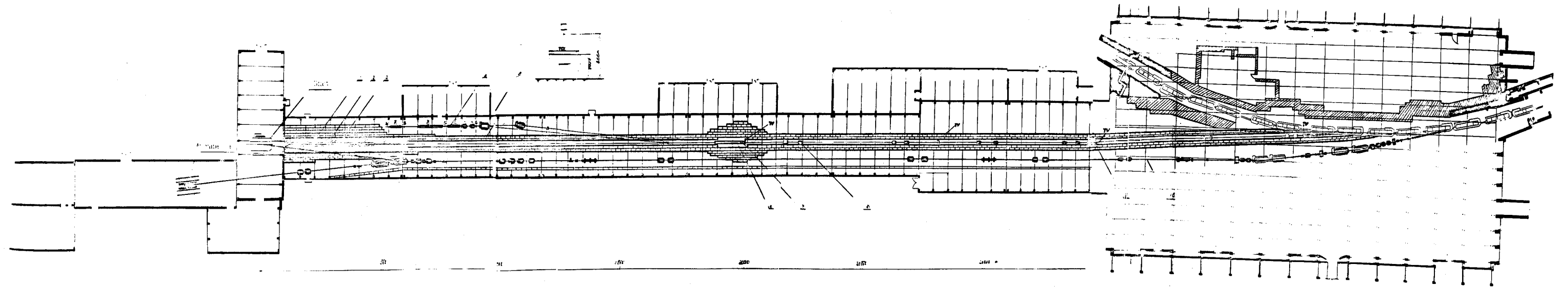


Fig. 1

Disposition générale du canal neutrino et des équipements expérimentaux auprès de l'accélérateur de l'IFVE (éjection B). 1 - blindage fer contre les mésons μ ; 2 - canal pour mésons μ rempli de mercure; 3 - canaux de mesure des spectres des mésons μ ; 4 - appareillage électronique de mesure des spectres des mésons π et K dans le canal de désintégration; 5 - blindage biologique en béton du canal neutrino; 6 - dispositif focalisant de type horn; 7 - cible; 8 - lentille quadrupôle; 9 - aimant défecteur; S - compteur à scintillation; C - compteur Čerenkov; TV - installation de télévision; X - point focal du faisceau de protons.

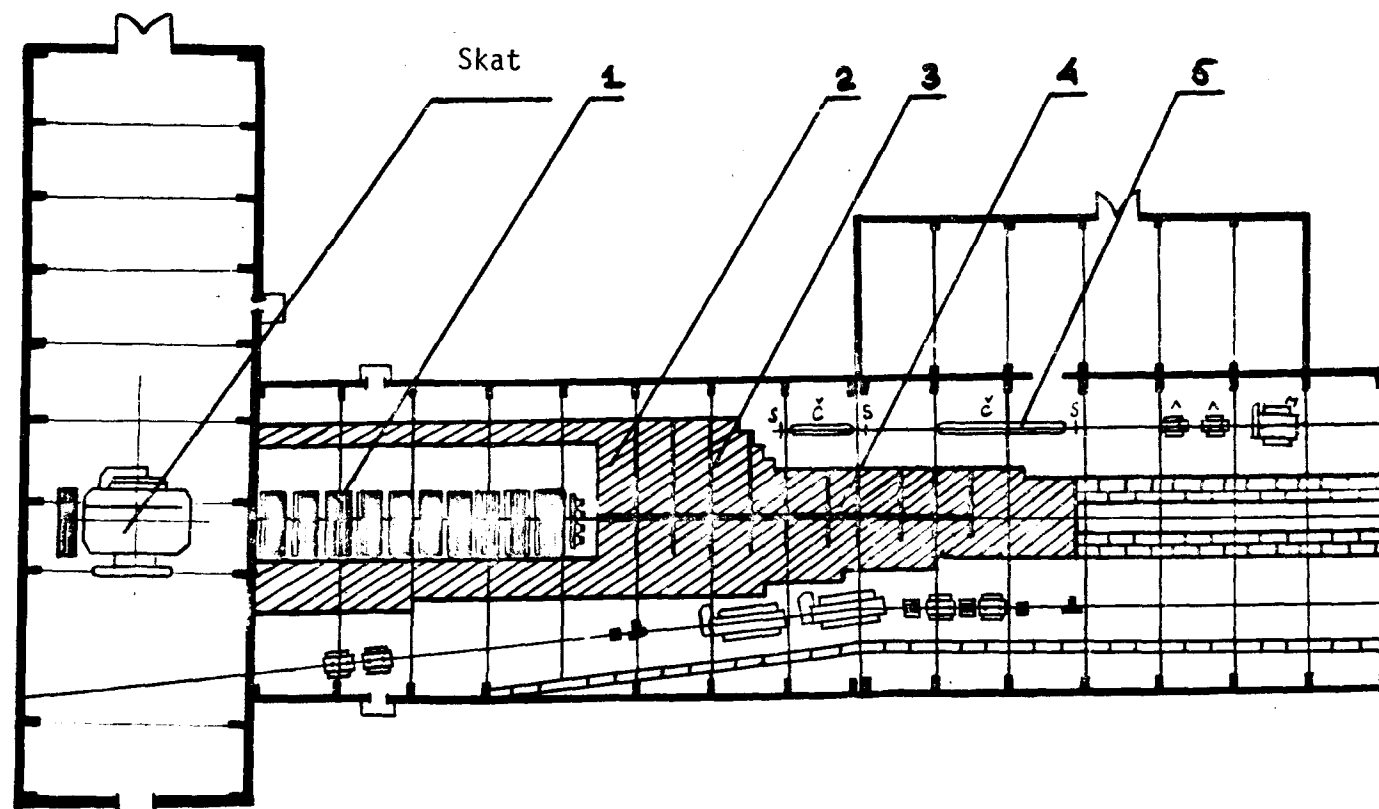


Fig. 2

Variante de disposition des équipements expérimentaux avec utilisation de la chambre à étincelles de 300 t. 1 - chambre à étincelles; 2 - blindage de fer; 3 - canaux pour l'appareillage de mesure du flux des mésons μ ; 4 - canal méson; 5 - appareillage électronique.

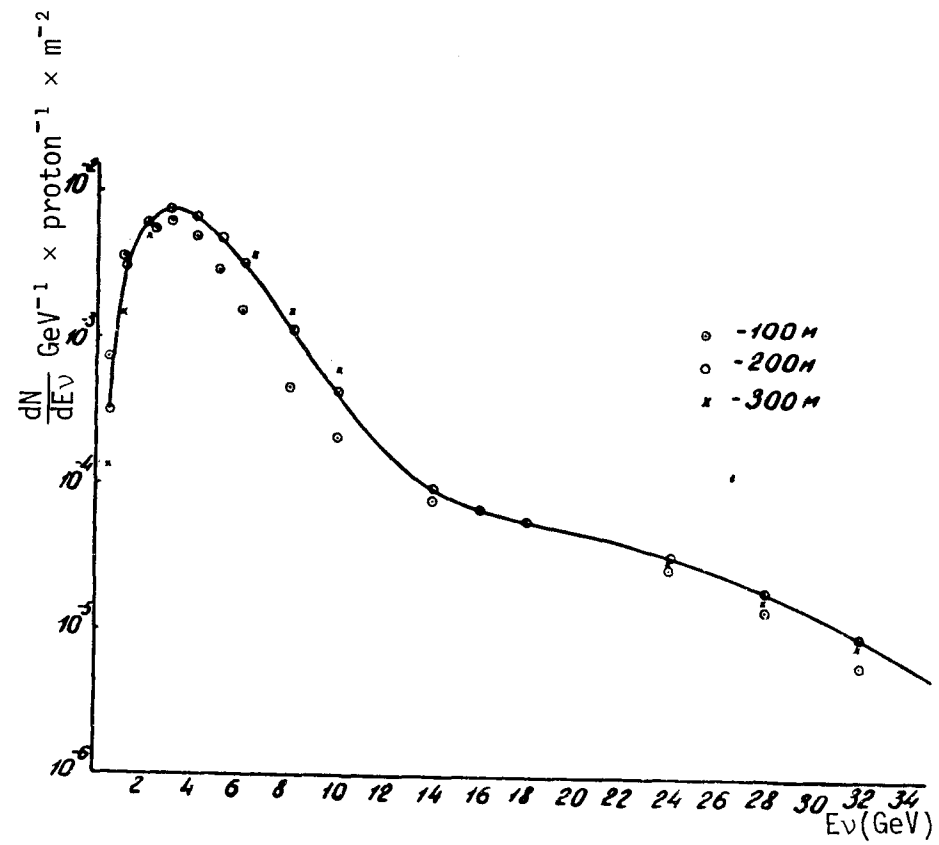


Fig. 3

Spectres neutrino sur un détecteur de 1 m^2 de surface pour différentes distances du détecteur (100, 200 et 300 m). Epaisseur du blindage 50 m. Dans le calcul, on a utilisé les spectres des mésons π et K donnés par la formule de Ranft.

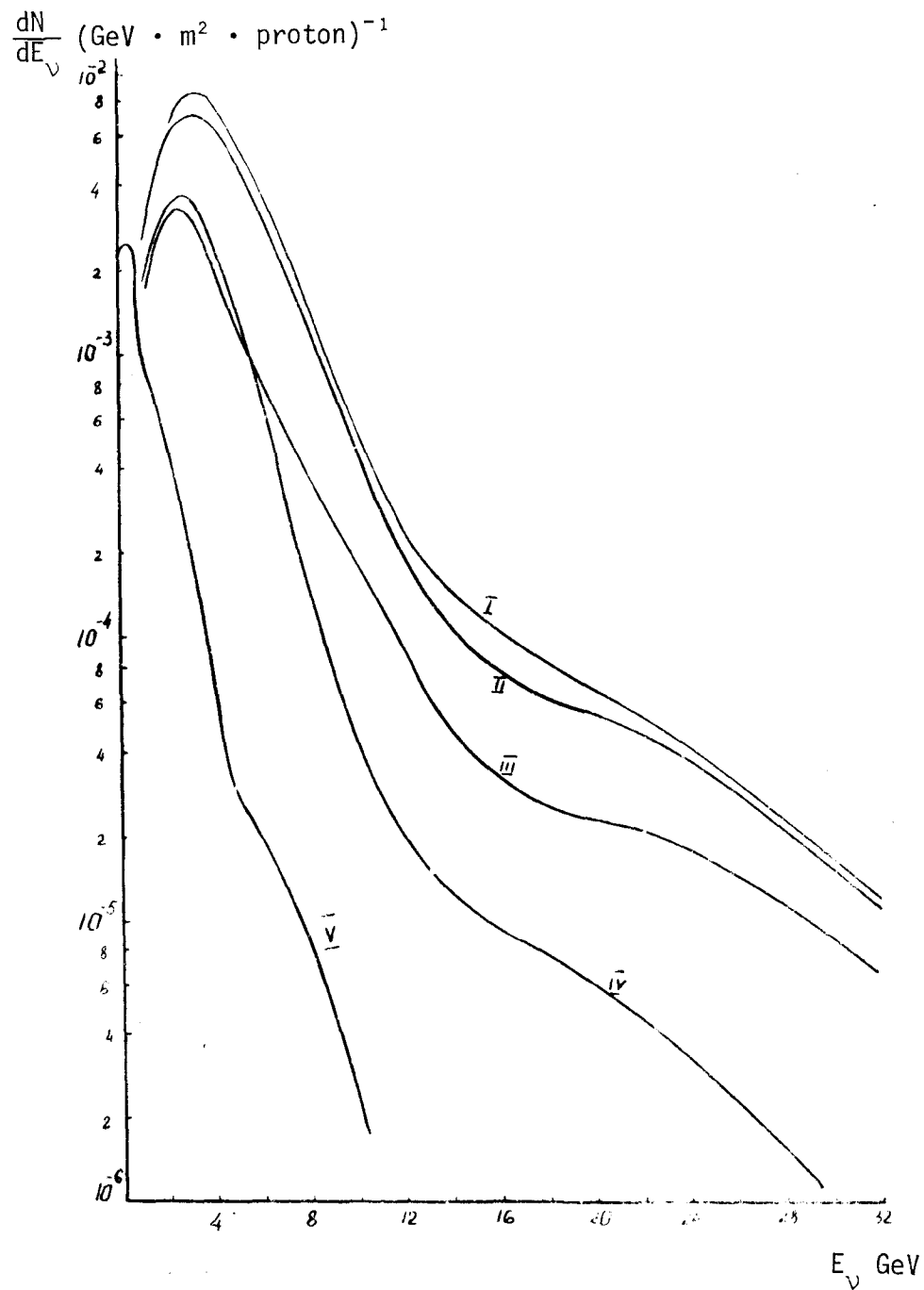


Fig. 4

Spectres des neutrinos obtenus à partir de protons d'une énergie de 70 GeV dans le cas d'une focalisation idéale (distance de la cible au détecteur 200 m, longueur de désintégration 150 m, surface du détecteur 1 m²). I - modèle à deux températures; II - formule de Ranft; III - formule de Trilling; IV - formule de Cocconi; V - spectre neutrino obtenu au CERN /18/ (1965).

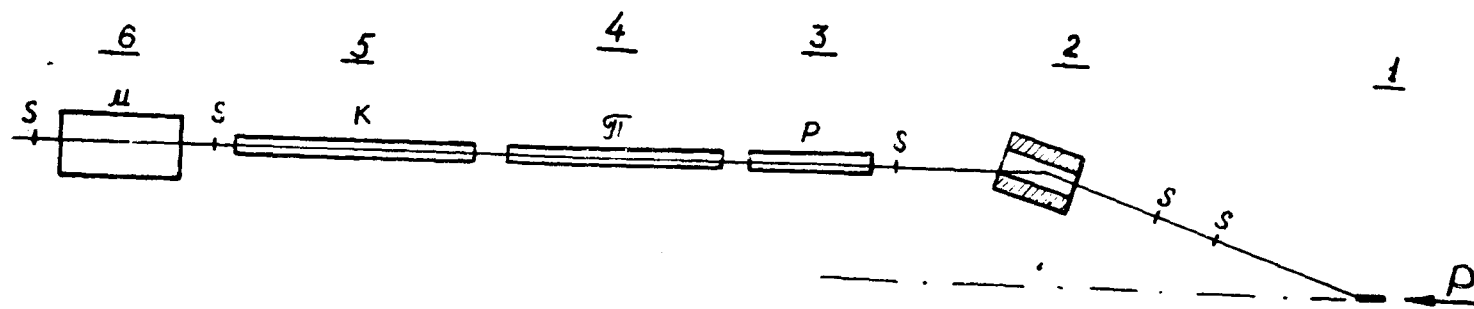


Fig. 5

Schéma de disposition de l'appareillage électronique de mesure des spectres des particules. 1 - cible; 2 - aimant défecteur; 3-5 - compteurs Čerenkov; 6 - absorbant des mésons μ .

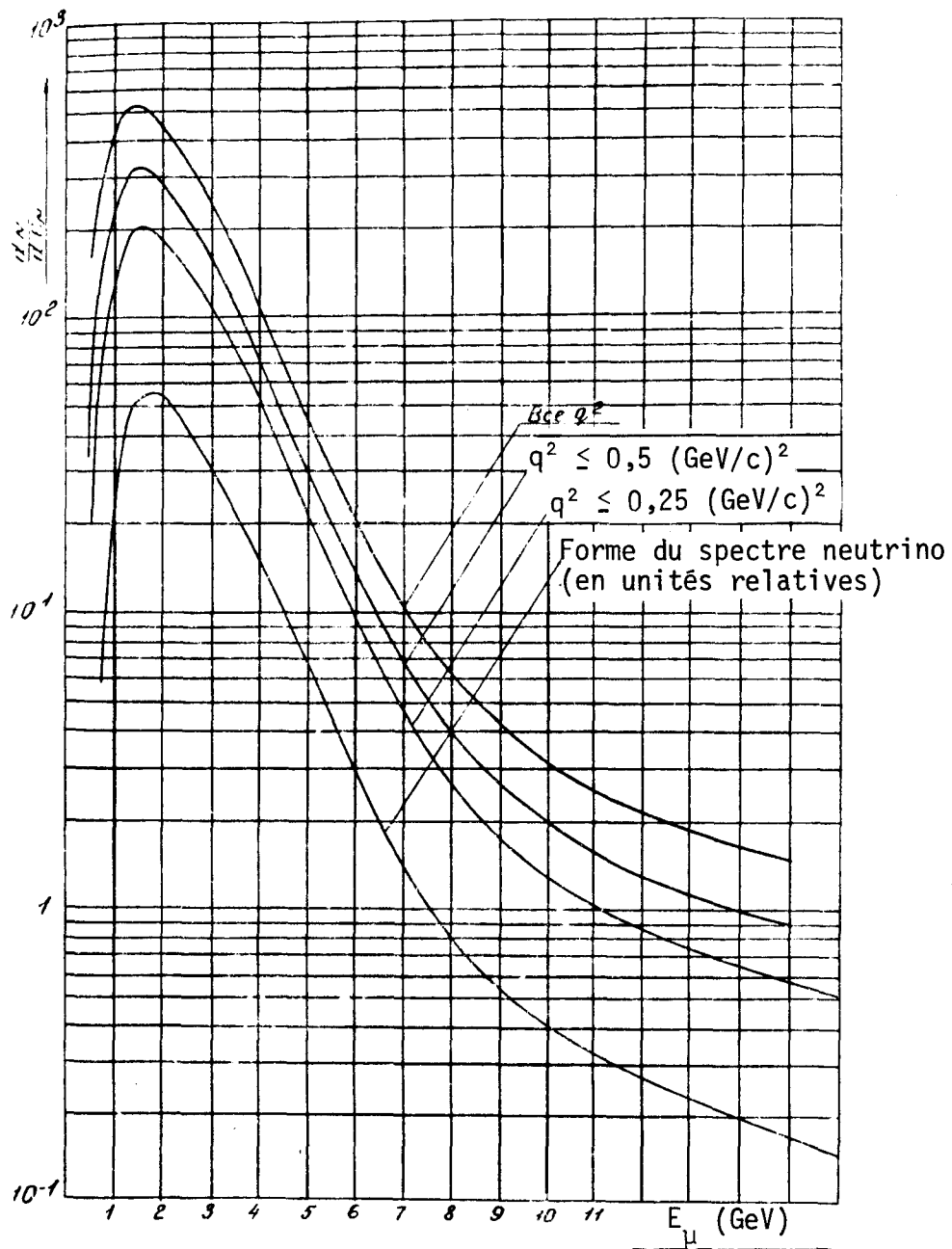


Fig. 6

Spectres des mésons μ formés dans la réaction élastique $\nu_{\mu} n \rightarrow \mu^{-} p$ pour différents q^2 avec la chambre à bulles SKAT par jour de travail et pour une intensité de 10^{12} protons/seconde (le spectre neutrino est tiré du travail /25/).

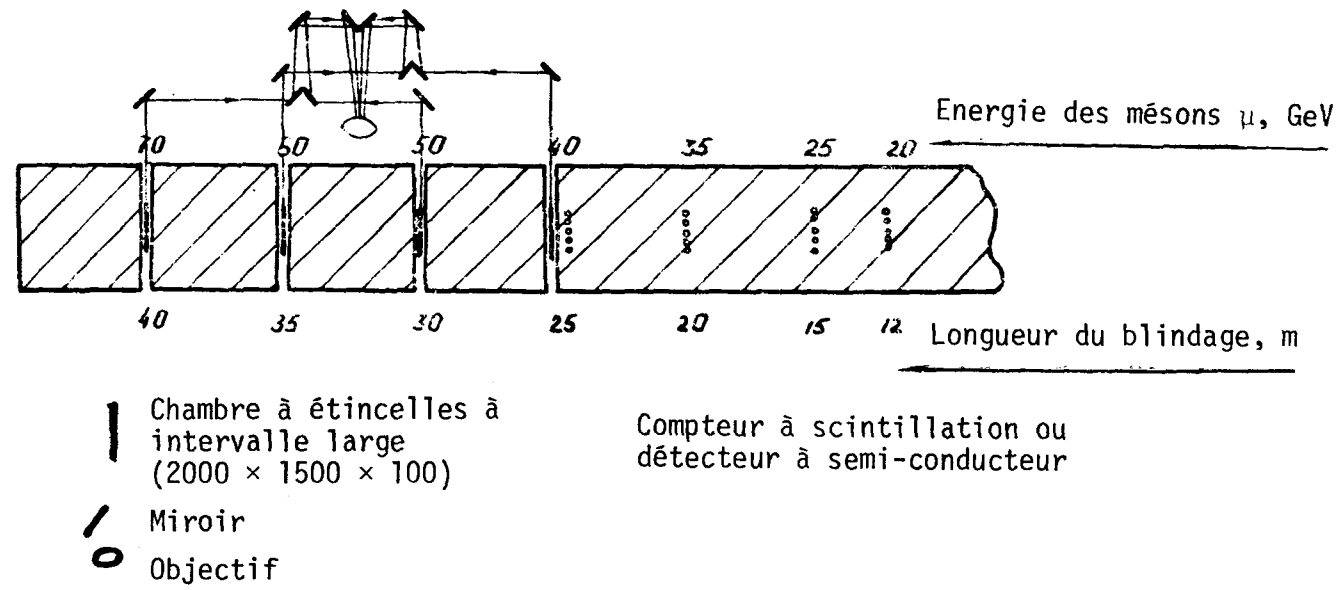


Fig. 7

Variante de disposition de l'appareillage dans le blindage pour la mesure du flux des mésons μ .

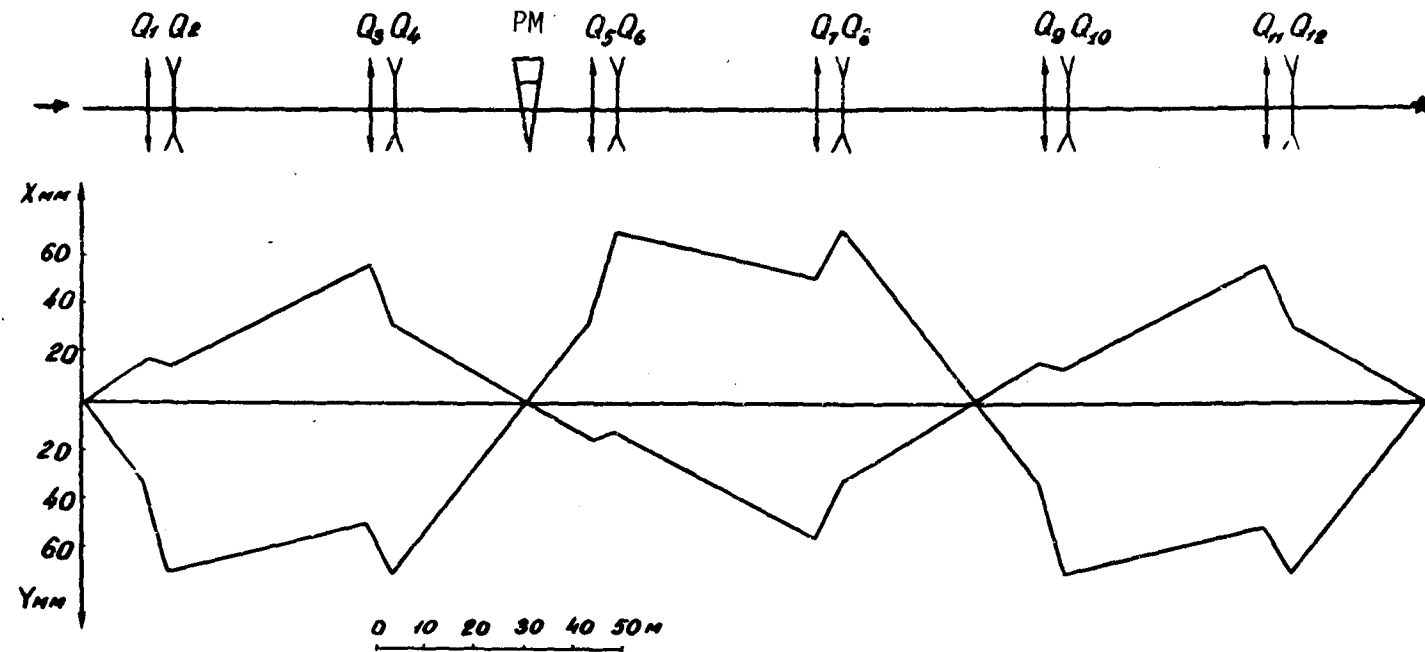


Fig. 8

Schéma magnéto-optique du transport de faisceau de protons pour l'utilisation de l'éjection B.
 T - cible; Q - lentille quadripolaire; PM - aimant défecteur;
 X, Y - dimensions verticale et horizontale du faisceau.

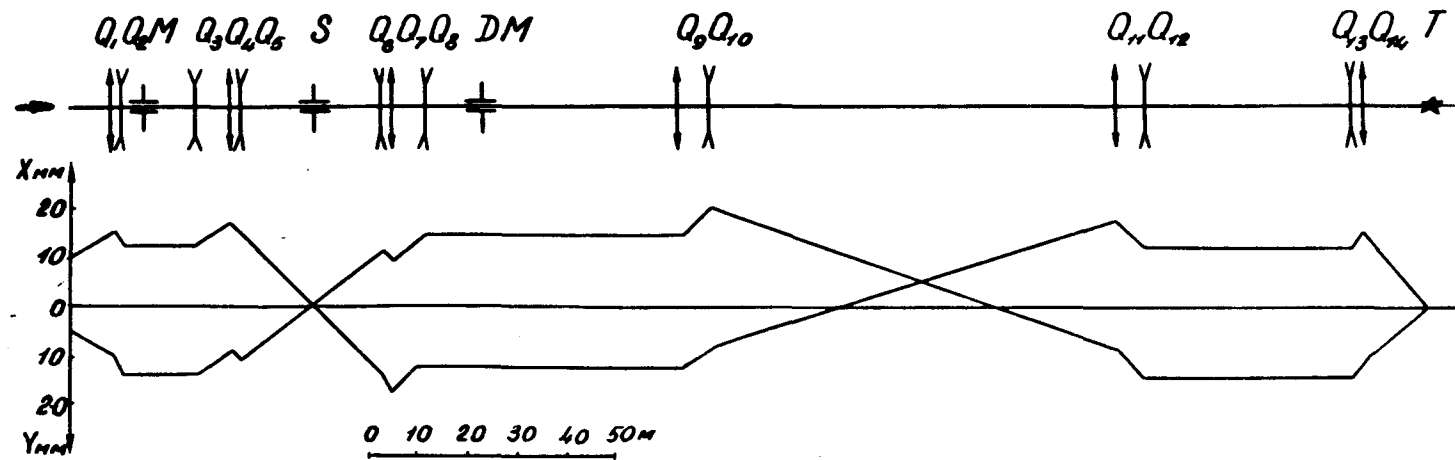


Fig. 9

Schéma optique du système de transport du faisceau de protons lors de l'utilisation de l'éjection C.

M - modulateur; S - septum; DM - démodulateur. Autres notations: voir Fig. 8.

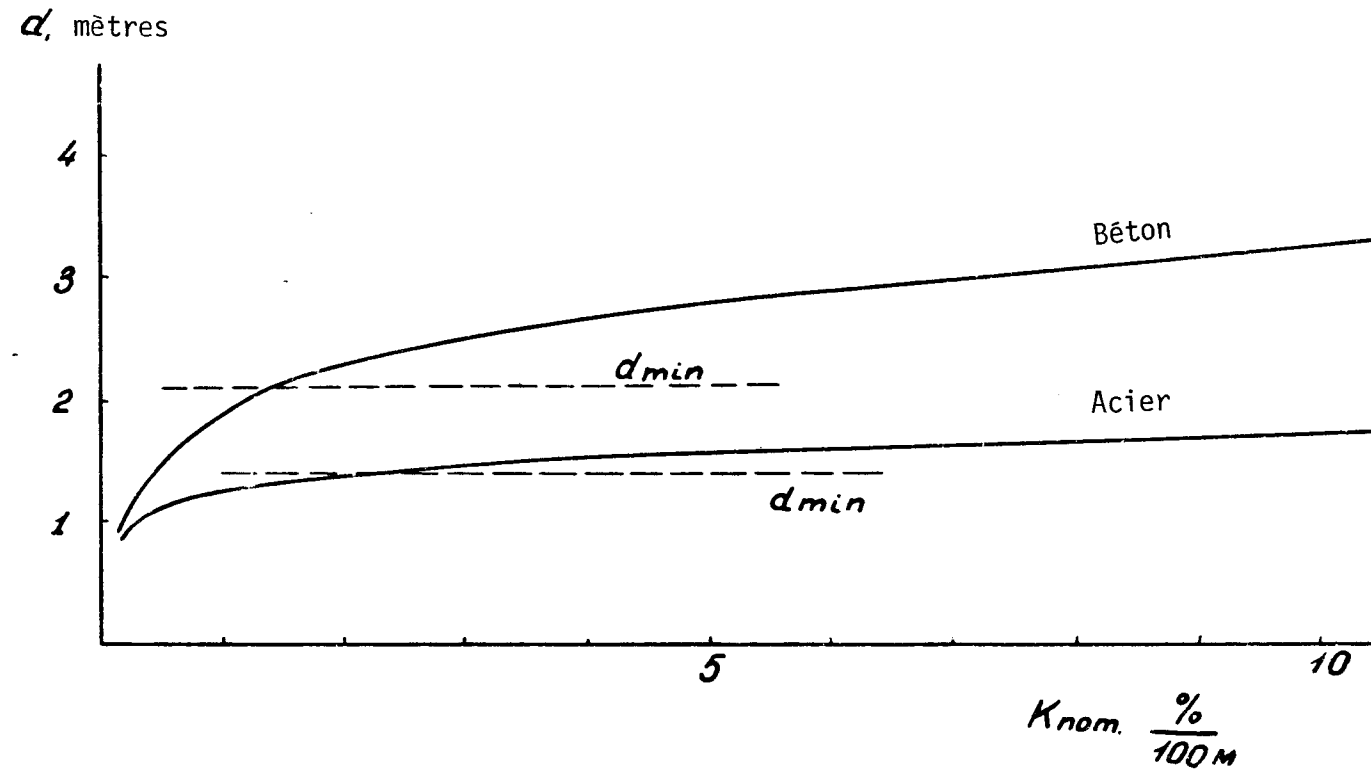


Fig. 10

Epaisseur du blindage des murs du canal proton en fonction des pertes linéaires du faisceau.

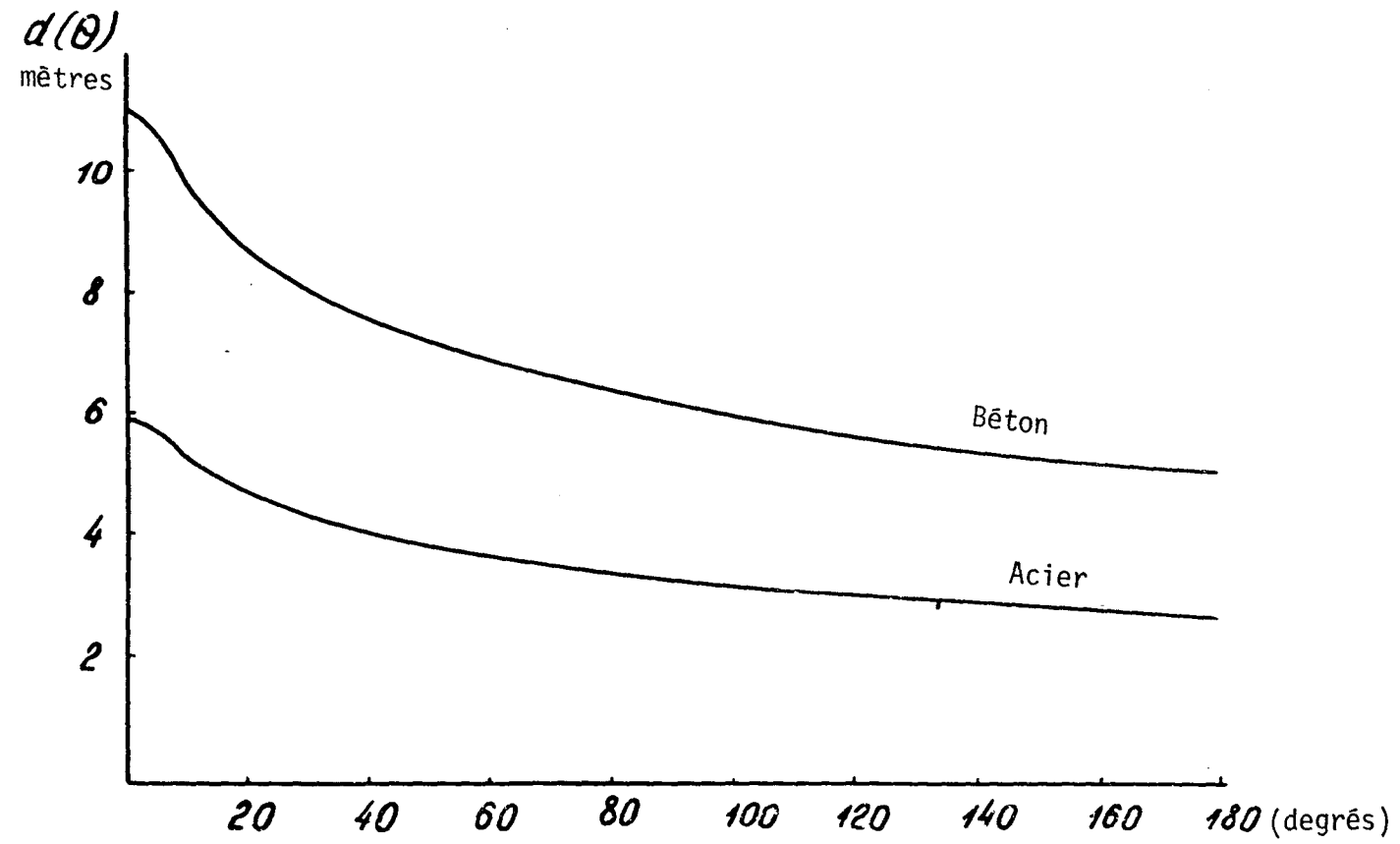


Fig. 11

Epaisseur du blindage de la station de cible en fonction de l'angle pour différents matériaux de blindage.

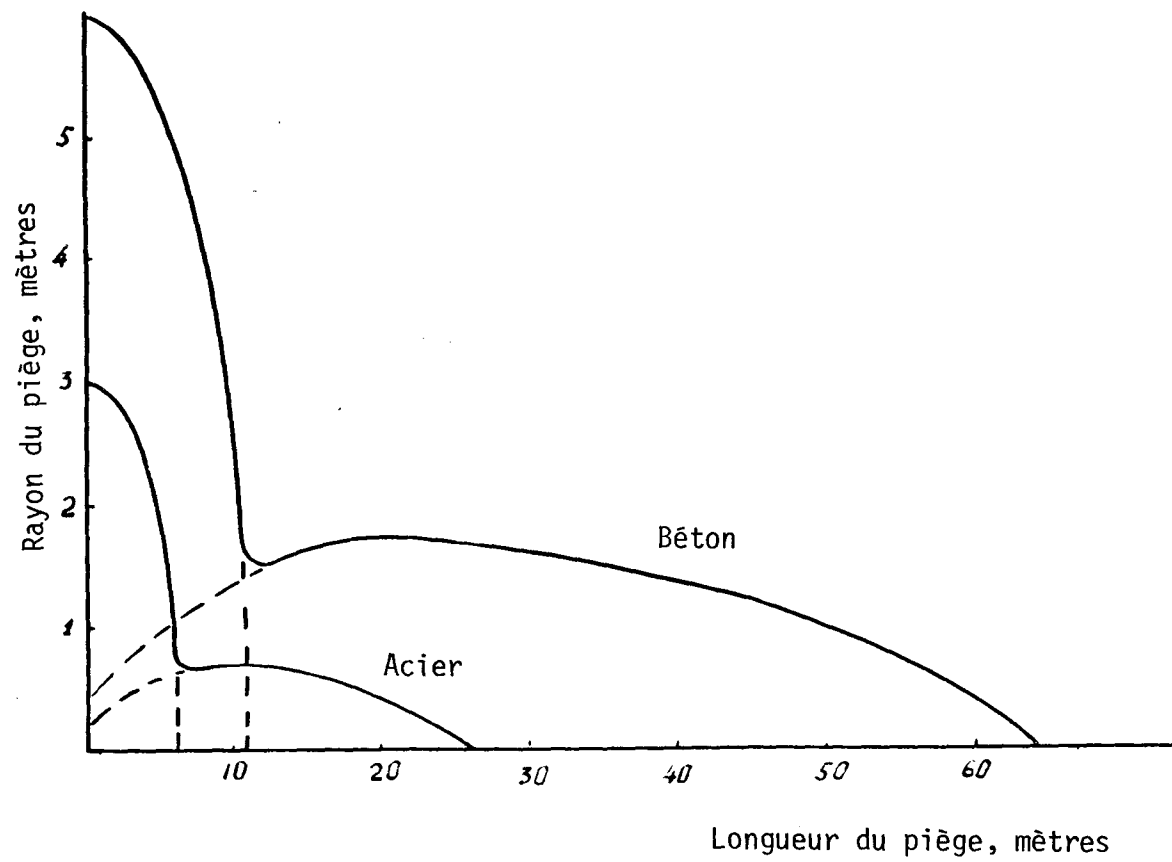


Fig. 12

Configuration de l'absorbant de faisceau de protons pour le béton et l'acier.

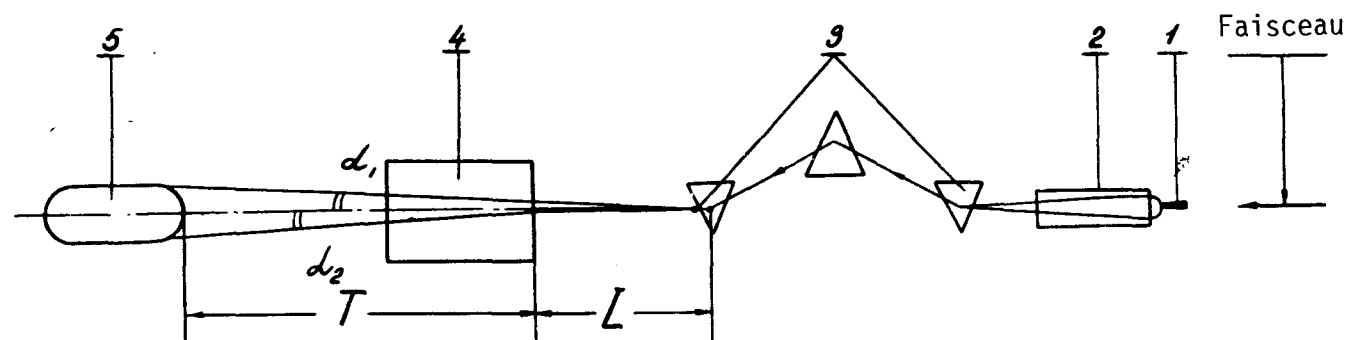


Fig. 13

Schéma possible pour l'obtention des faisceaux neutrino monochromatiques.
 1 - cible; 2 - dispositif focalisant; 3 - aimants; 4 - blindage;
 5 - détecteur. L - longueur de désintégration; T - distance de l'extré-
 mité avant du blindage au détecteur.

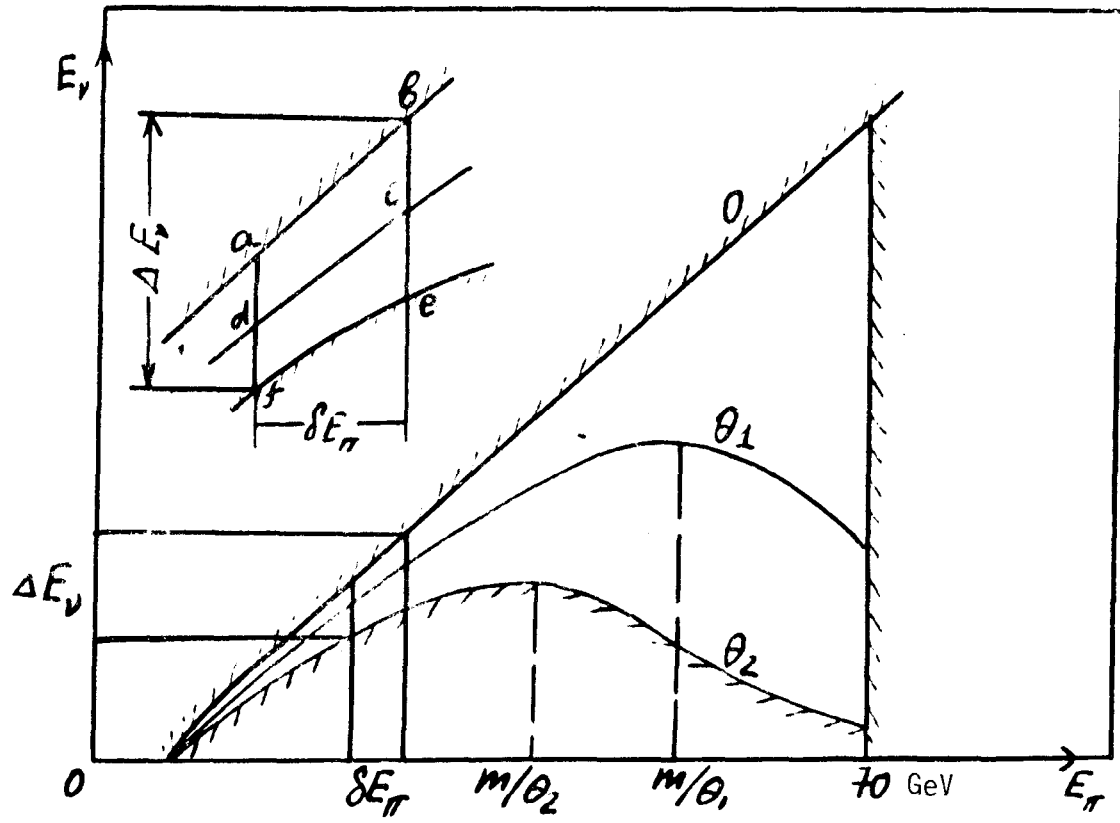


Fig. 14

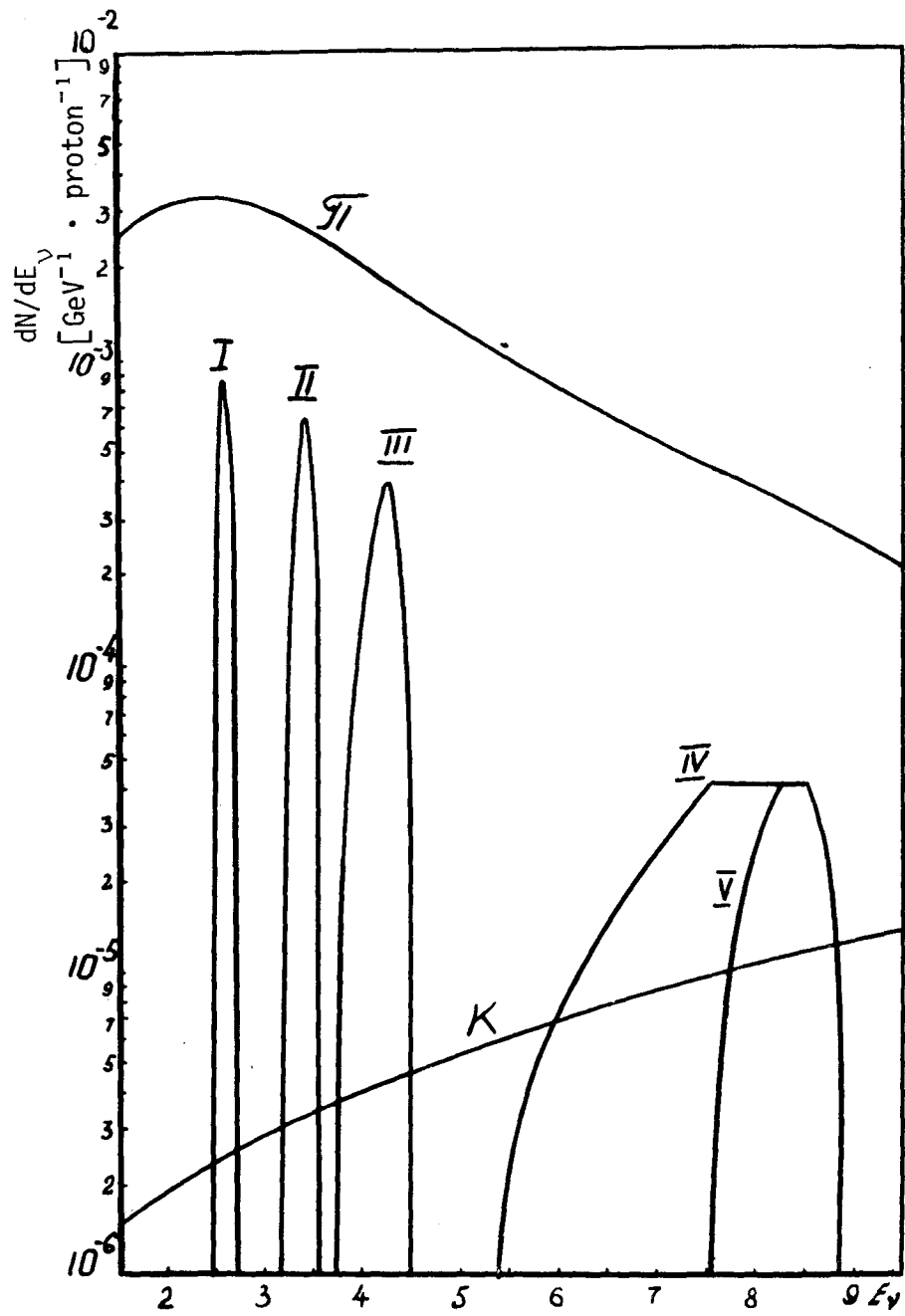


Fig. 15

Spectres des faisceaux monochromatiques de neutrinos suivant l'énergie des mésons π^+ (explication dans les tableaux).

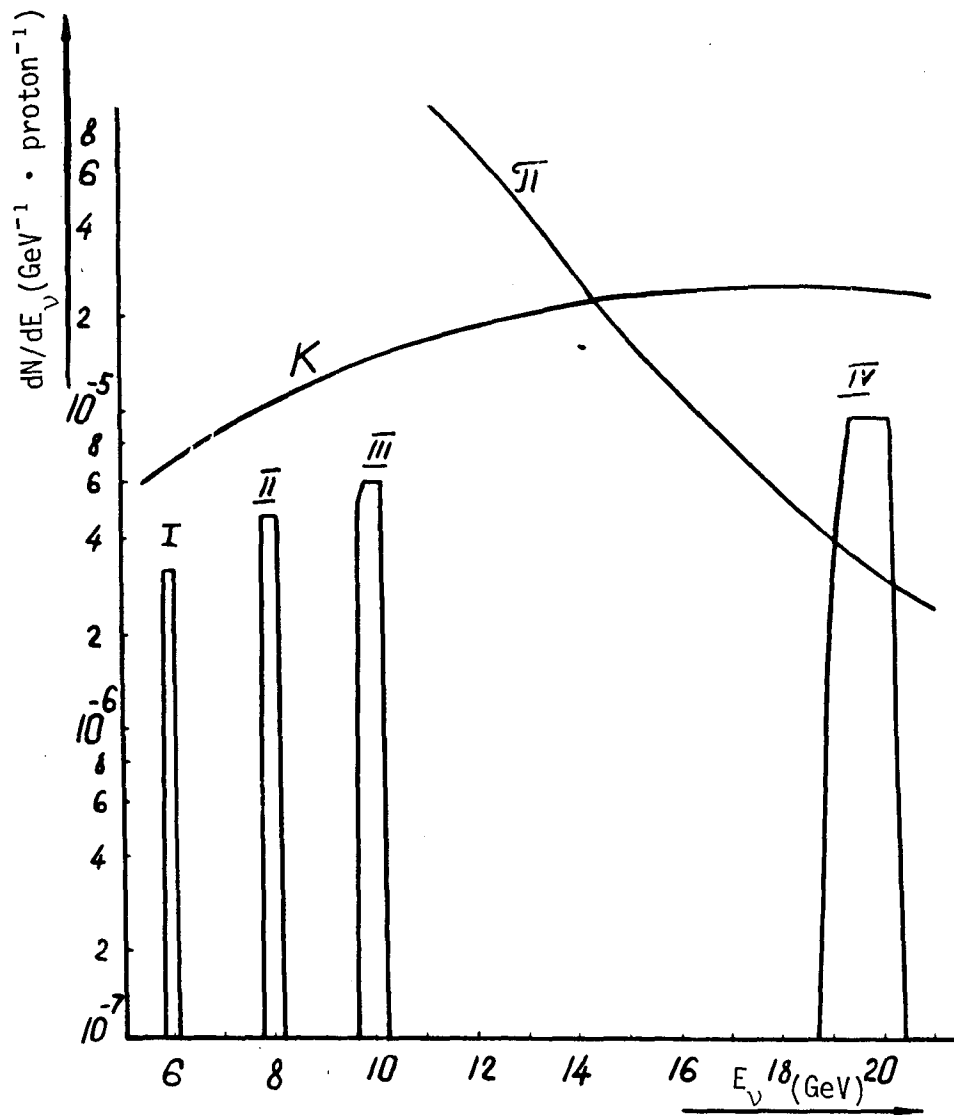


Fig. 16

Spectres des faisceaux monochromatiques de neutrinos formés à partir de mésons K^+ de différentes énergies.

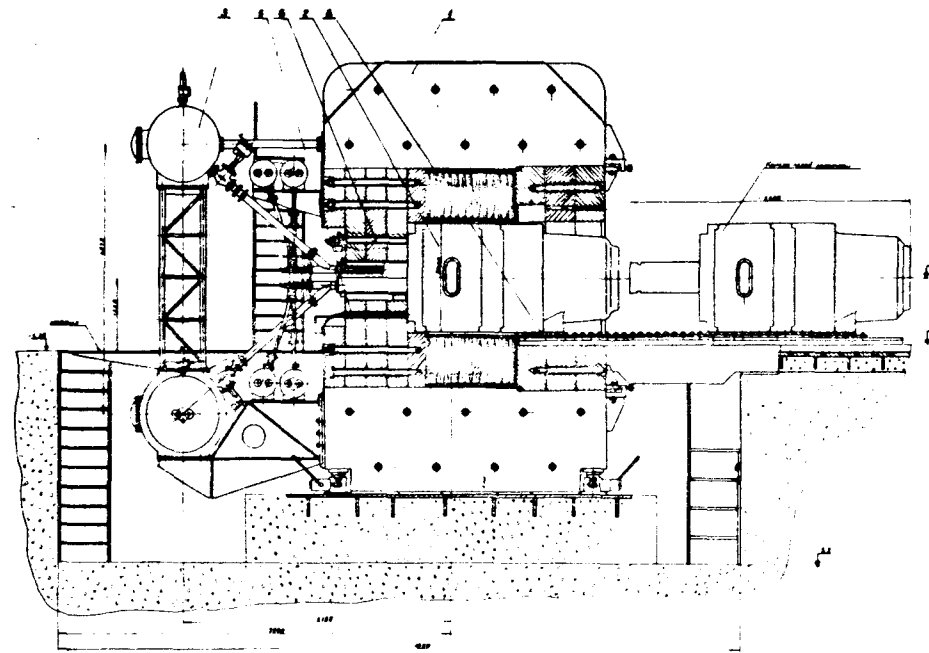


Fig. 17

Vue générale de la chambre à bulles SKAT avec son aimant.

1 - électro-aimant MC-16; 2 - chambre; 3 - réservoirs du système de détente; 4 - entrées du système de régulation de température; 5 - éclairage; 6 - soupape d'admission; 7 - système de refroidissement de l'éclairage; 8 - guides pour le déplacement de la chambre.

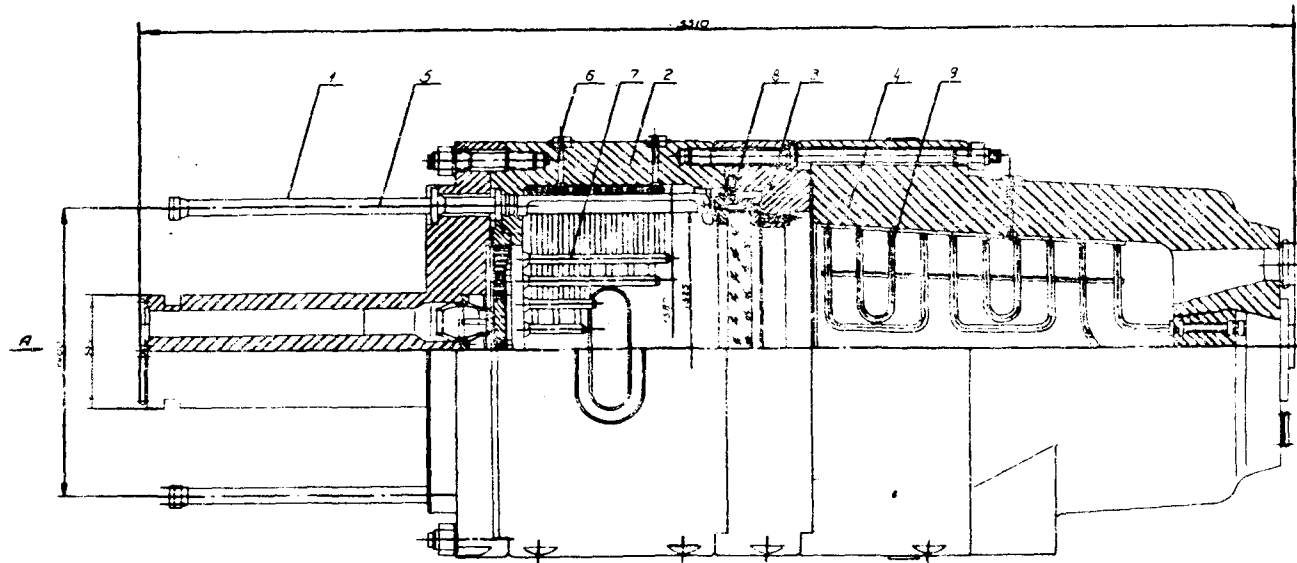


Fig. 18

Corps de la chambre à bulles SKAT (coupe).

1 - bloc des soupapes; 2 - corps de l'enceinte utile; 3 - bague intermédiaire; 4 - ZONE PROTECTRICE; 5 - lampe flash; 6 - sonde thermique; 7 - 9 - système de thermostat; 8 - glace.

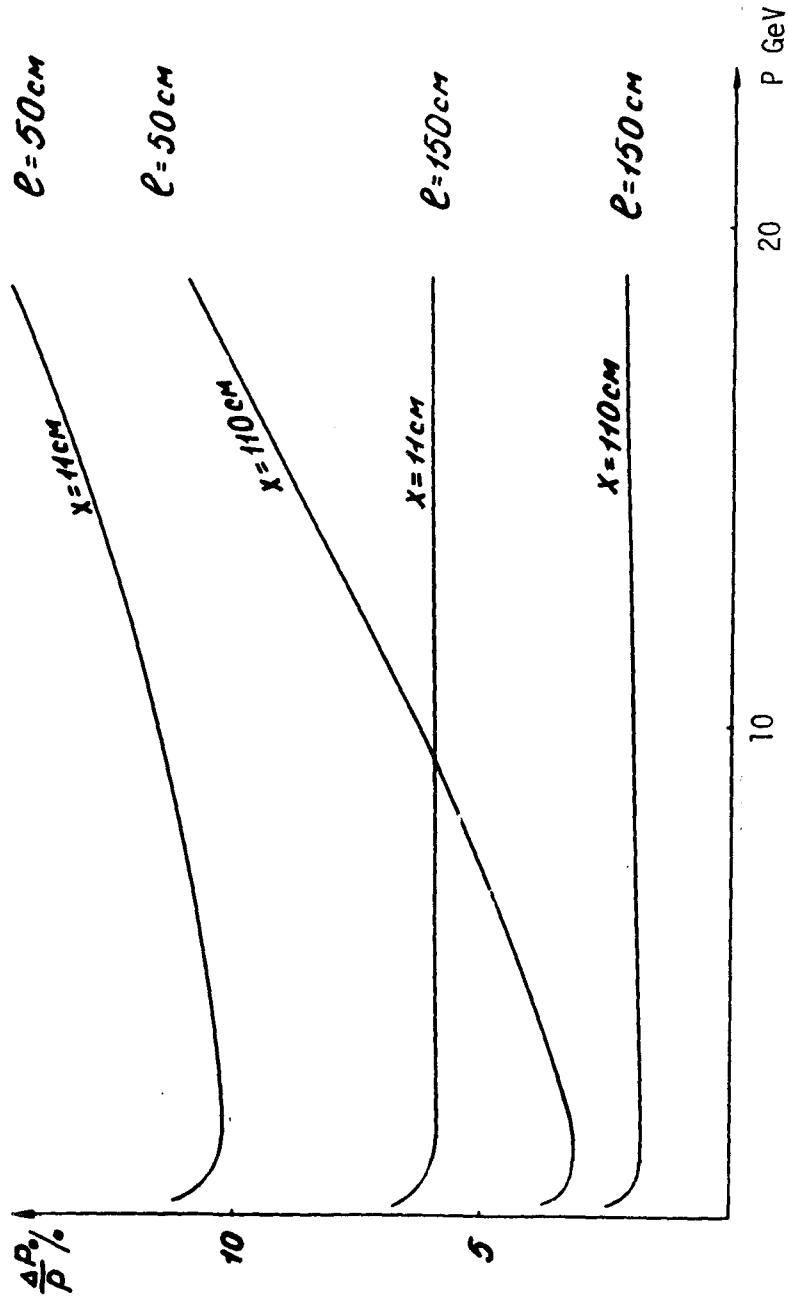


Fig. 19

Erreur totale sur la mesure de l'impulsion dans la chambre SKAT remplie de propane ($X = 110$ cm) et de fréon ($X = 11$ cm). (l - longueur de la trajectoire. La précision de la mesure des coordonnées dans la chambre est $\sim 150 \mu$).

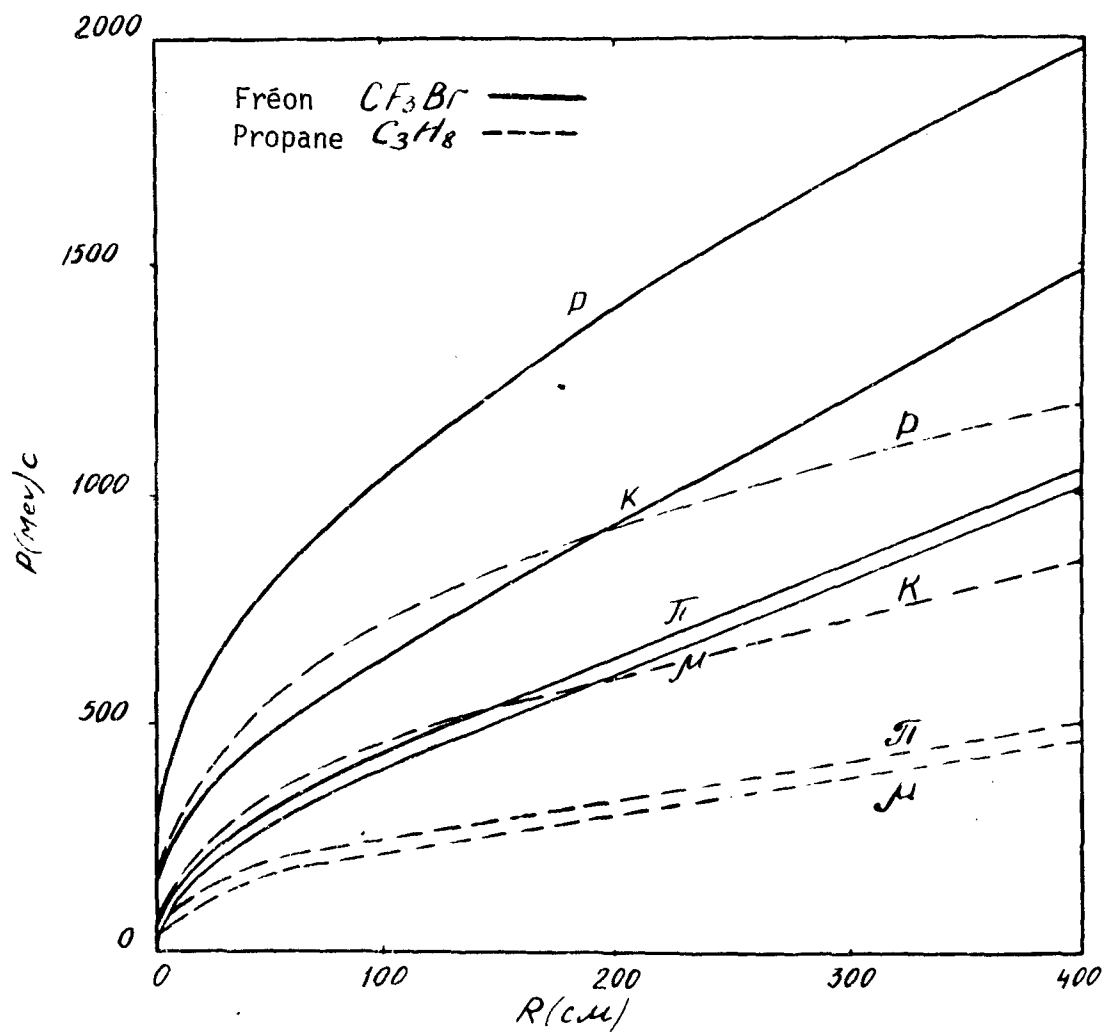


Fig. 20

Parcours d'ionisation des mésons π , μ , K et des protons dans le propane et le fréon.

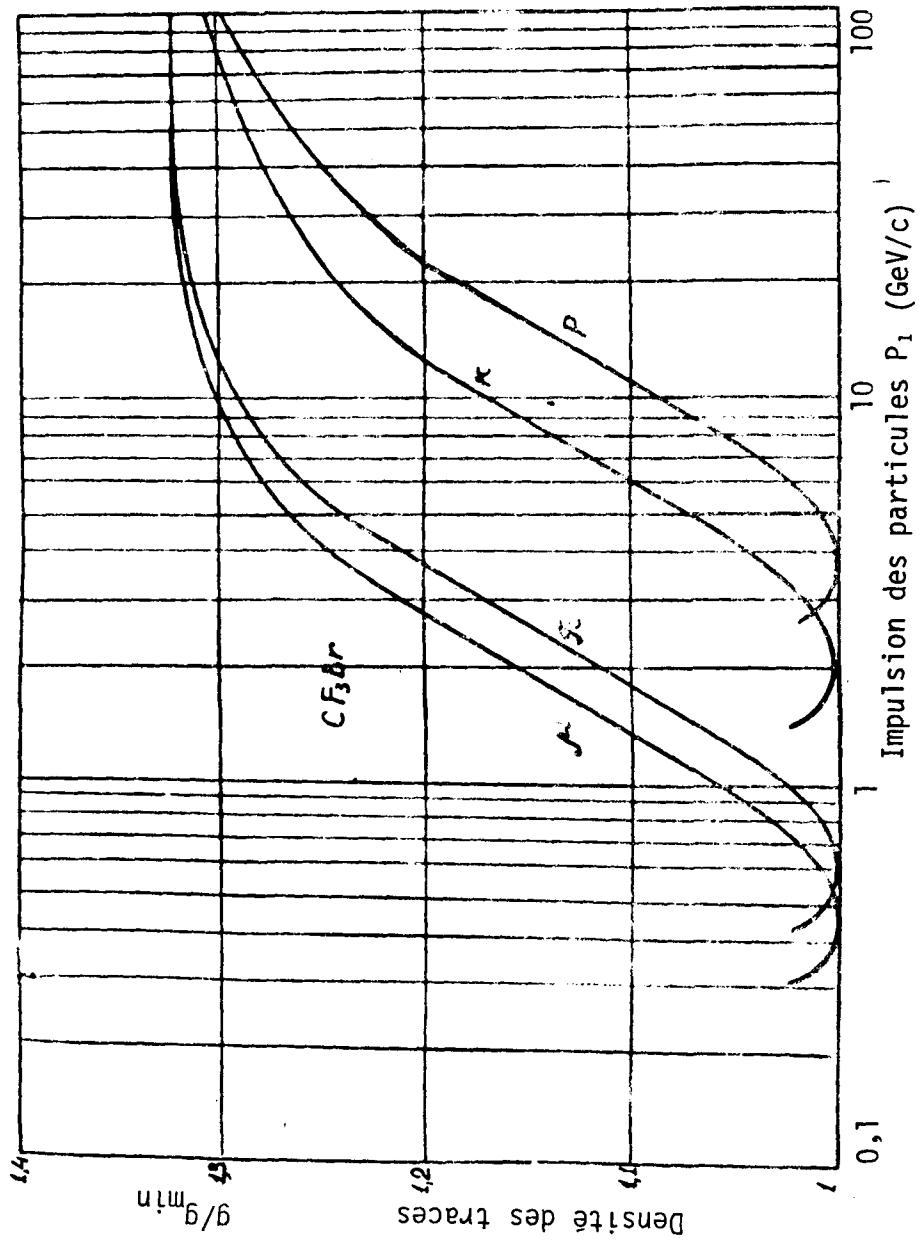


Fig. 21

Variation de la densité des traces des particules chargées en fonction de l'impulsion des mésons π , μ , K et des protons dans le bromure de fréon.

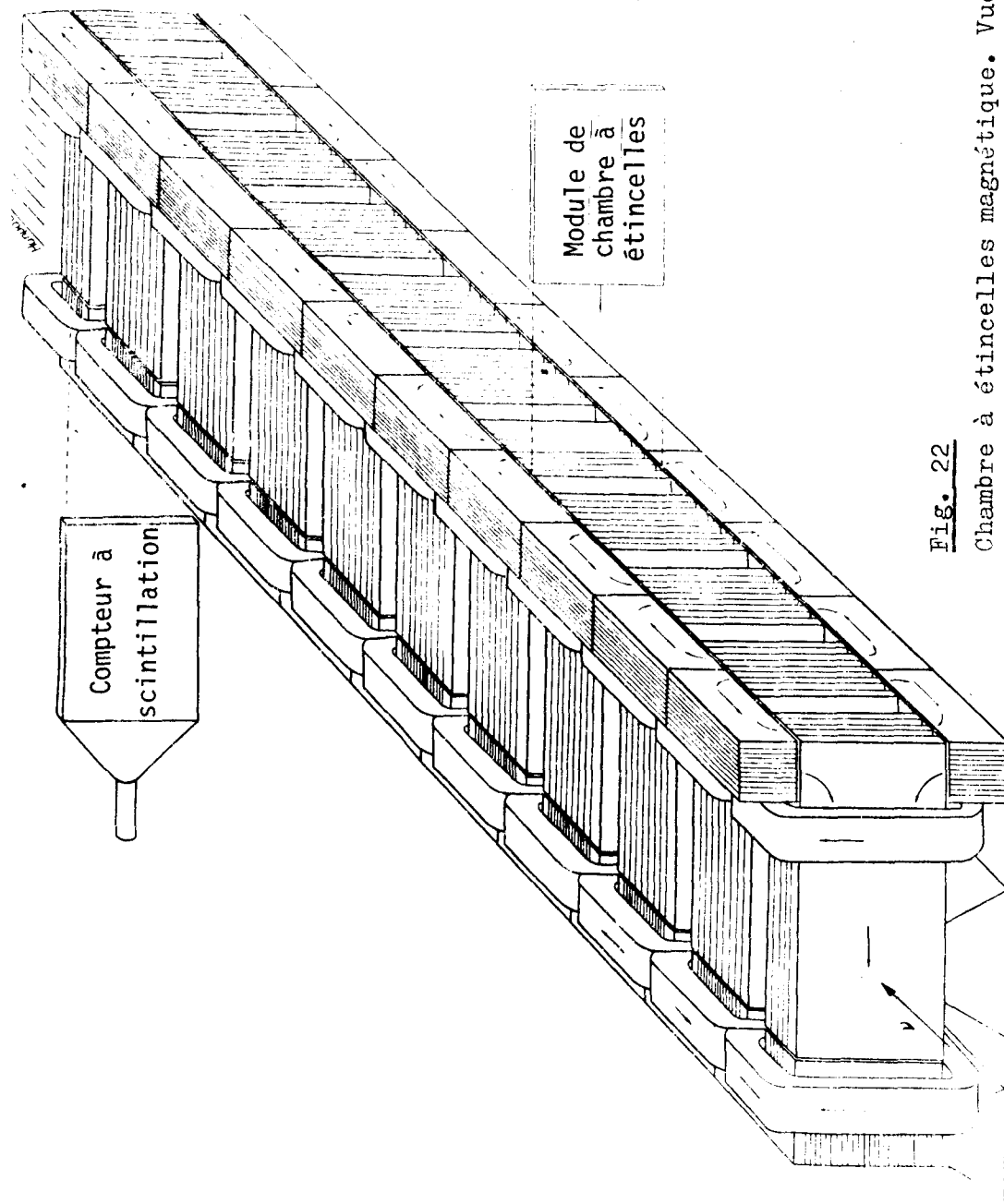


Fig. 22

Chambre à étincelles magnétique. Vue générale.

Suivant

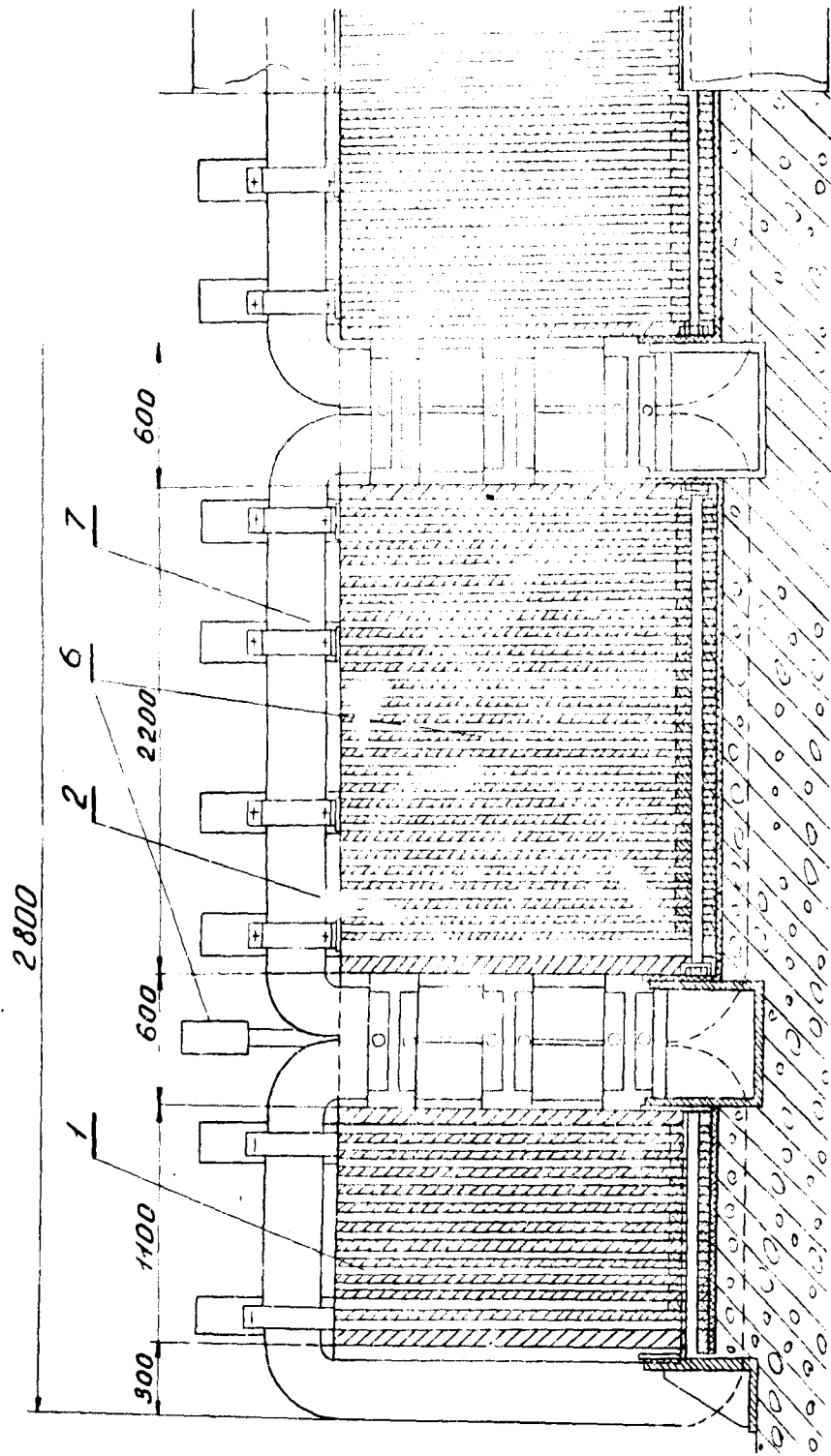


Fig. 22a

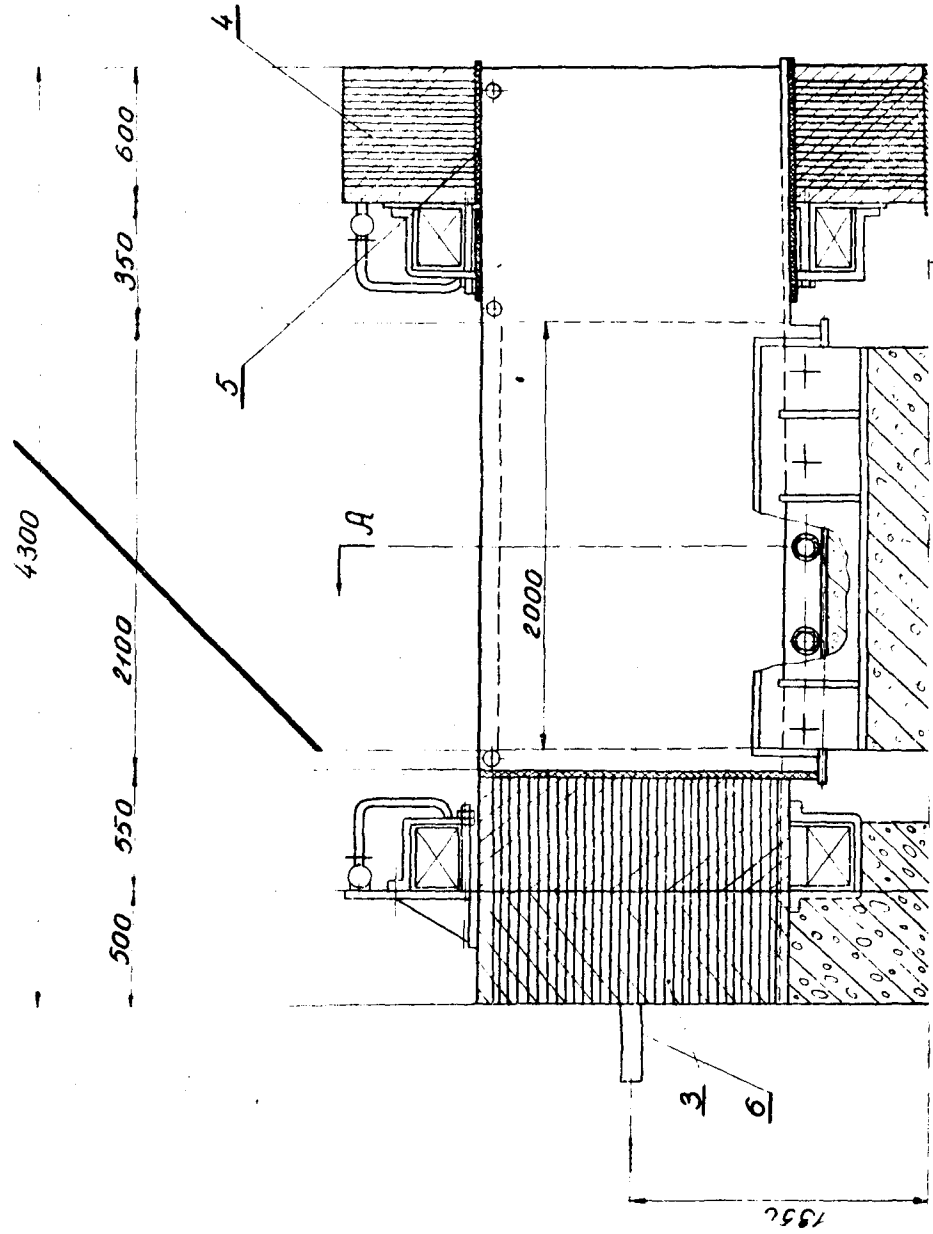


Fig. 22b

Plan schématique de l'électro-aimant. A gauche : vue de la chambre dans la direction des particules. A droite : partie frontale de l'aimant. On voit la première demi-section et une section. 1 - espace pour les modules à étincelles, 2 - plaque d'acier magnétique, 3 - bloc d'acier arrière, 4 - bloc d'acier supérieur frontal, 5 - isolateur, 6 - compteur à scintillation (S 1-40), 7 - enroulement de l'électro-aimant.

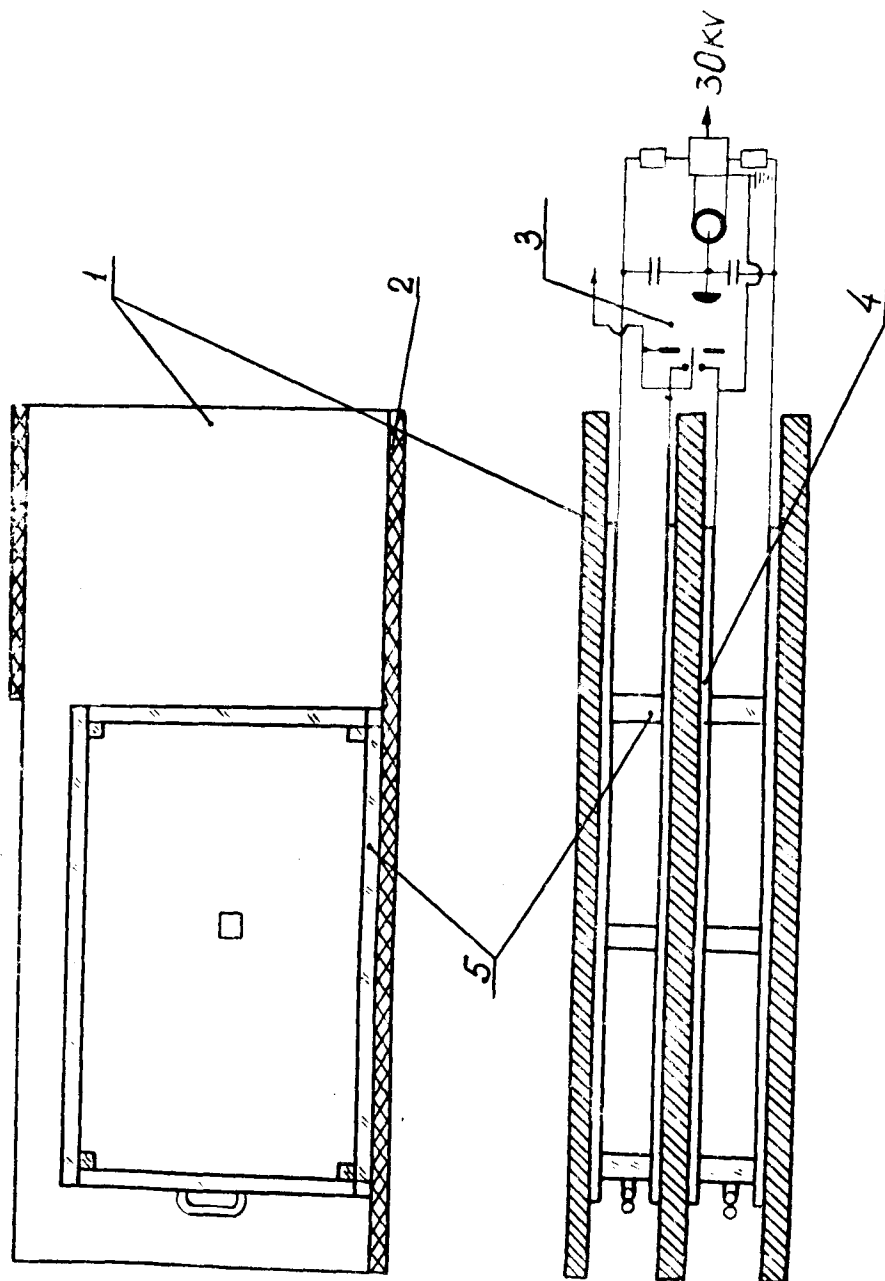


Fig. 23

Module à étincelles.

1 - plaque magnétique, 2 - isolateurs, 3 - système d'alimentation HT, 4 - électrodes du module, 5 - cadre en verre du module.

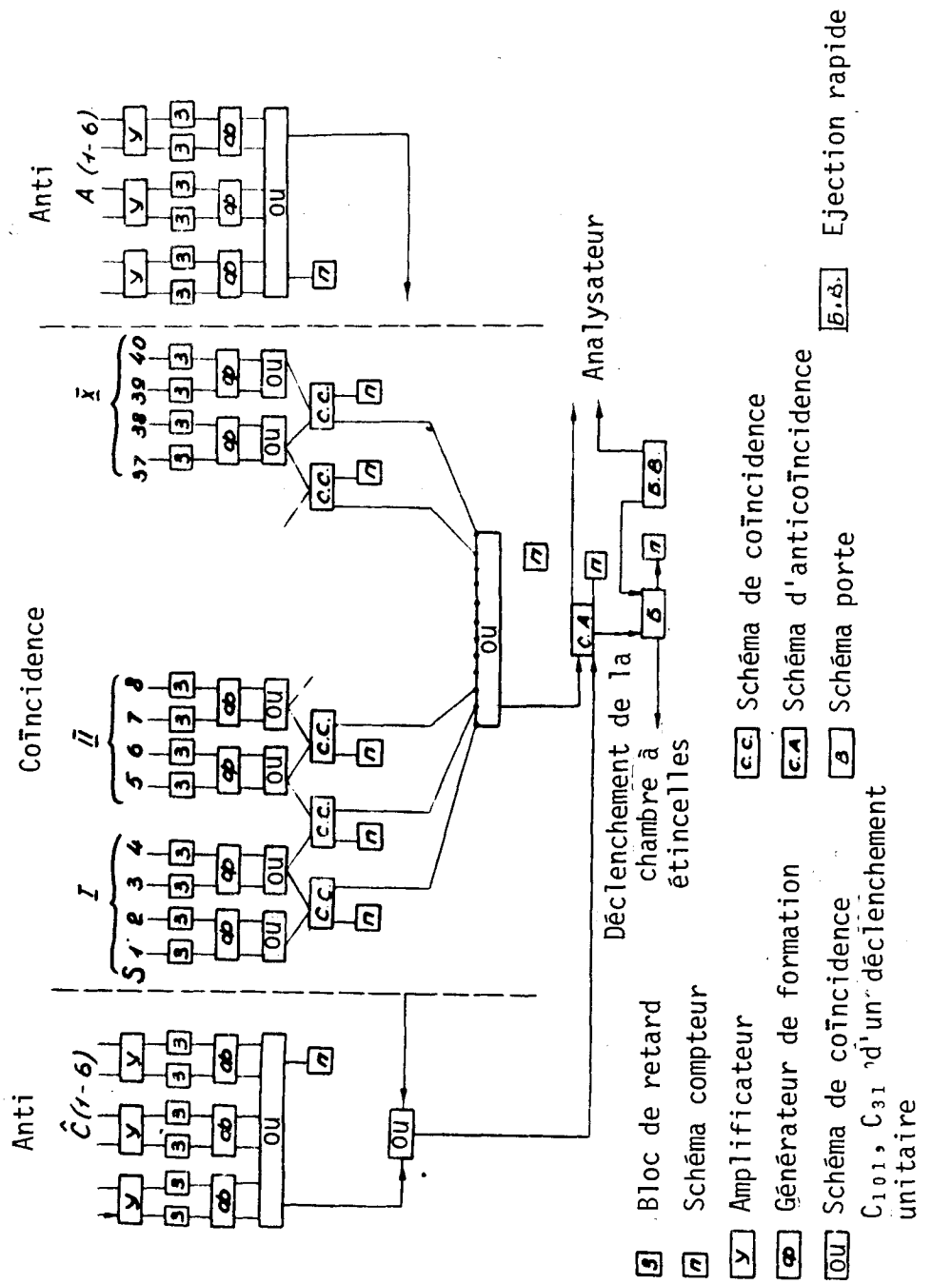


Fig. 24 Schéma de l'électronique logique de la chambre à étincelles

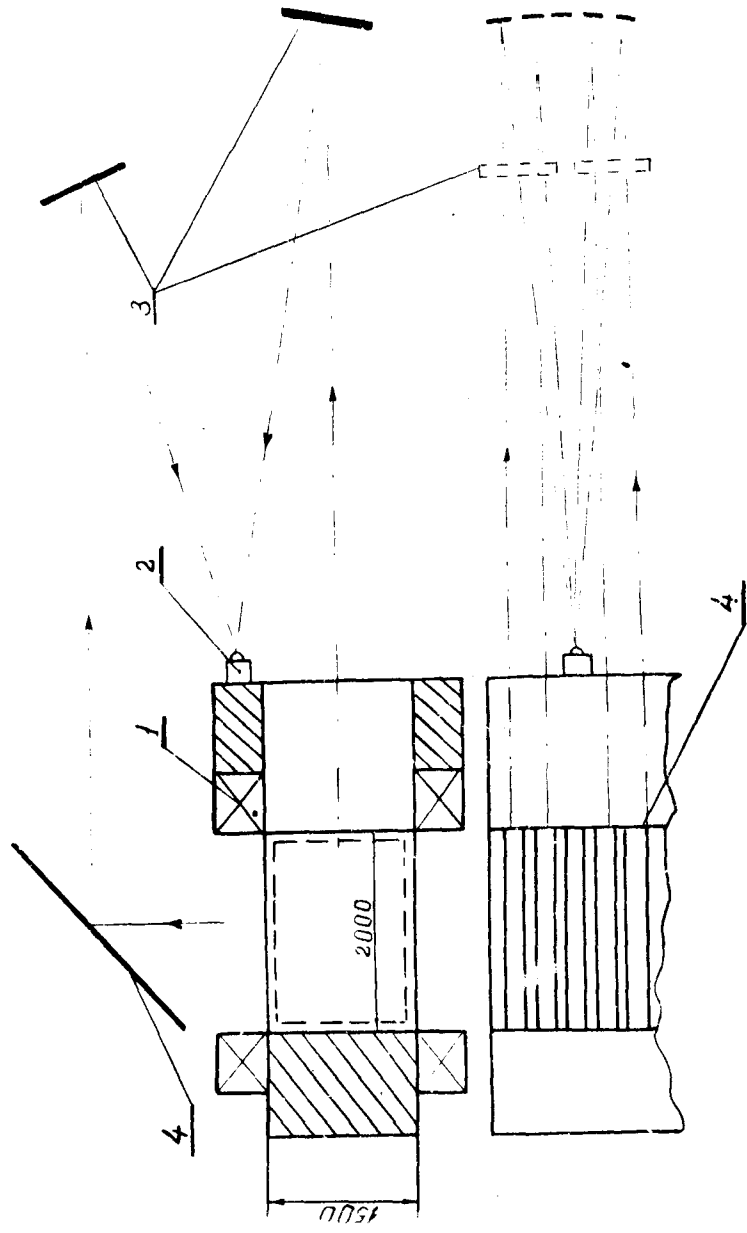


Fig. 25

Schéma de la photographie.

1 - électro-aimant, 2 - enregistrement photo, 3 - miroir orientable,

4 - miroirs

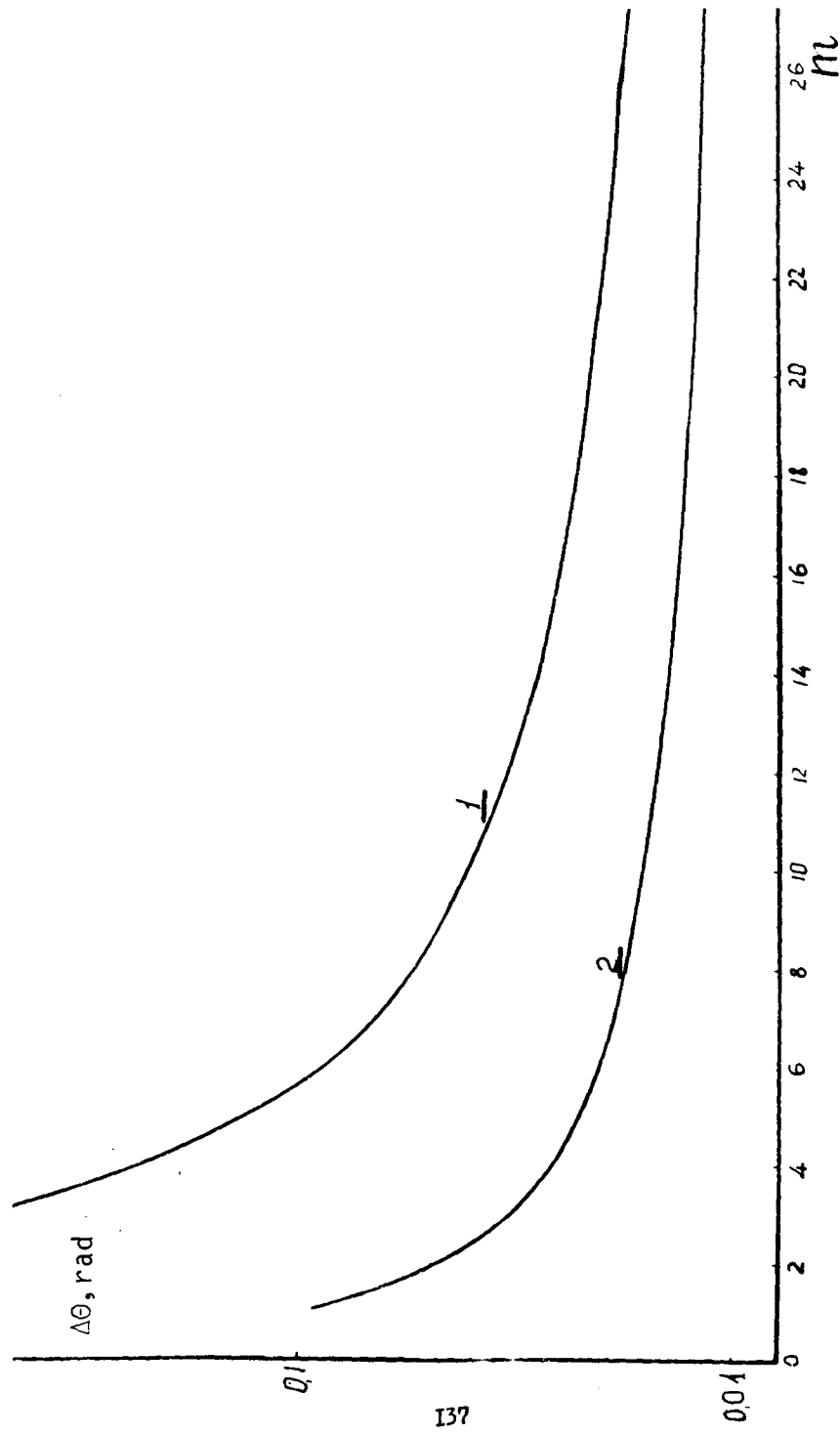


Fig. 26

Variation de l'angle moyen de diffusion dans les plaques de la chambre à étincelles en fonction du nombre de plaques (m), traversées avant l'arrêt du proton (courbe 1) et du mésons- μ (courbe 2) dans la chambre à étincelles

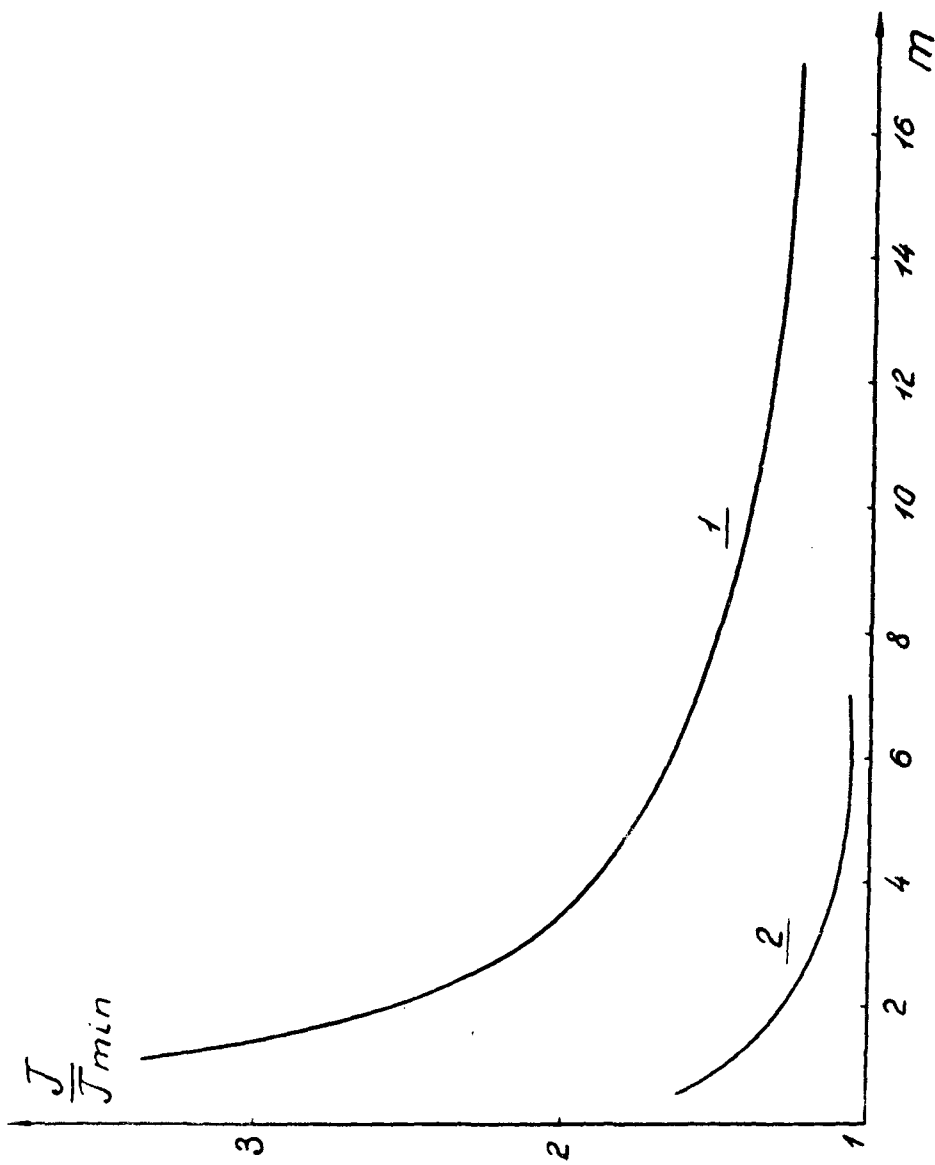


Fig. 27

Ionisation relative en fonction du nombre de plaques (m), traversées jusqu'à l'arrêt du proton (courbe 1) et du méson- μ (courbe 2) dans la chambre à étincelles.

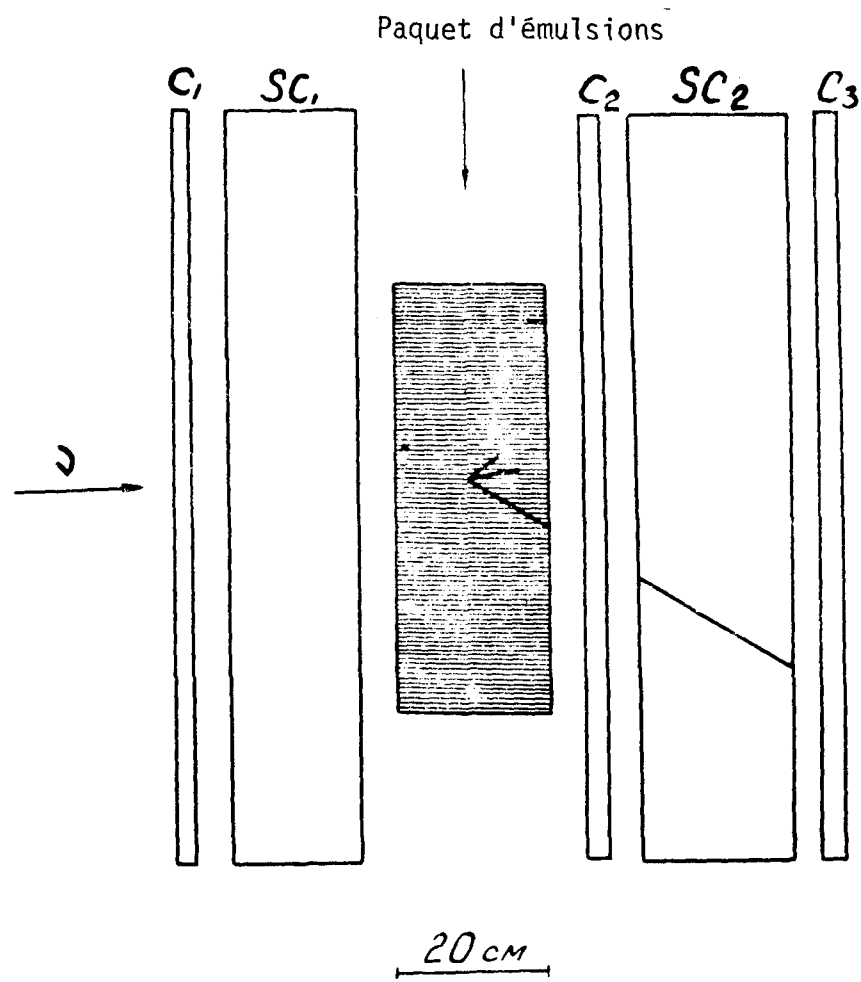


Fig. 28

Dispositif utilisant un paquet d'émulsions d'un volume de 100 l.

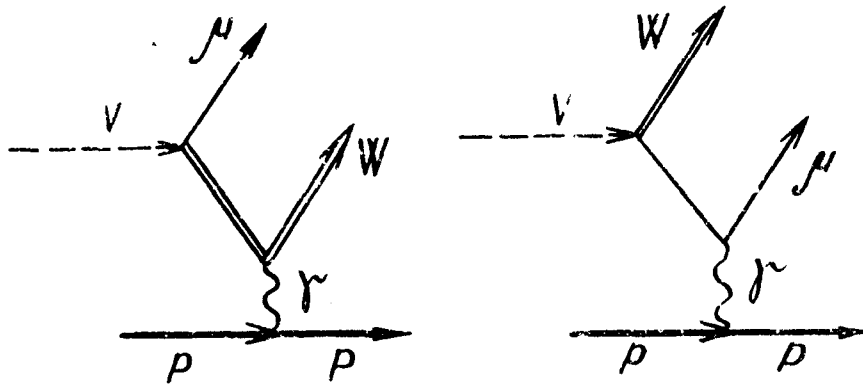


Fig. 29

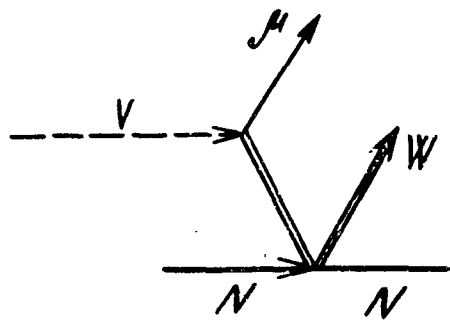
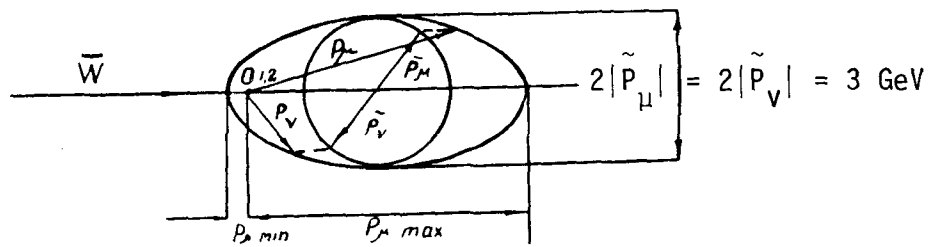


Fig. 30

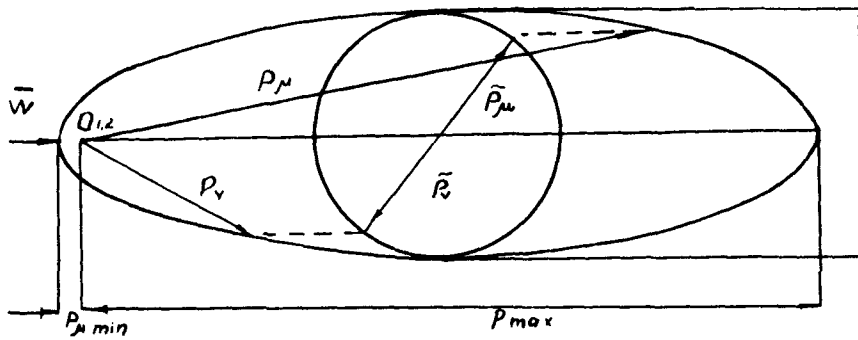
$$M_W = 3; E_W = 6 \text{ GeV } (\sim E_W \text{ min})$$



$$P_{\mu \text{ min}} = 0,33 \text{ GeV}$$

$$P_{\mu \text{ max}} = 5,5 \text{ GeV}$$

$$M_W = 5; E_W = 7,5 (\sim E_W \text{ min})$$



$$P_{\mu \text{ min}} = 0,4 \text{ GeV}$$

$$P_{\mu \text{ max}} = 146 \text{ GeV}$$

Fig. 31

- a) Cinématique de la désintégration du boson - W pour $M = 3(\text{GeV}/c^2)$
 b) Cinématique de la désintégration du boson - W pour $M = 5(\text{GeV}/c^2)$

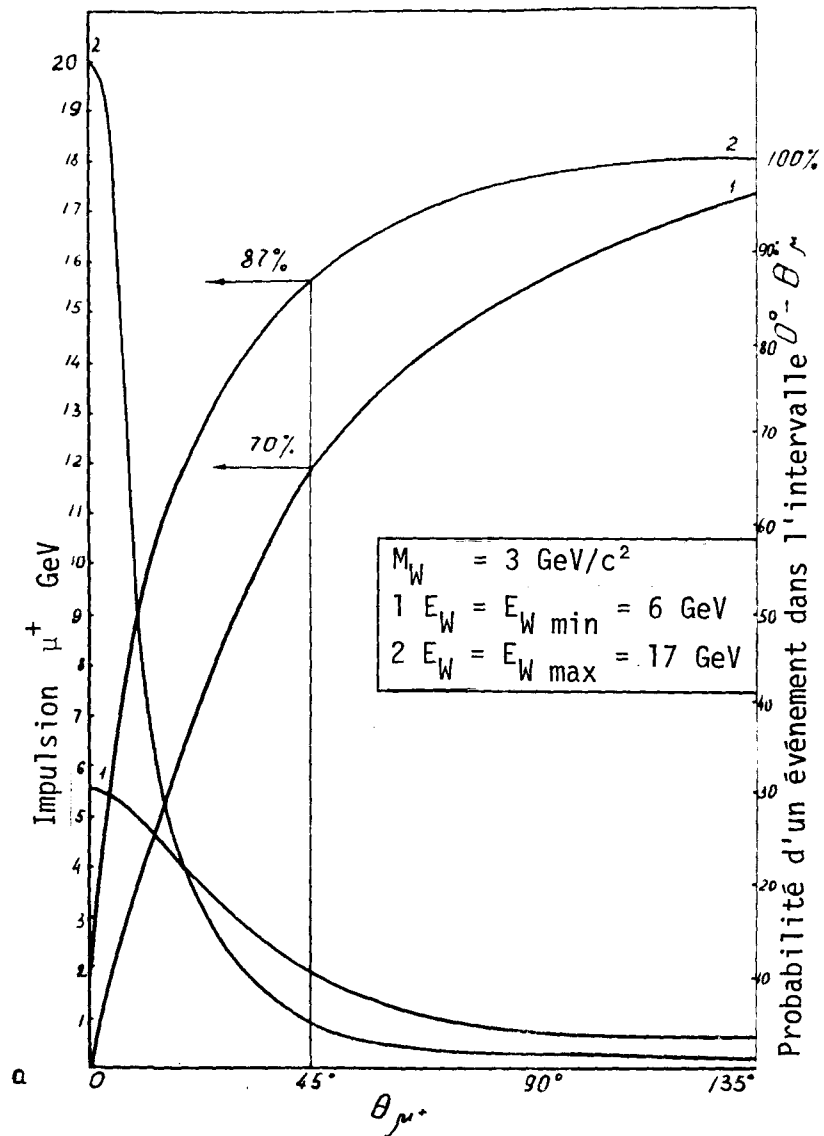


Fig. 32a

Impulsions des mésons μ^+ en fonction de l'angle de sortie dans le système de laboratoire et probabilité des événements dans l'intervalle angulaire $0^\circ - \theta_{\mu^+}$ pour une masse du boson de $3 \text{ GeV}/c^2$.

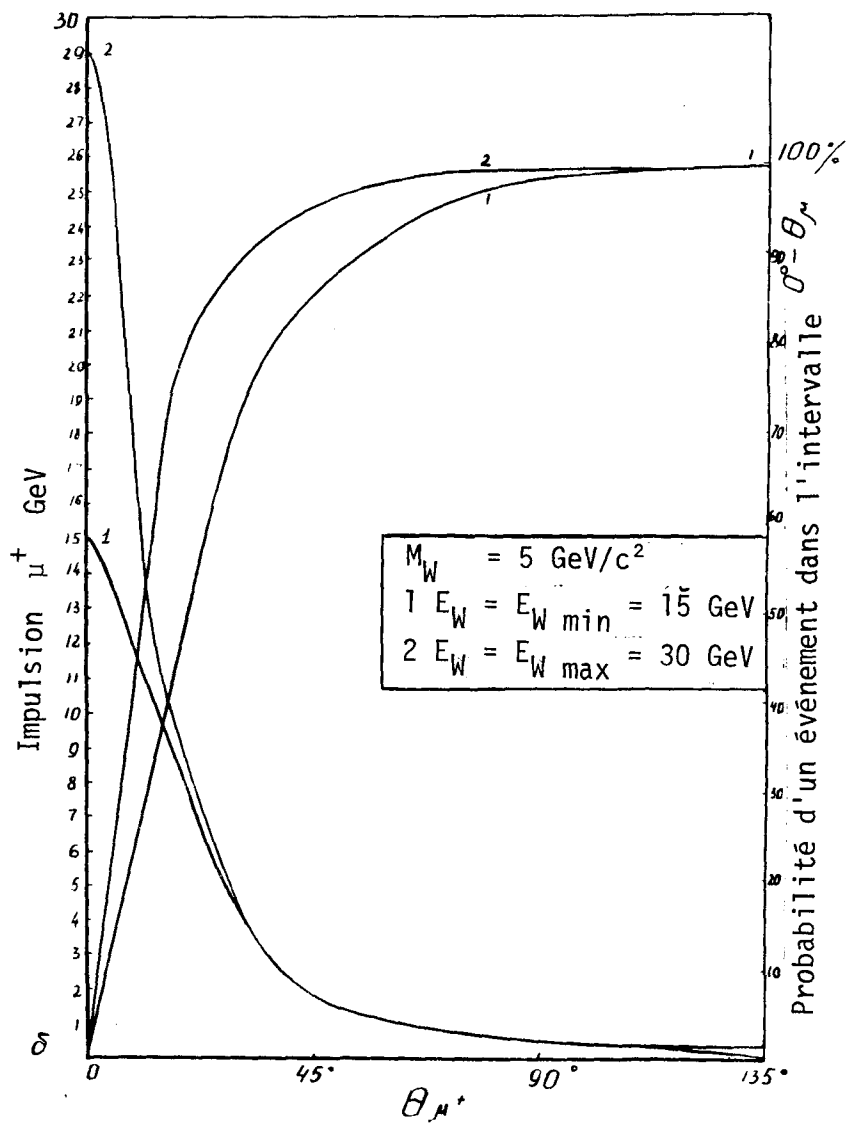


Fig. 32b

Impulsions des mésons μ^+ en fonction de l'angle de sortie dans le système de laboratoire et probabilité d'un événement dans l'intervalle angulaire $0^\circ - \theta_{\mu^+}$ pour une masse du boson de $5 \text{ GeV}/c^2$.

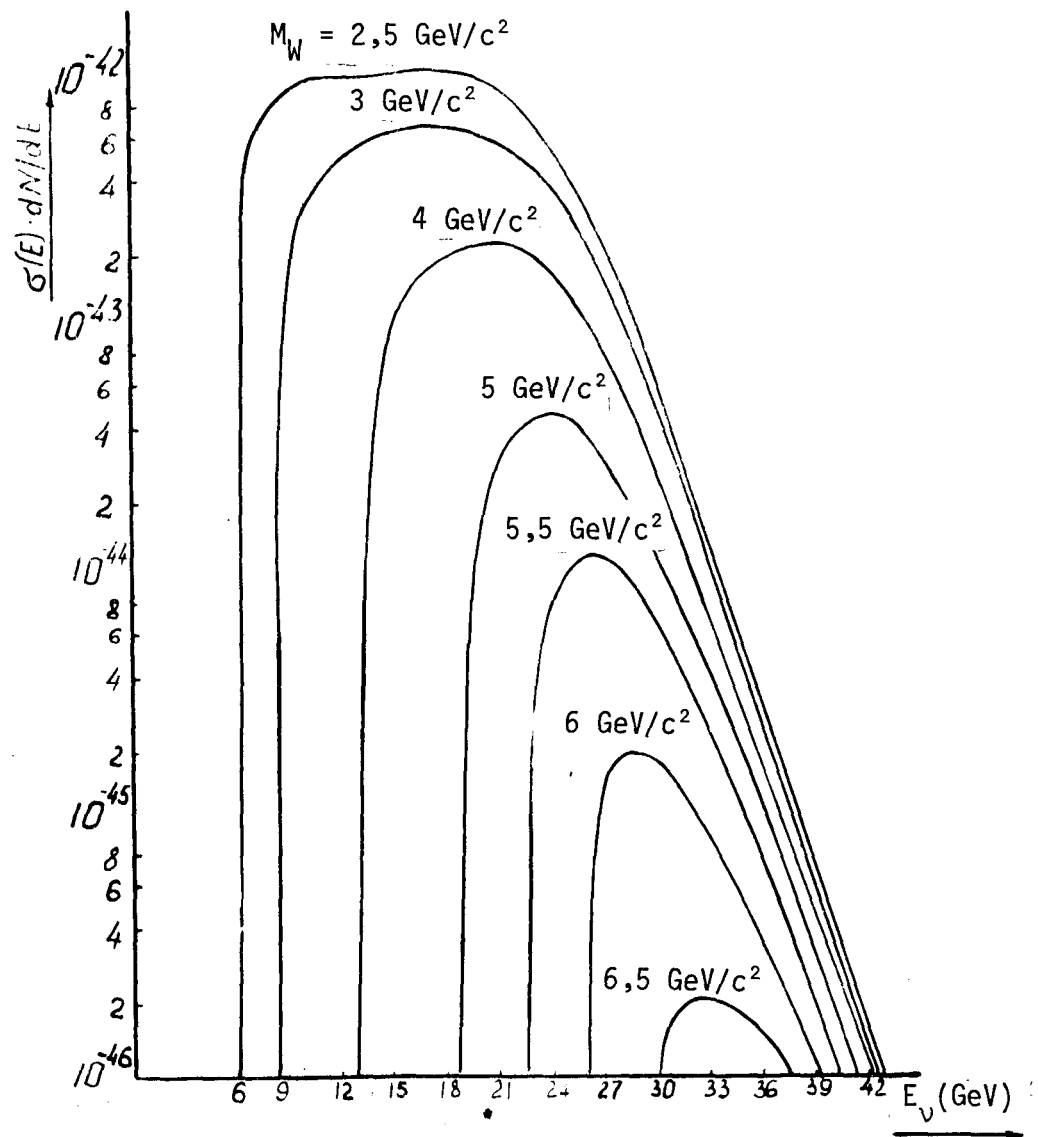


Fig. 33

Produit de la section de la réaction $\nu p \rightarrow \mu p W$ et du spectre neutrino dans le cas d'une focalisation idéale du faisceau de mésons π (le spectre de mésons π étant calculé selon la formule de Trilling).

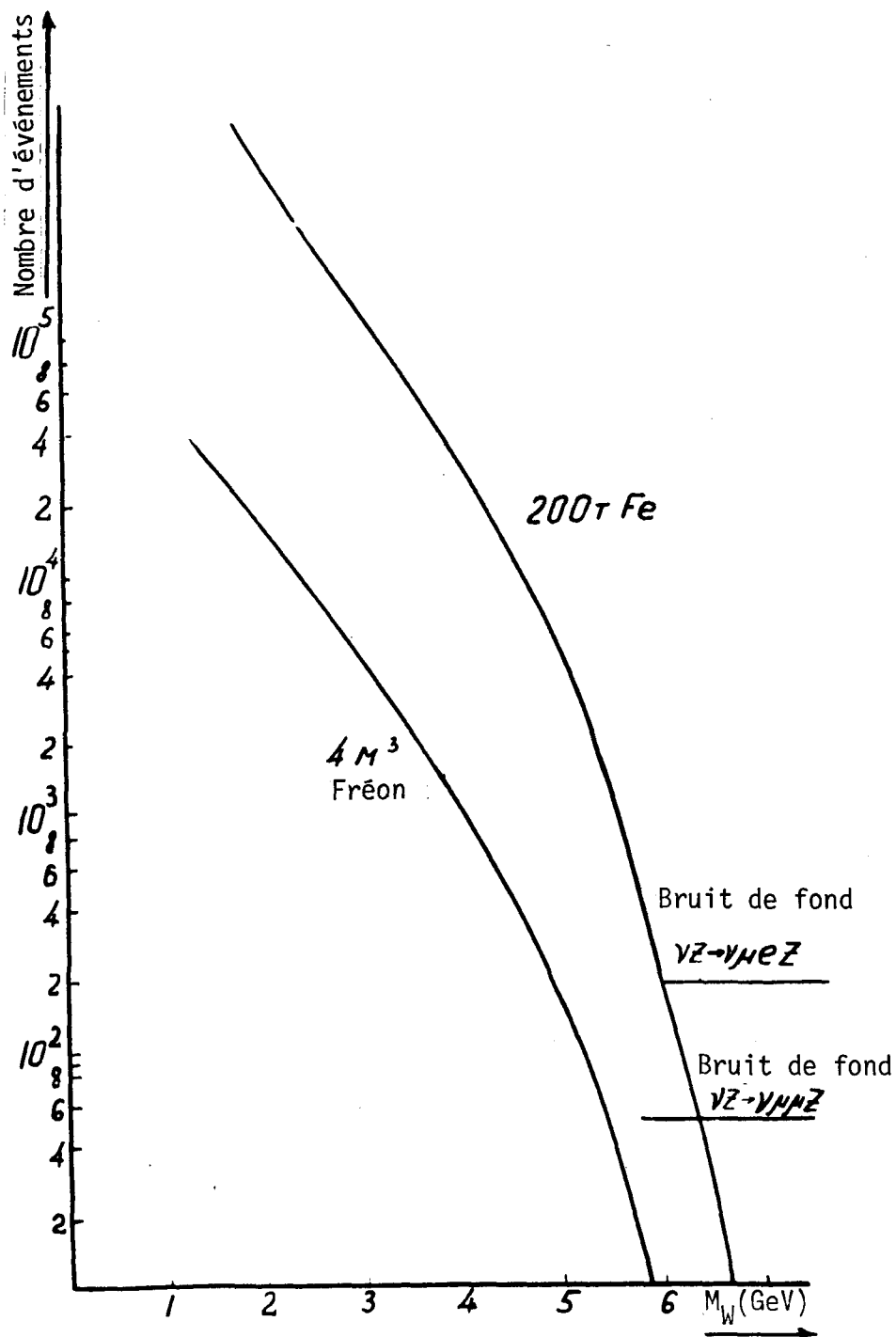


Fig. 34

Nombre d'événements de formation du boson W dans la réaction $\nu p \rightarrow \mu p W$ en 100 jours, pour une intensité du faisceau de protons de 10^{12} protons/seconde (le spectre neutrino est calculé à l'aide de la formule de Trilling et s'applique au cas d'une focalisation idéale).

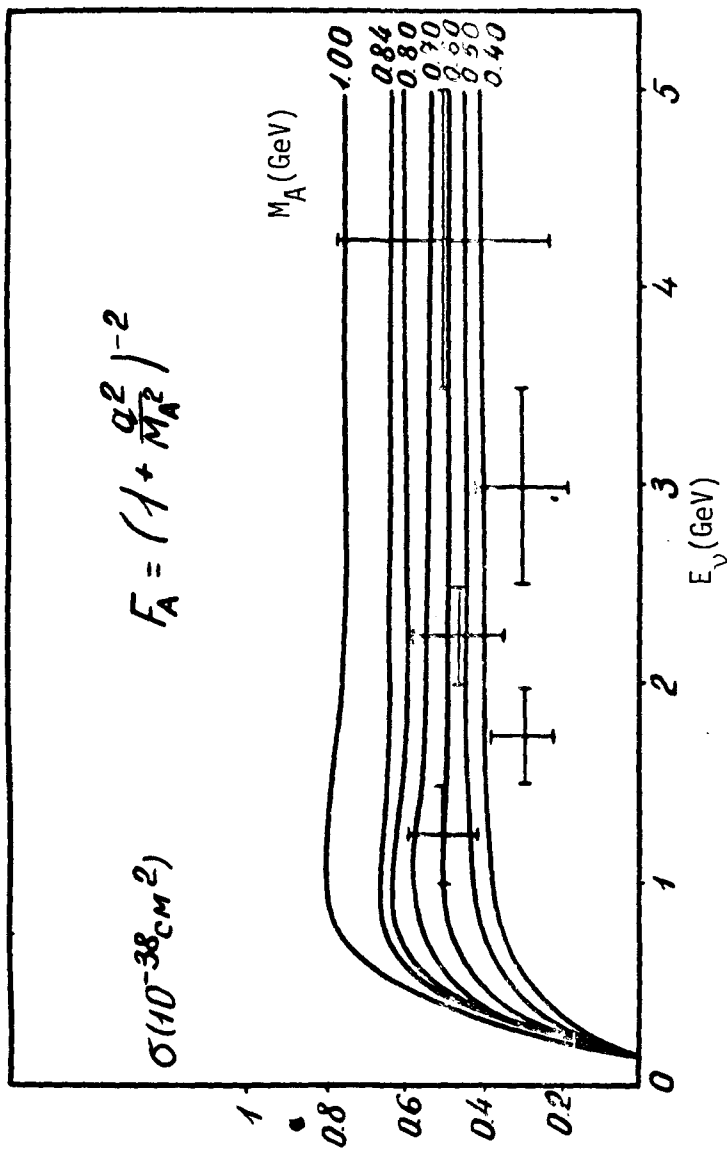


Fig. 35

Données expérimentales du CERN /19/ sur la variation de la section de la réaction $\nu n \rightarrow \mu^- p$ en fonction de l'énergie du neutrino.

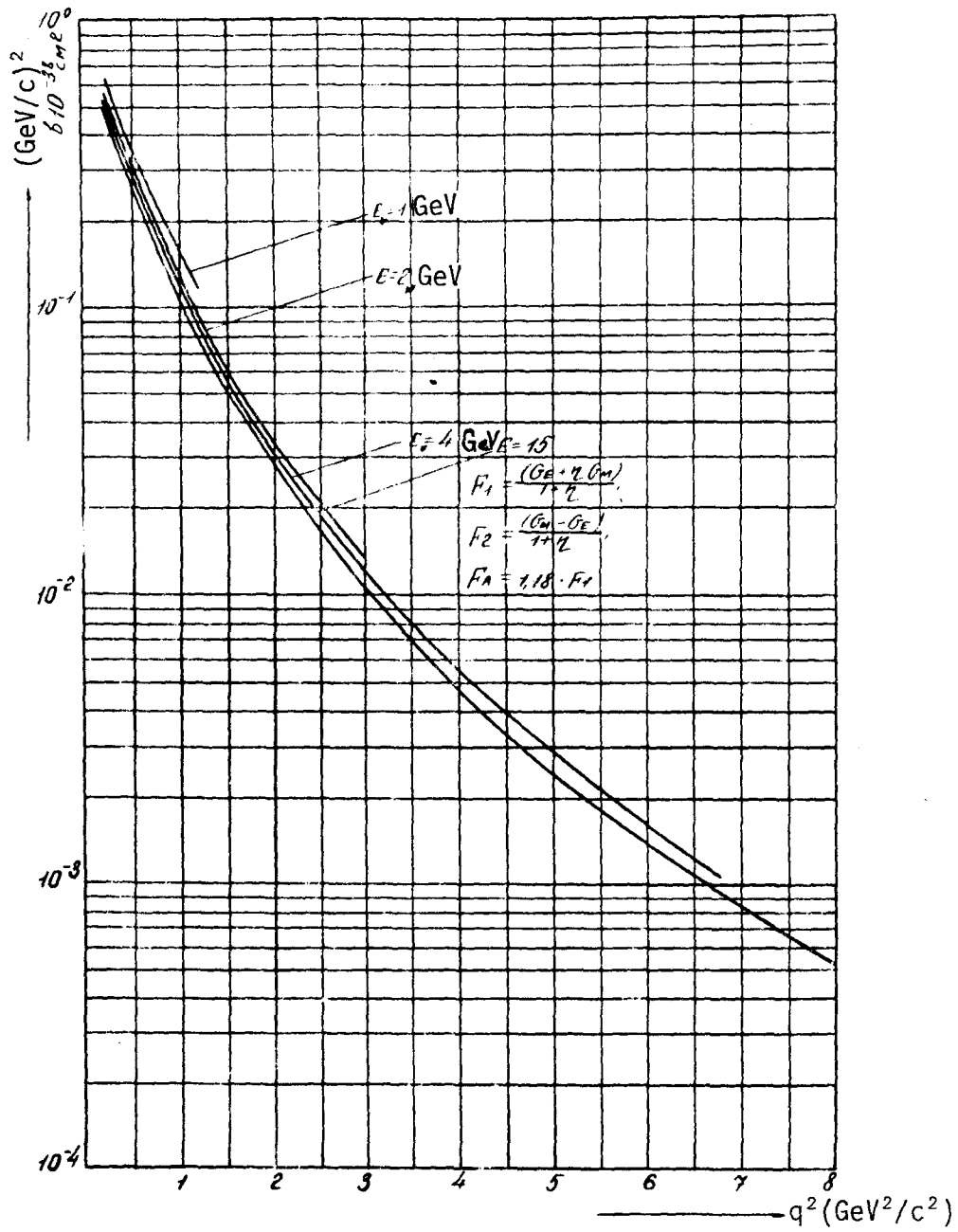


Fig. 36

Variation de la section différentielle de la réaction élastique $\nu n \rightarrow \mu^- p$ en fonction de q^2 pour différentes énergies neutrino.

Section de la réaction $\nu_{\mu} + n \rightarrow p + \mu^{-}$

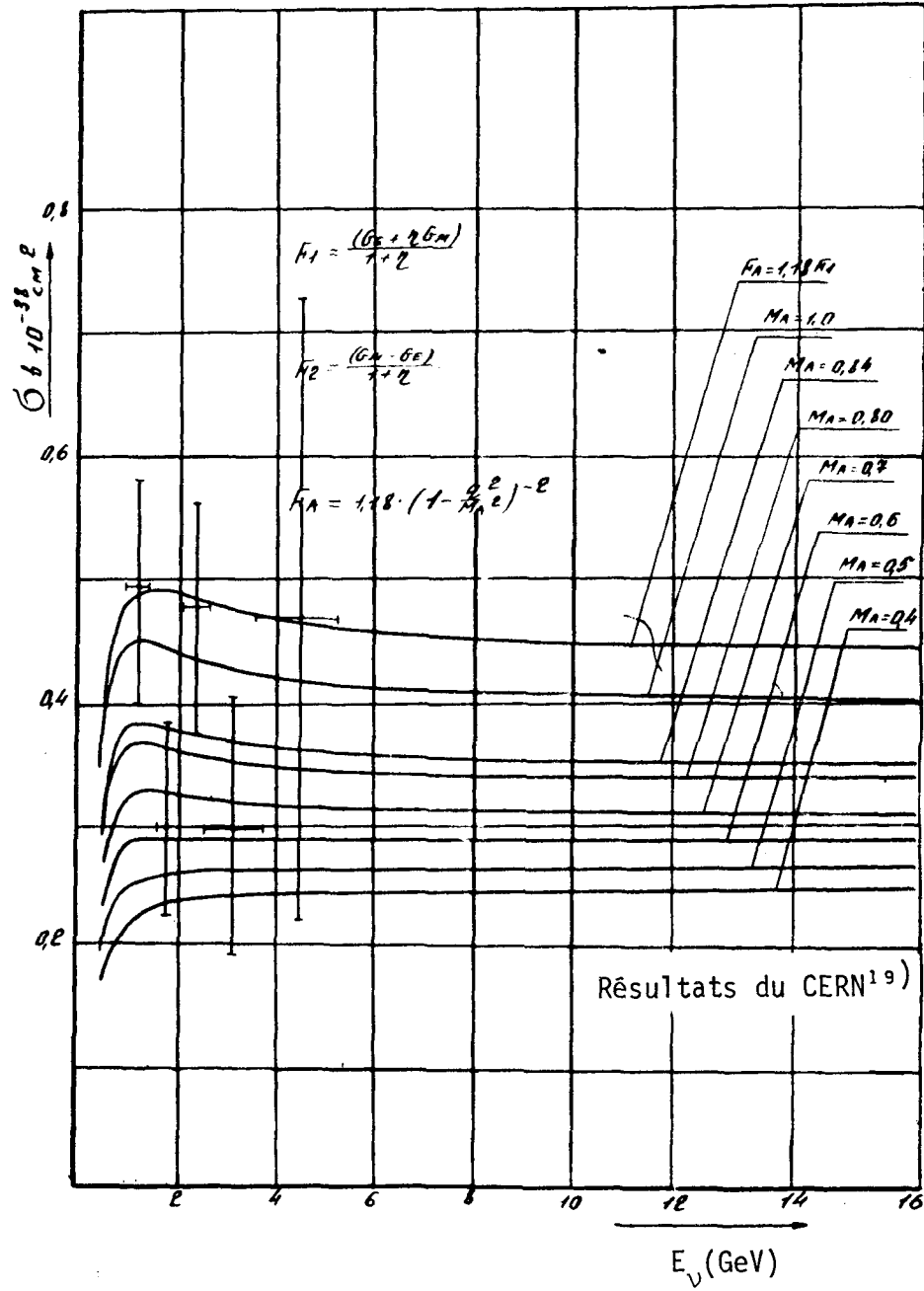


Fig. 37

Variation de la section de la réaction élastique $\nu n \rightarrow \mu^{-} p$ en fonction de l'énergie neutrino pour un facteur de forme de structure (3.15).

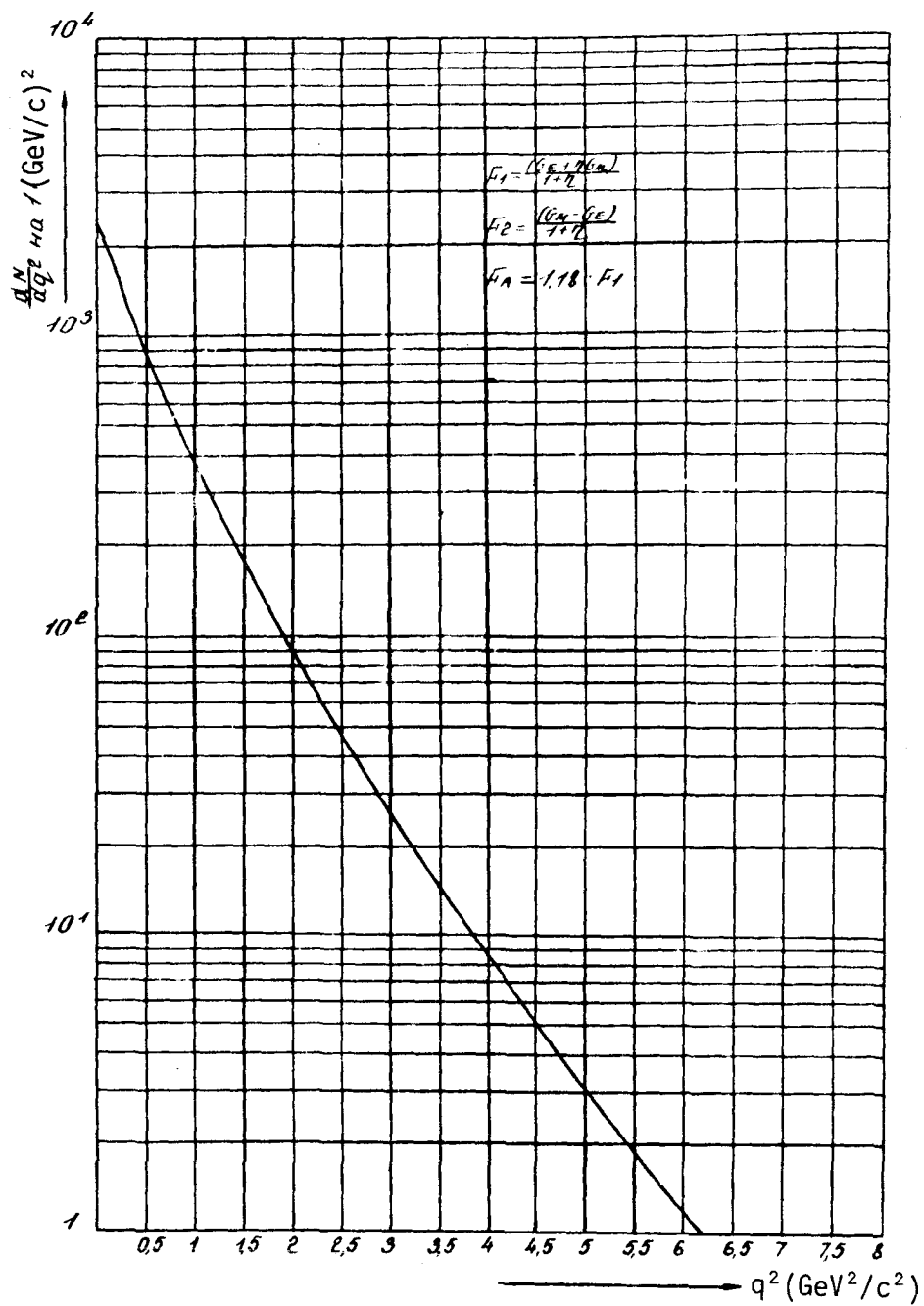


Fig. 38

Distribution prévue des événements élastiques dans la chambre à bulles SKAT remplie de bromure de fréon pour le spectre neutrino relevé dans /25/ (pour 1 jour avec 10^{12} protons/seconde).

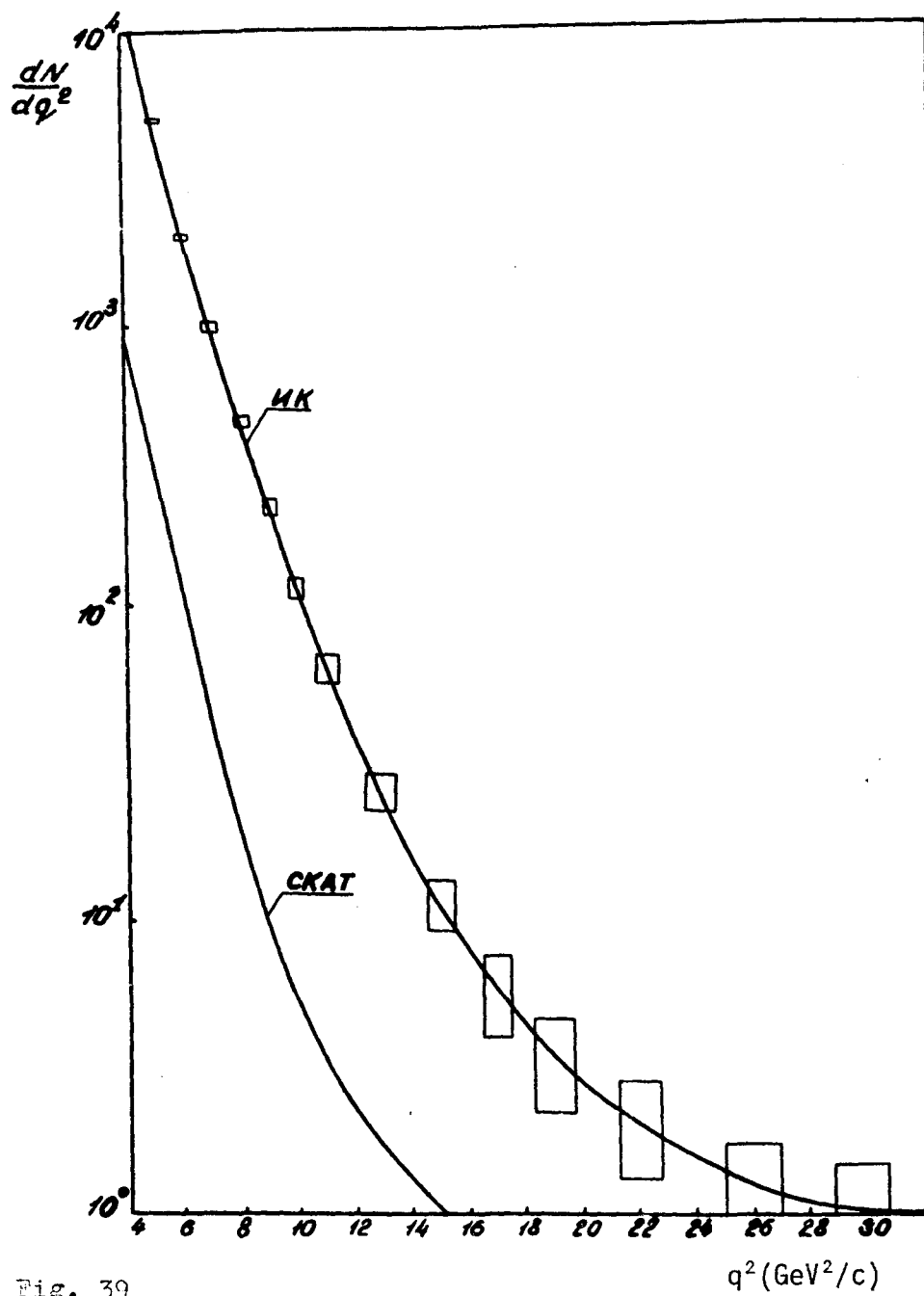


Fig. 39

Distribution prévue des événements élastiques dans la chambre SKAT et dans la chambre à étincelles de 300 t pour q^2 élevé (en 100 jours pour 10^{12} protons/seconde).

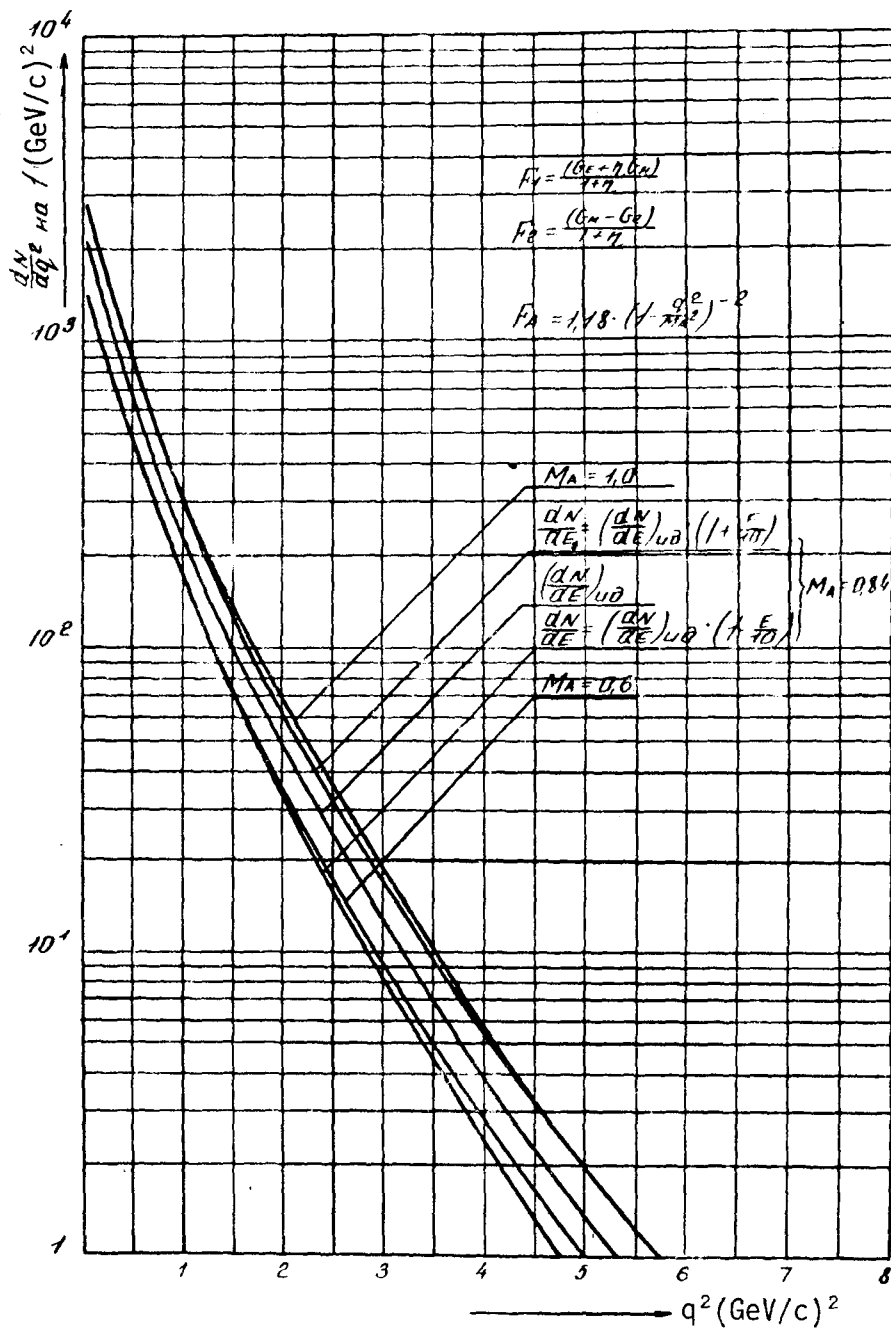


Fig. 40

Distribution des événements élastiques dans la chambre SKAT pour différentes valeurs du facteur de forme (paramètre M_A) en 1 jour pour une intensité du faisceau de protons de 10^{12} protons/seconde. On a représenté aussi la courbe de distribution des événements élastiques pour différentes hypothèses sur la précision de la détermination du spectre neutrino avec $M = 0,84$.

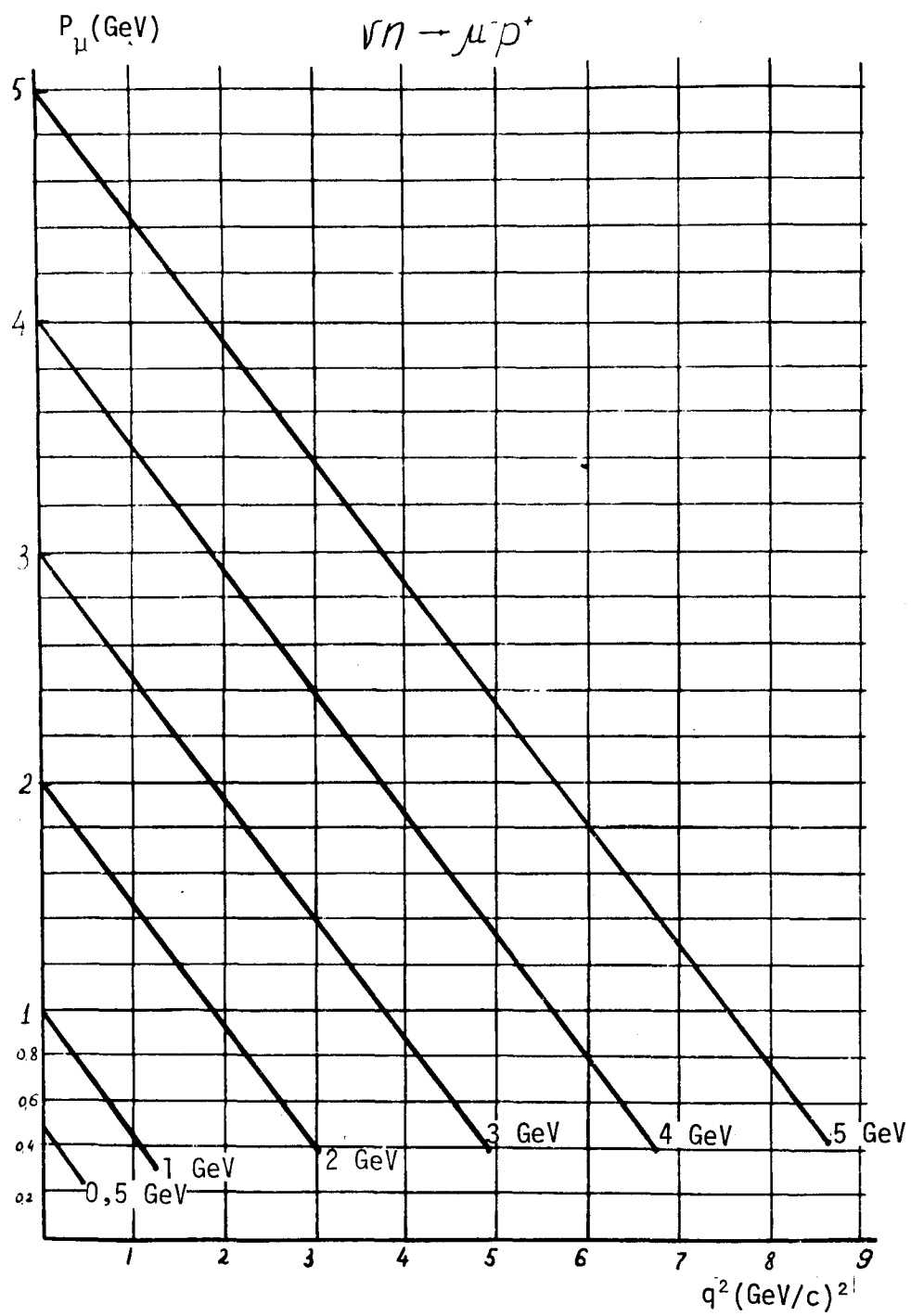


Fig. 41

Variation de l'impulsion du méson μ dans les événements élastiques en fonction de q^2 .

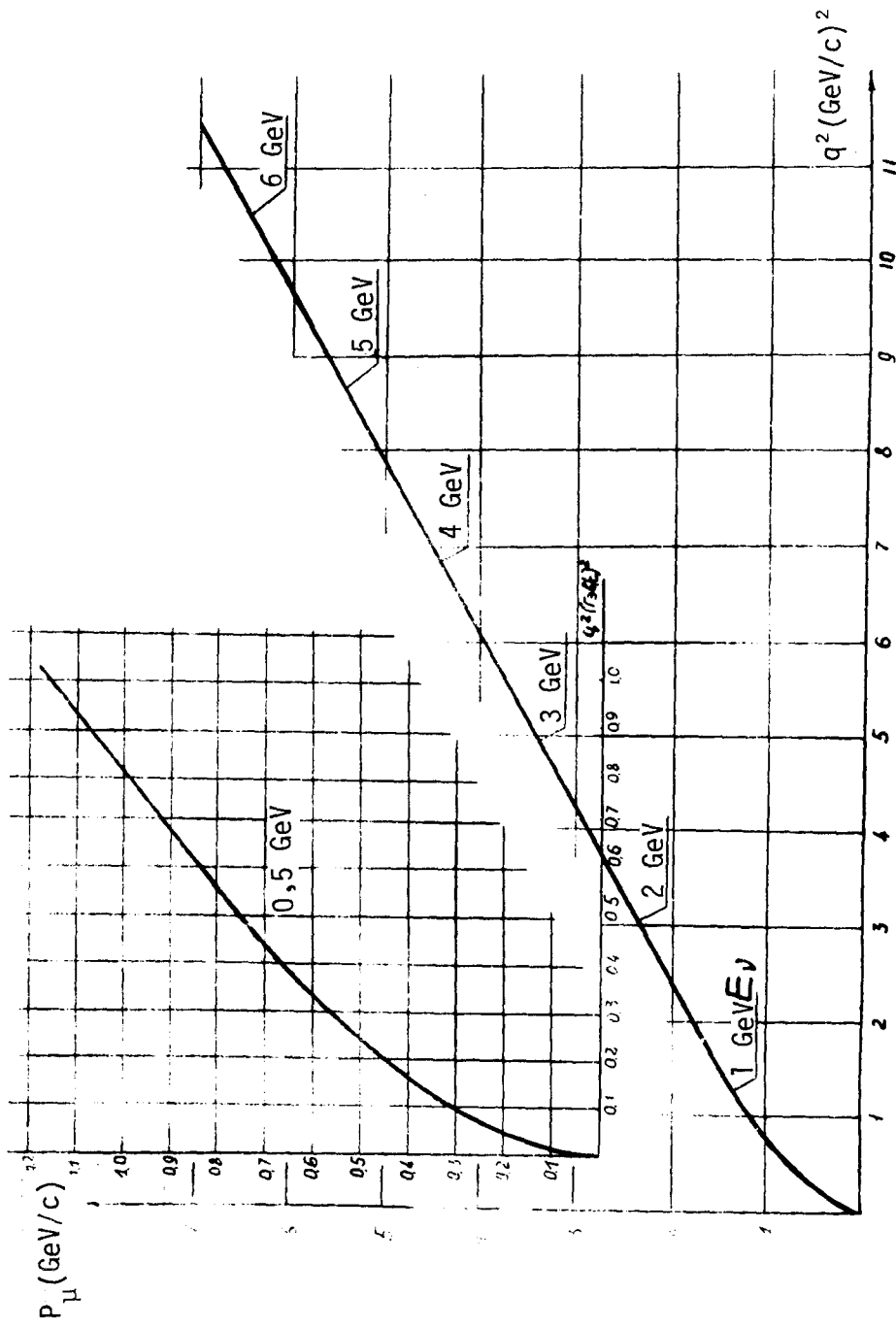


Fig. 42

Variation de l'impulsion du proton dans les événements élastiques en fonction de q^2 . On a marqué sur la courbe les valeurs limites de P_p et q^2 pour une énergie donnée du neutrino.

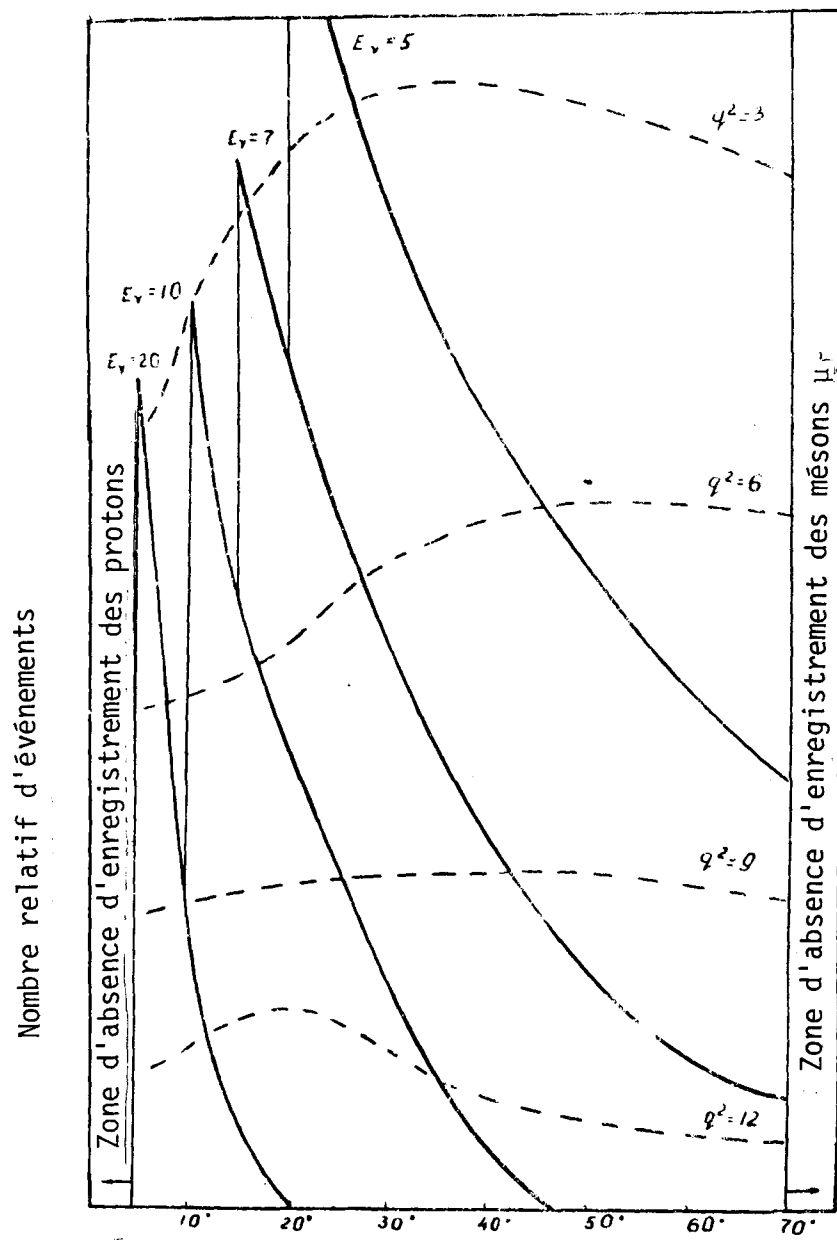


Figure 43

Caractéristiques cinématiques de la réaction $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$
 dans les cas où $M_W = 3$ et $5 \text{ GeV}/c^2$

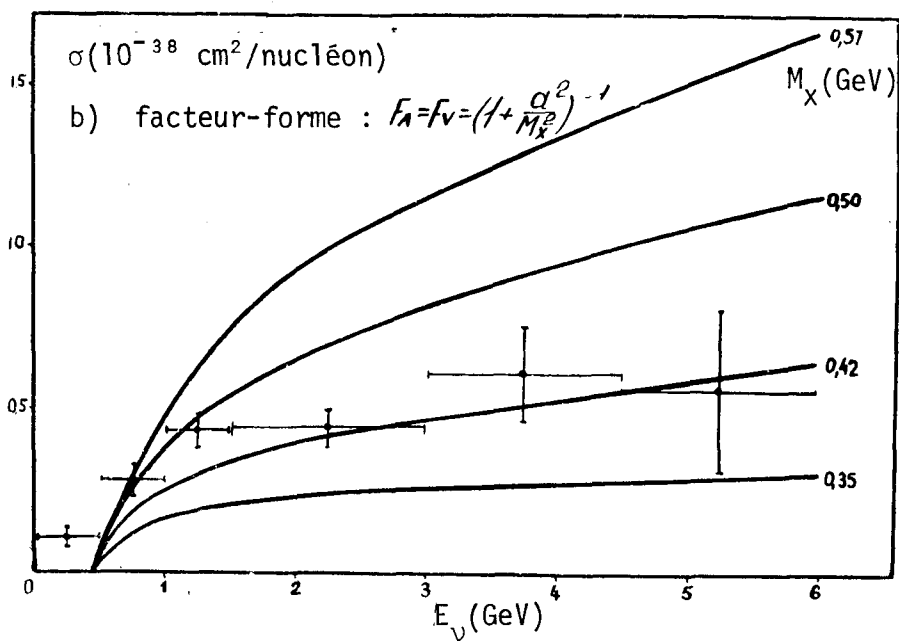
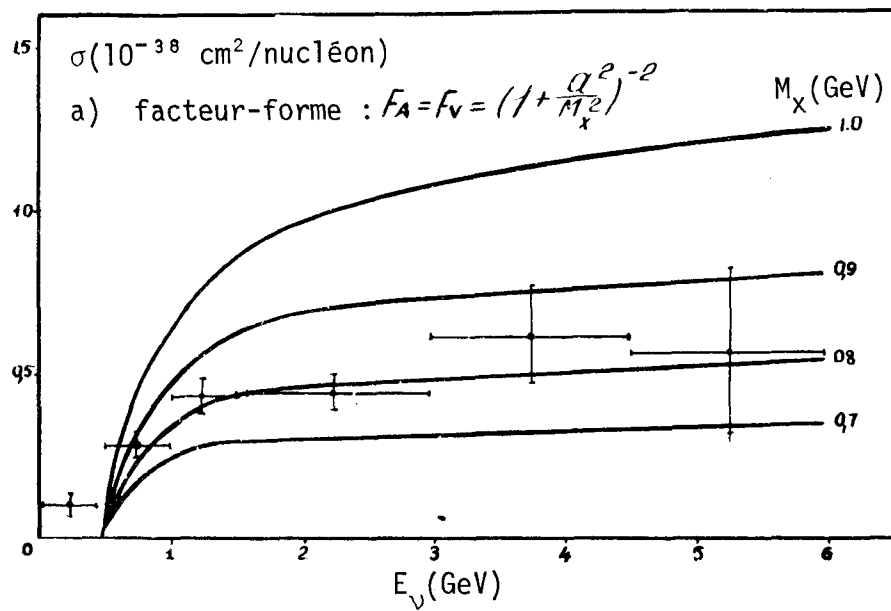


Fig. 44

Courbe expérimentale de la section des réactions à un seul pion et calculs théoriques (CERN/19/)

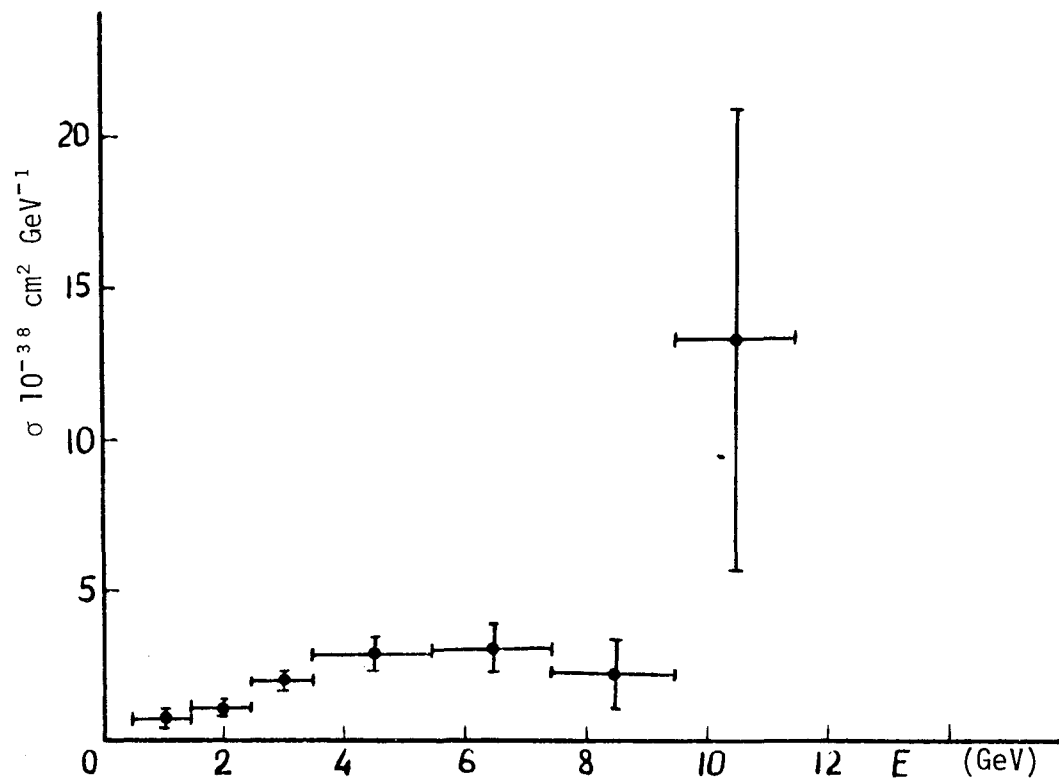


Fig. 45

Sections totales des événements neutrino inélastiques
(plus d'un méson). Résultats du CERN /18/.

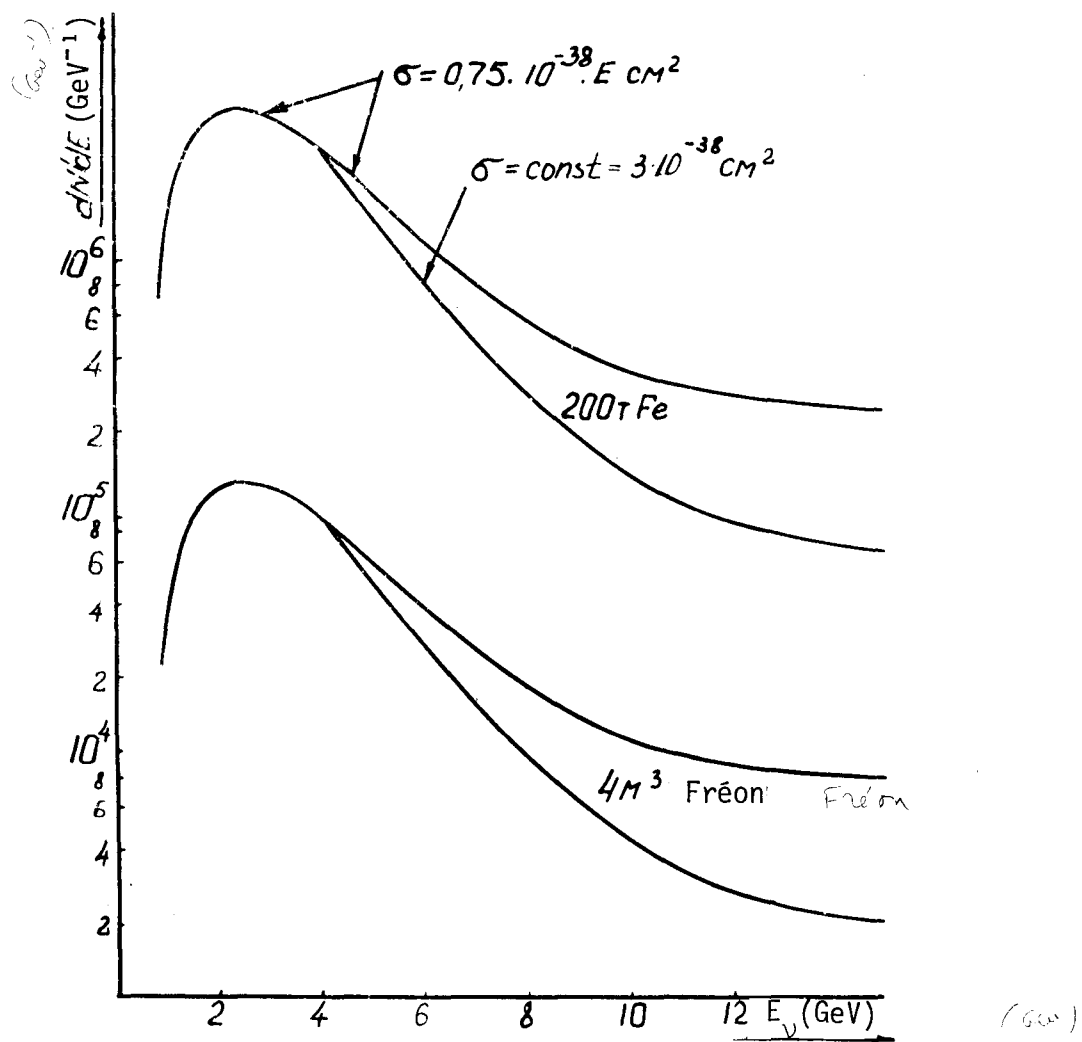


Fig. 45b

Nombre total des événements neutrino prévus auprès de l'accélérateur de l'IFVE pour différentes hypothèses sur la variation énergétique de la section d'interaction du neutrino, en 100 jours pour une intensité de 10^{12} p/sec.

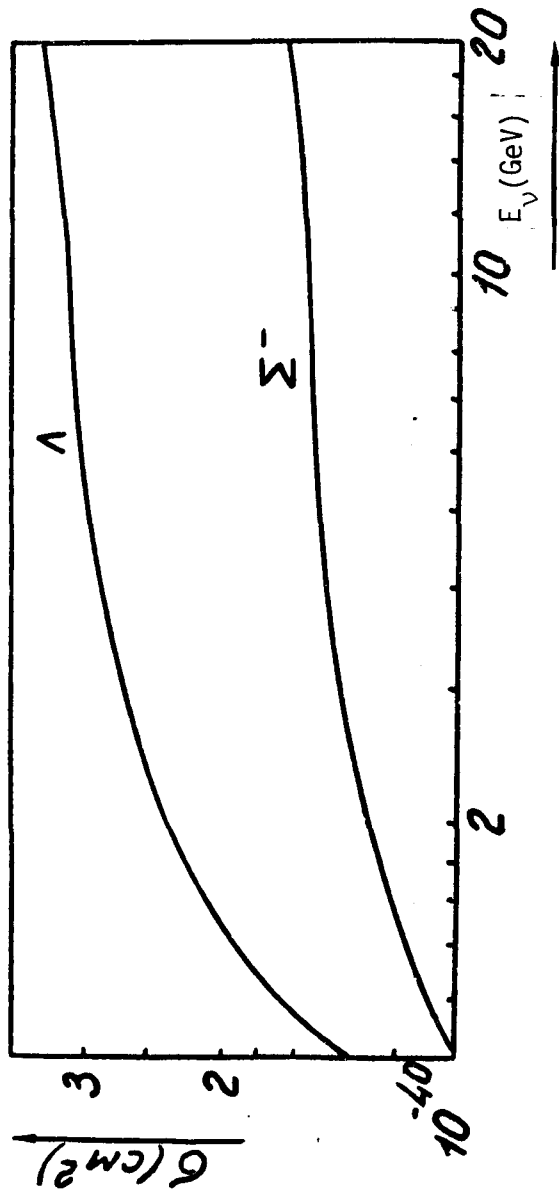


Fig. 46

Section de formation des hyperons dans un faisceau antineutrino pour les réactions (3.25) et (3.27).

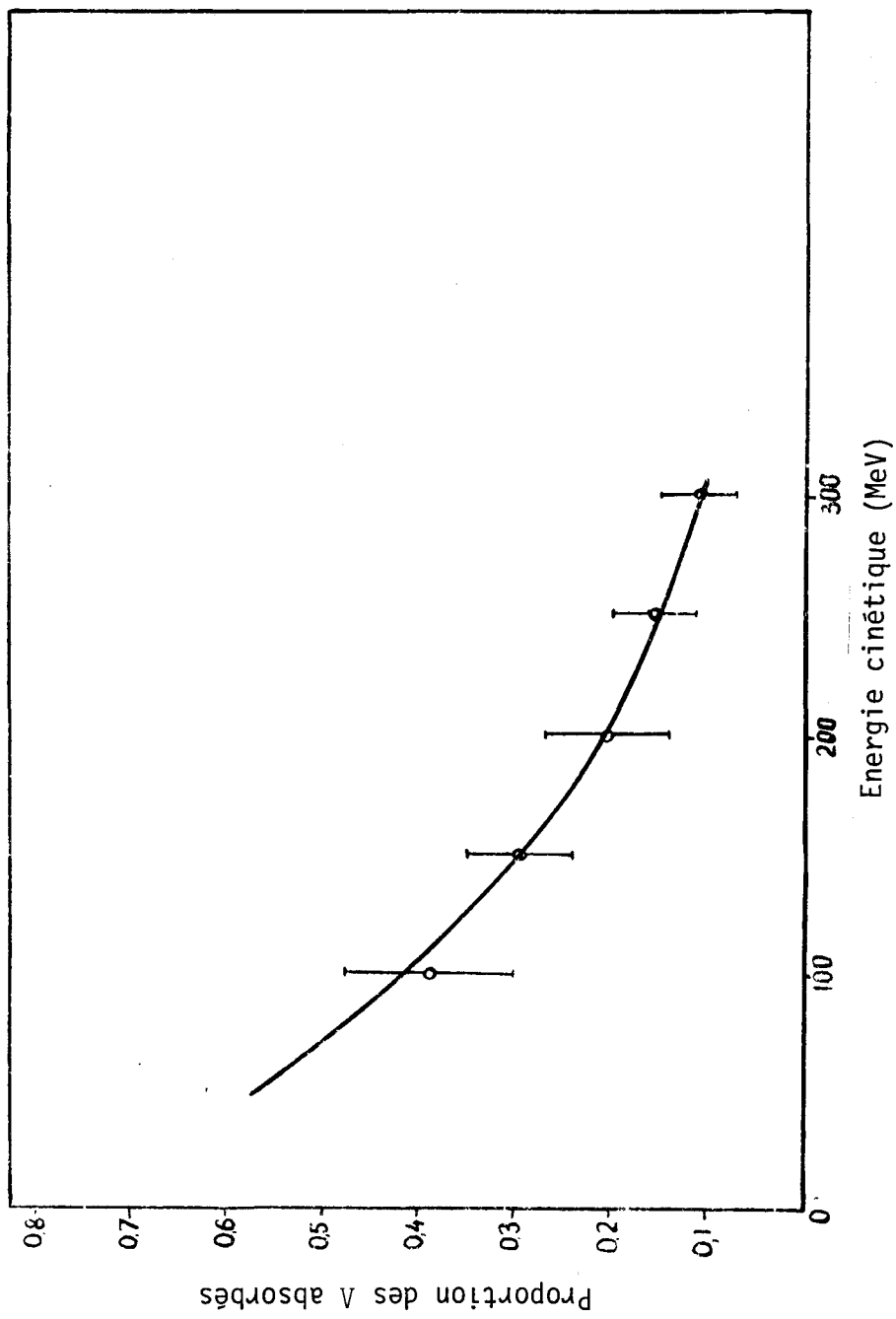


Fig. 47
Probabilité de capture de Λ dans le fréron.

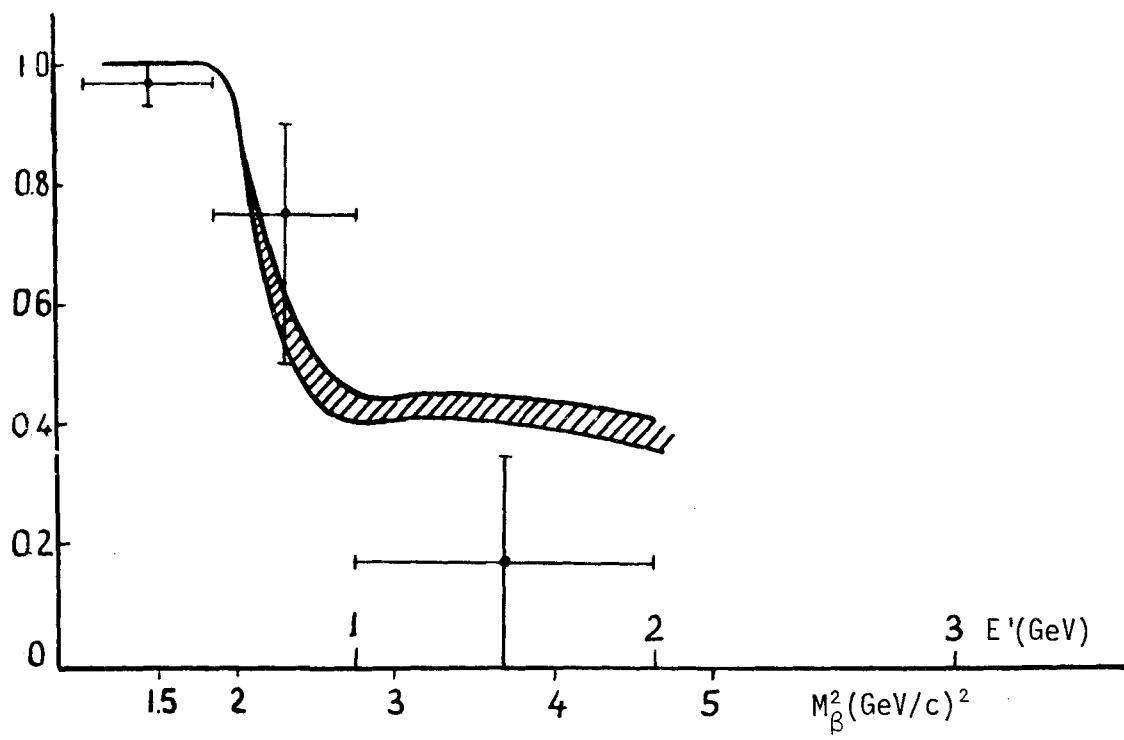


Fig. 48

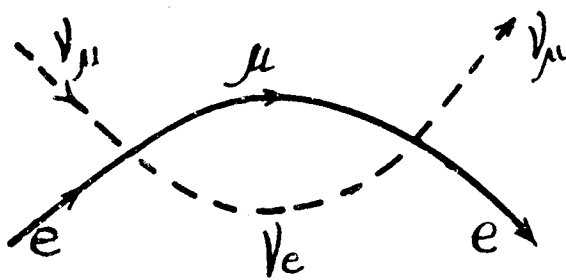


Fig. 49

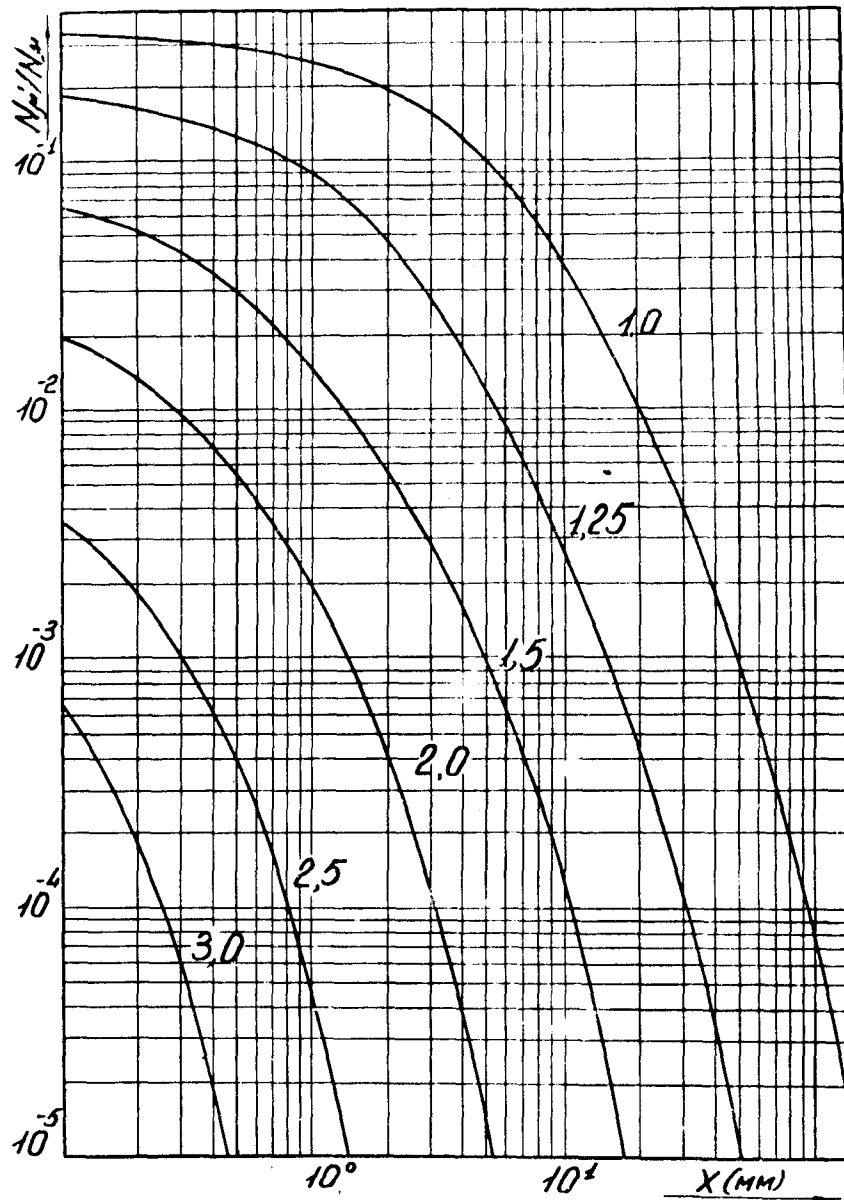


Fig. 50

Nombre d'événements de formation des leptons lourds de masse comprise entre 1,0 et 3,0 GeV/c^2 et de longueur de parcours $> X$. Le nombre d'événements de formation des leptons est rapporté au nombre total d'événements élastiques.

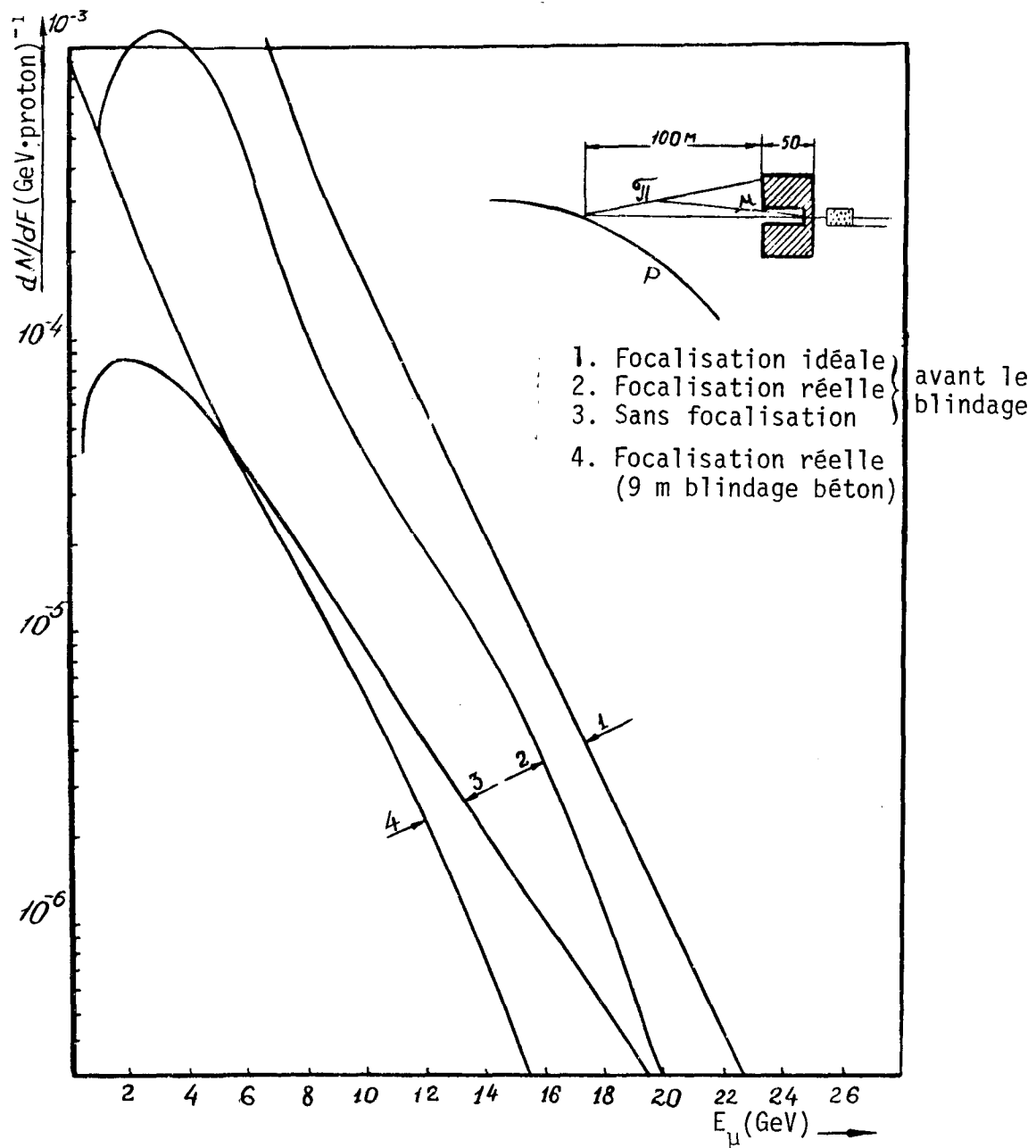


Fig. 51

Spectre des mésons μ auprès de l'accélérateur de l'IPVE.

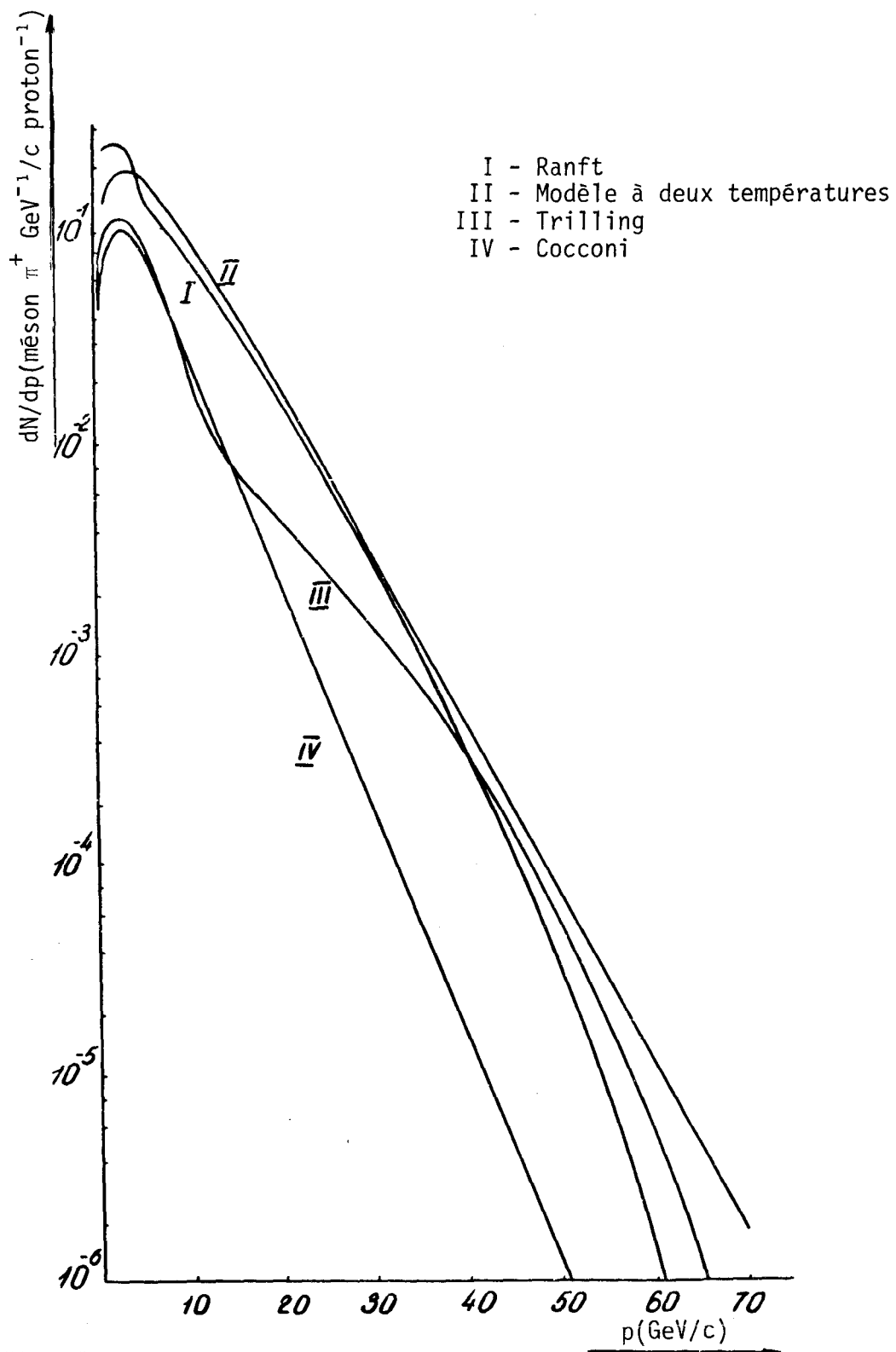


Fig. 52

Production des mésons π^+ dans les collisions p-p avec $E_p = 70$ GeV dans l'intervalle angulaire de 0° à 10° . Les calculs étaient effectués selon les formules de Ranft /29/, Trilling /28/, Cocconi /26/ et la formule du modèle à deux températures.

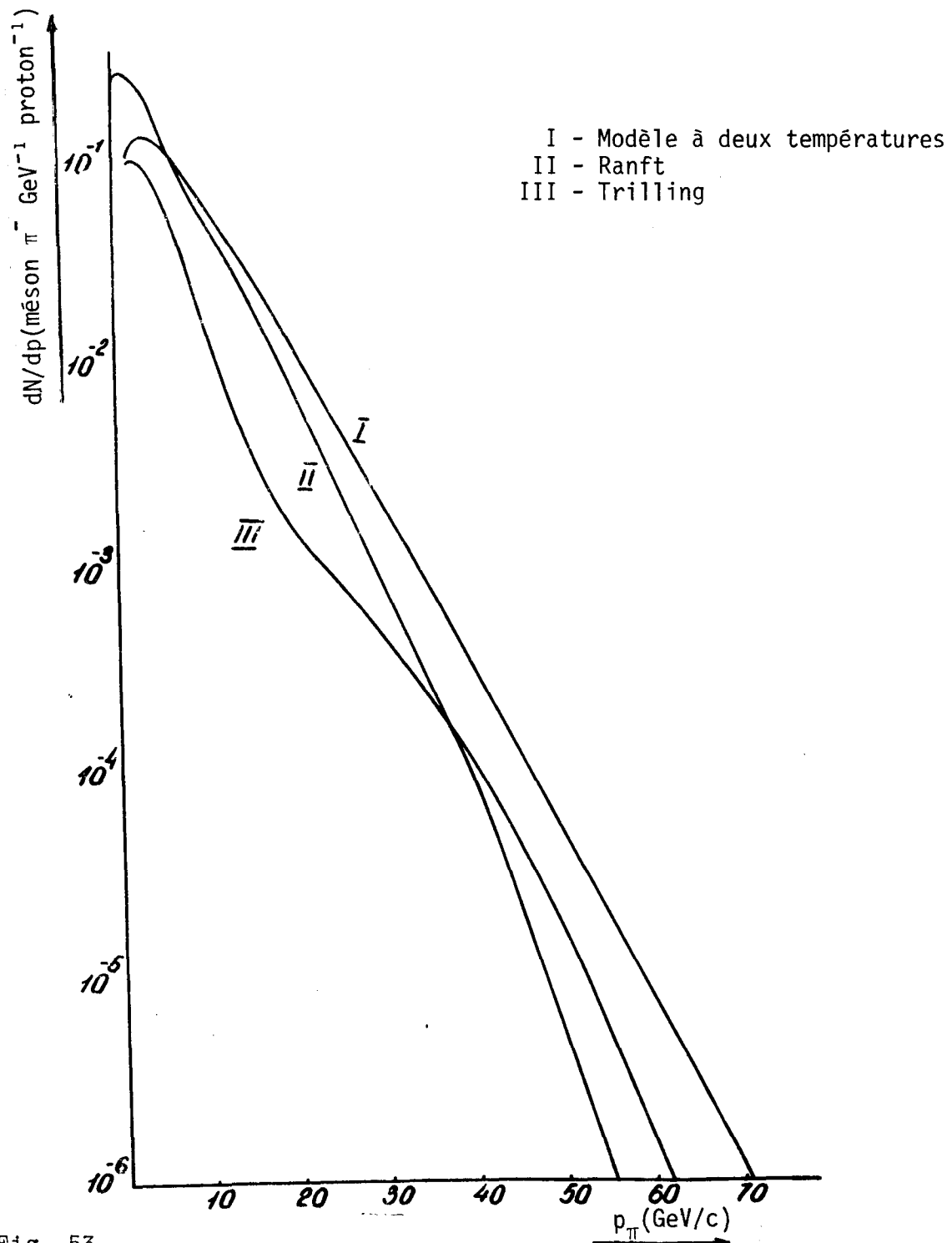


Fig. 53

Production des mésons π^- dans les collisions p-p avec $E_p = 70$ GeV dans l'intervalle angulaire de 0° à 10° . Les calculs sont effectués selon les formules de Ranft /29/, Trilling /28/, et le modèle à deux températures.

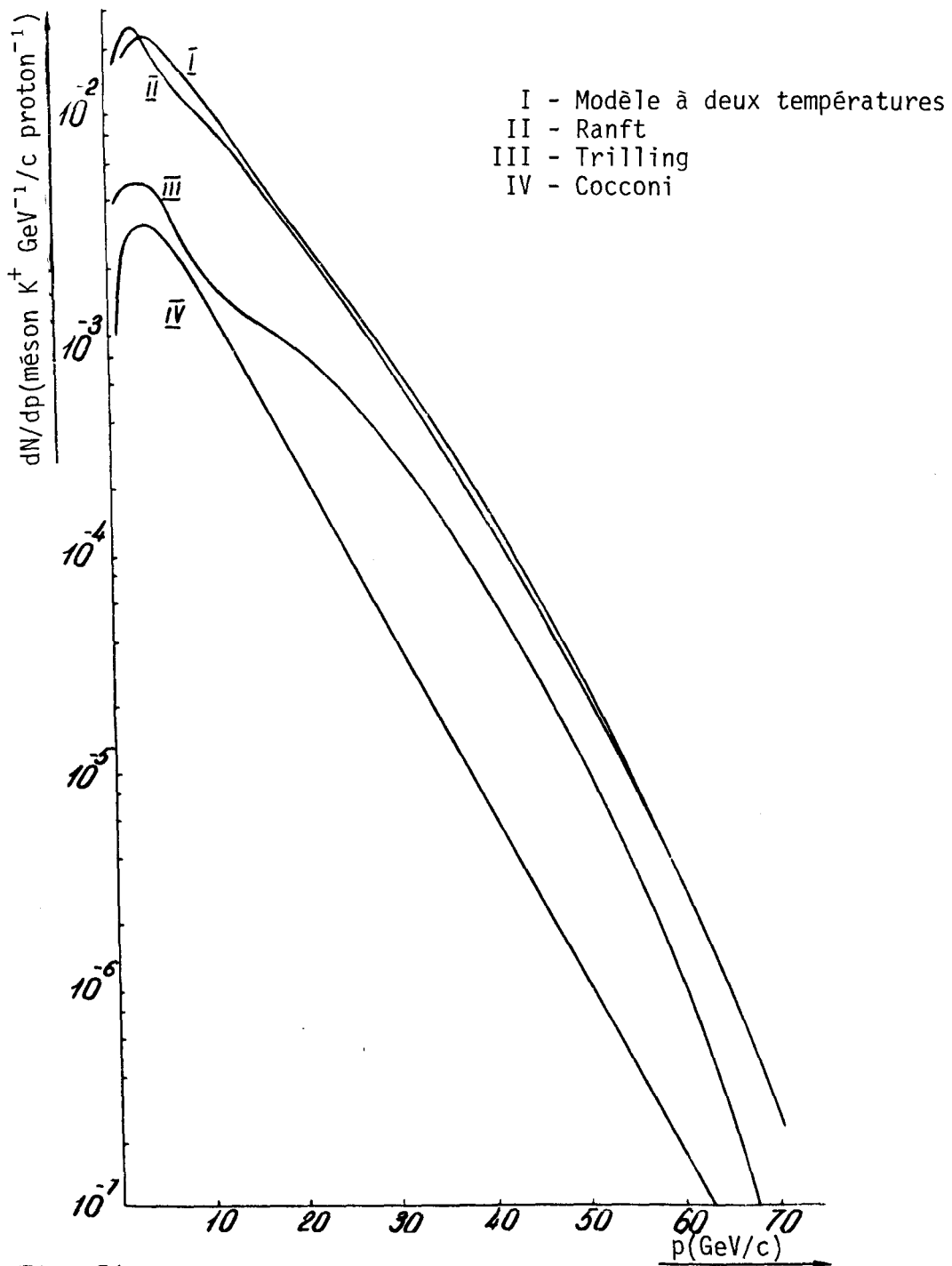


Fig. 54

Production des mésons K^+ dans les collisions p-p avec $E_p = 70$ GeV dans l'intervalle angulaire de 0° à 10° . Les calculs sont effectués suivant les formules de Ranft /30/, Trilling /28/, Cocconi /26/ et le modèle à deux températures /31/.

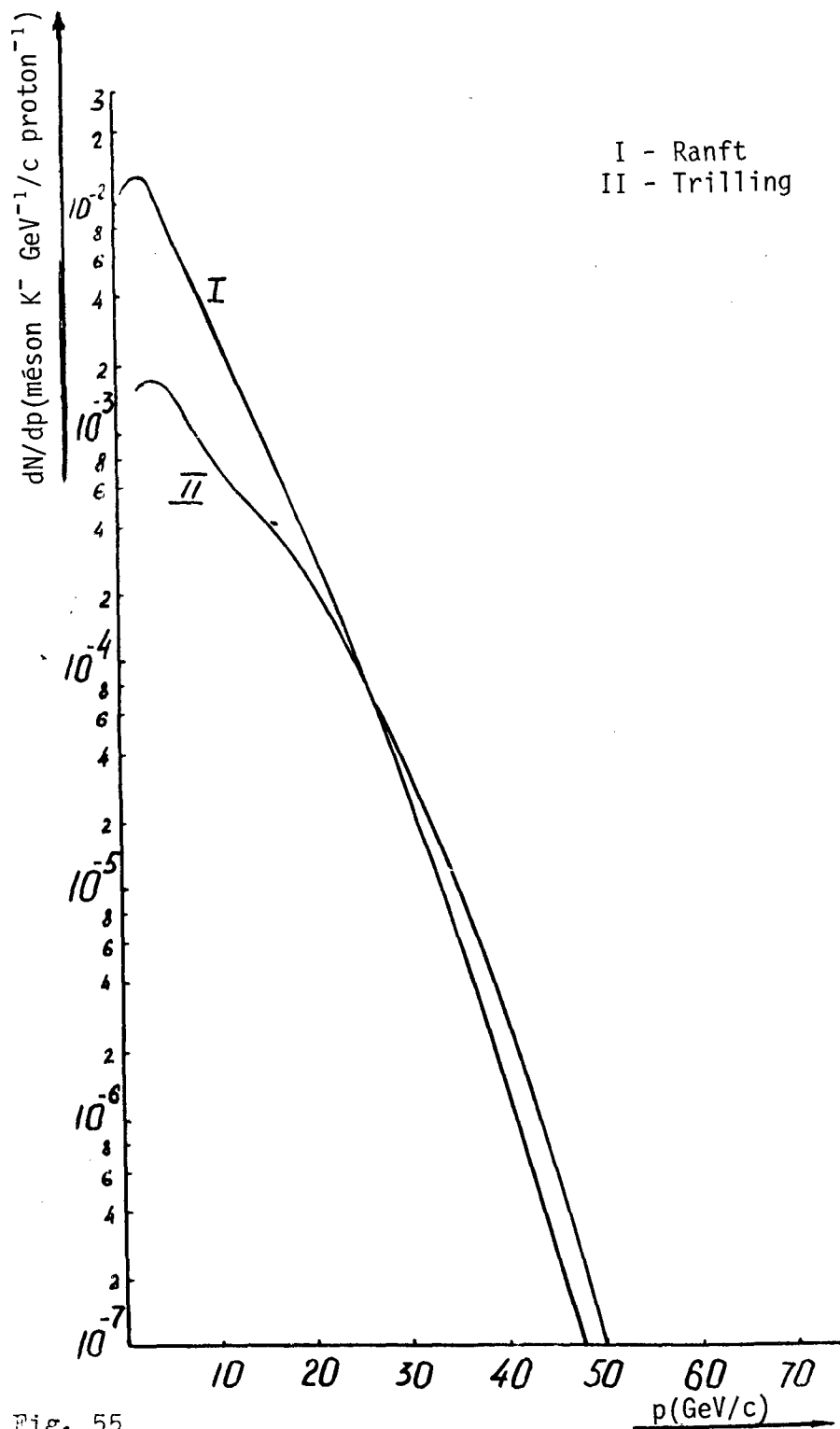


Fig. 55

Production des mésons K^- dans les collisions p-p pour $E_p = 70$ GeV dans l'intervalle angulaire de 0° à 10° . Les calculs sont effectués suivant les formules de Ranft /30/ et Trilling /28/.