



HAL
open science

REVUE EXPÉRIMENTALE DES RÉACTIONS NEUTRINO

U. Nguyen-Khac

► **To cite this version:**

U. Nguyen-Khac. REVUE EXPÉRIMENTALE DES RÉACTIONS NEUTRINO. Journal de Physique Colloques, 1973, 34 (C3), pp.C3-9-C3-21. 10.1051/jphyscol:1973302 . jpa-00215272

HAL Id: jpa-00215272

<https://hal.science/jpa-00215272>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

REVUE EXPÉRIMENTALE DES RÉACTIONS NEUTRINO

U. NGUYEN-KHAC

Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies, Ecole Polytechnique, Paris, France

Résumé. — On se limite ici à une revue portant uniquement sur des interactions ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ produisant des leptons chargés μ^- et μ^+ dans l'état final. Les résultats obtenus de l'étude des réactions « élastiques » et « quasi élastiques » sont compatibles avec la théorie V-A des interactions faibles. L'analyse des réactions « inclusives » donne pour le rapport des sections efficaces totales $\sigma(\bar{\nu})/\sigma(\nu)$ une valeur voisine de 1/3 permettant une comparaison directe avec les prédictions théoriques.

Abstract. — Only ν_μ and $\bar{\nu}_\mu$ interactions involving the charged leptons μ^- and μ^+ in the final state are analysed in this review. Results obtained from « elastic » and « quasi elastic » reactions are compatible with the V-A theory of weak interactions. The analysis of « inclusive » reactions gives for the ratio of total cross sections $\sigma(\bar{\nu})/\sigma(\nu)$ a value near the physical boundary, 1/3, allowing a direct comparison with theoretical predictions.

1. Introduction. — Le neutrino a fait son apparition dans la physique nucléaire grâce à une idée audacieuse de Pauli, il y a maintenant quarante ans. Depuis que le neutrino est devenu un « observable », il a fait rebondir le sujet des interactions faibles et a fait naître de grands projets techniques permettant des études fondamentales sur ses interactions avec la matière.

D'une manière simplifiée, lorsqu'un neutrino ou antineutrino entre en collision avec un nucléon, la collision peut être élastique ou produire une excitation du nucléon (Fig. 1) :

— une petite excitation du nucléon donne un hadron ou un système hadronique dont la masse est voisine de celle du nucléon (par exemple : Λ^0 , Σ^0 , N^* , Y^* , ...). On a alors une réaction quasi élastique :

$$M_f \simeq M_{\text{nucléon}}$$

(M_f = masse du système hadronique final) ;

— une grande excitation donne en général naissance à plusieurs particules (essentiellement des hadrons) dont la masse totale est largement supérieure à la masse du nucléon

$$M_f \gg M_{\text{nucléon}} .$$

On a alors des réactions neutrino dites « hautement inélastiques » qui se produisent en général avec de grands q^2 (carré de la quadri-impulsion transférée aux hadrons). Etant donné que les réactions à deux corps et quasi deux corps pour la diffusion des neutrinos sont déjà difficiles à étudier aussi bien du point de vue expérimental que théorique, il est préférable d'aborder l'étude des réactions à plusieurs particules par une voie inclusive où l'on regroupe toutes les particules à l'exception du lepton.

Toutes les réactions neutrino peuvent être représentées par le schéma suivant :

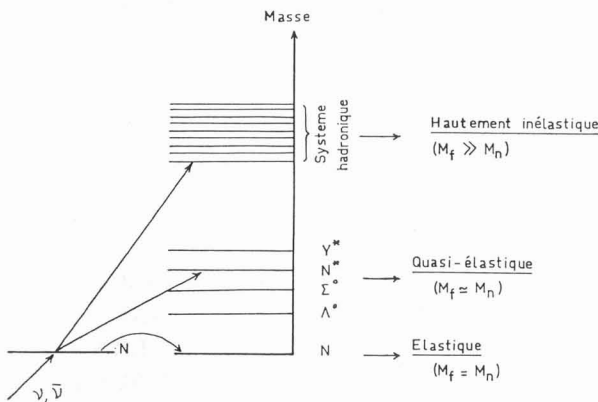
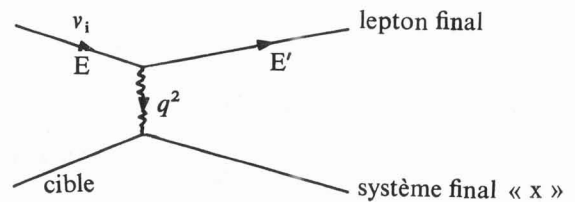


Fig. 1. — Schéma de la diffusion des neutrinos (ou antineutrinos) sur un nucléon.



$$\begin{aligned} \nu_i &= \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e \\ \text{cible} &= p, n, e^- . \end{aligned}$$

Le lepton final pourrait être un lepton neutre ou un lepton chargé. Selon la charge de ce lepton final, les interactions neutrino offrent deux possibilités :

- soit l'étude des courants neutres,
- soit celle des courants chargés.

L'étude des courants neutres ayant déjà fait l'objet d'un rapport séparé, nous nous limiterons uniquement à faire ici un bilan des résultats obtenus en physique des neutrinos pour les courants chargés correspondant aux configurations suivantes :

$$\begin{aligned} \nu_i &= \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu \\ \text{cible} &= p, n. \end{aligned}$$

Nous avons volontairement omis l'étude, d'une part, des processus purement leptoniques et d'autre part des réactions induites par les neutrinos électroniques (les flux $\nu_e, \bar{\nu}_e$ provenant des désintégrations Ke_3 étant très faibles, de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} par rapport aux flux $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$).

Le tableau I résume les réactions possibles des ν_μ ou $\bar{\nu}_\mu$ avec des protons ou neutrons. Il nous permet d'établir le plan suivant pour cet exposé :

Dans la première partie, nous discuterons des résultats des réactions élastiques et quasi élastiques. Nous parlerons d'une part des mesures des sections efficaces des réactions $\nu n \rightarrow \mu^- p$ et $\nu p \rightarrow \mu^- N^{*++}$

($\Delta S = 0$) et d'autre part de l'observation des réactions élastiques avec production de particules étranges

$$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \Lambda^0 \quad \text{et} \quad \bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0 \quad (\Delta S = 1).$$

Dans la deuxième partie, nous discuterons des mesures des sections efficaces totales des réactions ν et $\bar{\nu}$. Les cases vides du tableau I font ressortir d'ores et déjà quelques processus à étudier dans les années à venir.

2. Réactions élastiques et quasi élastiques. — Les processus élastiques d'interaction faible par exemple,

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

peuvent être décrits dans la théorie V-A par une interaction du type « courant \times courant ». Le courant leptonique est connu alors que le courant hadronique dépend des facteurs de forme, fonctions de q^2 . D'une façon générale, si l'on écrit que l'élément de matrice doit être invariant de Lorentz, on voit apparaître

TABLEAU I

| Réaction | | Nombre d'événements étudiés | Laboratoires |
|--|----------------|--------------------------------|------------------------------------|
| $\left\{ \begin{array}{l} \nu n \rightarrow \mu^- p \\ \bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ n \end{array} \right.$ | $\Delta S = 0$ | ~ 260 | CERN ANL |
| $\left\{ \begin{array}{l} \nu n \rightarrow \mu^- N^*(1236)^+ \begin{array}{l} \nearrow p\pi^0 \\ \searrow n\pi^+ \end{array} \\ \nu p \rightarrow \mu^- N^*(1236)^{++} \rightarrow p\pi^+ \\ \bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ N^*(1236)^- \rightarrow n\pi^- \\ \bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ N^*(1236)^0 \begin{array}{l} \nearrow p\pi^- \\ \searrow n\pi^0 \end{array} \end{array} \right.$ | $\Delta S = 0$ | ~ 200 | CERN ANL |
| $\left\{ \begin{array}{l} \bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ \Sigma^- \\ \bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \Lambda^0 \\ \bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0 \end{array} \right.$ | $\Delta S = 1$ | 13 2 | CERN |
| $\left\{ \begin{array}{l} \bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ Y_1^*(1385)^- \begin{array}{l} \nearrow \Sigma^- \pi^0 \\ \rightarrow \Lambda^0 \pi^- \\ \searrow \Sigma^0 \pi^- \end{array} \\ \bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ Y_1^*(1385)^0 \begin{array}{l} \nearrow \Sigma^- \pi^+ \\ \rightarrow \Lambda^0 \pi^0 \\ \searrow \Sigma^0 \pi^0 \end{array} \end{array} \right.$ | $\Delta S = 1$ | — — — — — | — |
| $\left\{ \begin{array}{l} \nu n \rightarrow \mu^- + \langle X \rangle \\ \nu p \rightarrow \mu^- + \langle X \rangle \\ \bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ + \langle X \rangle \\ \bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ + \langle X \rangle \end{array} \right.$ | | $\sim 2\,500$ $\sim 1\,000$ | CERN NAL (*) CERN NAL (*) |

(*) L'expérience neutrino de Batavia a fourni récemment 26 événements ν et 4 événements $\bar{\nu}$ d'énergie d'environ 40 GeV obtenus à partir d'un faisceau de protons de 300 GeV.

6 facteurs de forme : 3 pour la partie vectorielle et 3 pour la partie axiale du courant hadronique :

$$\langle p | J_\alpha^V | n \rangle \simeq \bar{u}(p) \{ f_1 \gamma_\alpha + i f_2 \sigma_{\alpha\beta} q^\beta + f_3 q_\alpha \} u(n)$$

$$\langle p | J_\alpha^A | n \rangle \simeq \bar{u}(p) \{ i g_1 \gamma_\alpha \gamma_5 + g_2 \sigma_{\alpha\beta} q^\beta \gamma_5 + i g_3 q_\alpha \gamma_5 \} u(n)$$

où

— $\gamma_\alpha (\alpha = 1, \dots, 4)$ sont les matrices de Dirac,
 — $u(p)$, $u(n)$ sont les spineurs du proton et du neutron,

$$- \sigma_{\alpha\beta} = \frac{i}{2} (\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha),$$

— les facteurs de forme f_i et g_i dépendent de q^2 .

Du point de vue expérimental, la seule mesure accessible actuellement est celle de la section efficace. Compte tenu de la limitation des statistiques et de la grande imprécision sur le flux, il est nécessaire de formuler des hypothèses raisonnables afin de pouvoir faire une comparaison entre la théorie et l'expérience.

i) Si l'on suppose que l'interaction est invariante par renversement du temps, tous les $f_i(q^2)$ et $g_i(q^2)$ doivent être réels.

ii) Si l'on suppose la règle $|\Delta I| = 1$ pour le courant hadronique, on a :

$$\left. \begin{array}{ll} f_1, f_2, g_1, g_3 & \text{réels} \\ f_3, g_2 & \text{imaginaires} \end{array} \right\}$$

f_3 et g_2 sont les facteurs de forme vectoriel et axial du courant de 2^e espèce ayant une G -parité opposée à celle des termes dominants. D'où

$$\left. \begin{array}{l} \text{invariance } T \\ \text{absence de courant de 2^e espèce} \end{array} \right\} f_3 = g_2 = 0.$$

iii) Si l'on suppose que le courant vectoriel est conservé (hypothèse CVC), on a $f_3 = 0$ et f_1 et f_2 sont identiques aux facteurs de forme électromagnétique qui sont connus. Le problème dépend alors de 2 paramètres.

iv) Si l'on suppose que le courant axial est partiellement conservé (hypothèse PCAC), le terme pseudo-scalaire induit g_3 doit être petit et peut être négligé en première approximation : $g_3 \simeq 0$.

La description de la réaction élastique $\nu n \rightarrow \mu^- p$ devient alors très simple et dépend d'un seul paramètre $g_1 = g_A$ qui est le facteur de forme axial. Comme dans le cas de l'électroproduction, le facteur de forme axial $g_A(q^2)$ peut être paramétrisé ainsi :

$$g_A(q^2) = \left(1 + \frac{q^2}{M_A^2} \right)^{-2}.$$

En se basant sur ces considérations, il reste un seul paramètre inconnu M_A qui peut être déterminé par les données de l'expérience neutrino.

2.1 RÉACTION ÉLASTIQUE $\nu n \rightarrow \mu^- p$ ($\Delta S = 0$). — L'analyse des processus élastiques avec $\Delta S = 0$ provient surtout des événements neutrino. La réaction $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ n$ est difficile à étudier, d'une part parce que le flux $\bar{\nu}$ et la section efficace d'interaction $\bar{\nu}$ sont faibles par rapport au processus ν et d'autre part la présence d'un neutron dans l'état final rend l'analyse sinon impossible du moins très délicate.

L'expérience du CERN (réf. [1]) a étudié la réaction

$$\nu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (1)$$

produite dans une chambre à bulles à liquides lourds de 1 m³ remplie de propane (C₃H₈). La réaction peut se produire dans un noyau complexe, il peut donc y avoir des effets d'absorption ou des réactions secondaires dans le noyau. Cette expérience a permis d'obtenir 66 événements élastiques en faisant une sélection sur la quantité invariante :

$$M^{*2} = (p_\nu + p_n - p_\mu)^2,$$

où p_ν , p_n et p_μ sont les quadri-impulsions du neutrino, de la cible neutron et du muon. Le principal bruit de fond provient de la réaction

$$\nu + n \rightarrow \mu^- + p + \pi^0,$$

où le π^0 ne s'est pas matérialisé dans la chambre. Ce bruit de fond est estimé à 10 %. La figure 2 montre

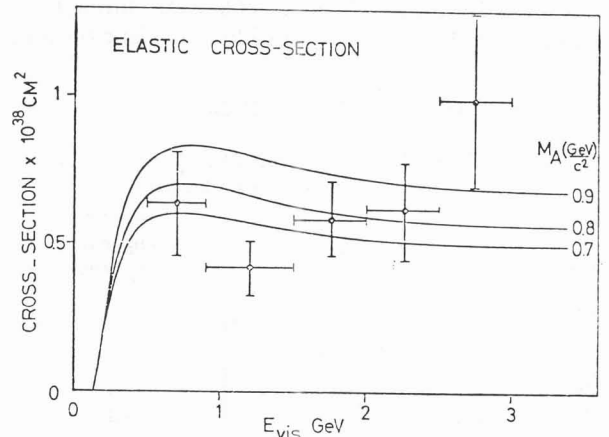


FIG. 2. — Section efficace de la réaction $\nu n \rightarrow \mu^- p$ en fonction de l'énergie.

la variation de la section efficace élastique en fonction de l'énergie dans la région 0,5-3 GeV où le flux est connu. La distribution de q^2 est donnée dans la figure 3. Si l'on compare ces deux données aux distributions théoriques en prenant comme facteur de forme axial $(1 + q^2/M_A^2)^{-2}$, on obtient :

$$M_A = (0,7 \pm 0,2) \text{ GeV}/c^2.$$

L'expérience d'Argonne ANL (réf. [2]) étudie la réaction

$$\nu + n(p) \rightarrow \mu^- + p(p) \quad (2)$$

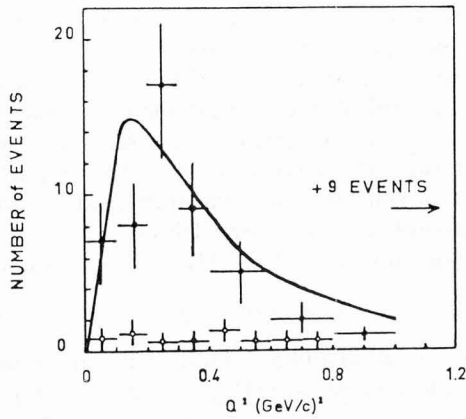


FIG. 3. — Distribution du carré de la quadri-impulsion transférée q^2 des événements « élastiques » $\nu n \rightarrow \mu^- p$.

produite dans la chambre de 12' remplie de deutérium. Dans 25 % des cas, le proton spectateur (p) est visible et donc mesurable. Les événements de la réaction (2) sont ajustés avec 3 contraintes car l'énergie incidente du neutrino n'est pas connue. On obtient alors un lot de 95 événements.

La source principale du bruit de fond vient des réactions inélastiques avec production de π^0 où le π^0 n'est pas détecté. Le bruit de fond est estimé inférieur à 5 %.

Les figures 4 et 5 montrent la variation de la section efficace en fonction de l'énergie et la distribution de q^2 . De ces deux distributions, on déduit la valeur suivante de M_A :

$$M_A = (0,92 \pm 0,14) \text{ GeV}/c^2 .$$

ELASTIC NEUTRINO CROSS-SECTIONS $\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^- + p$
(ANL DEUTERIUM EXPERIMENT)

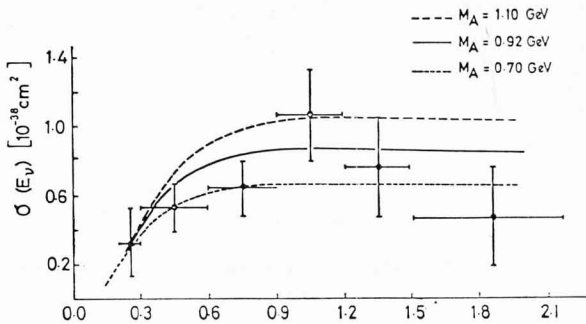


FIG. 4. — Section efficace de la réaction $\nu n \rightarrow \mu^- p$ en fonction de l'énergie.

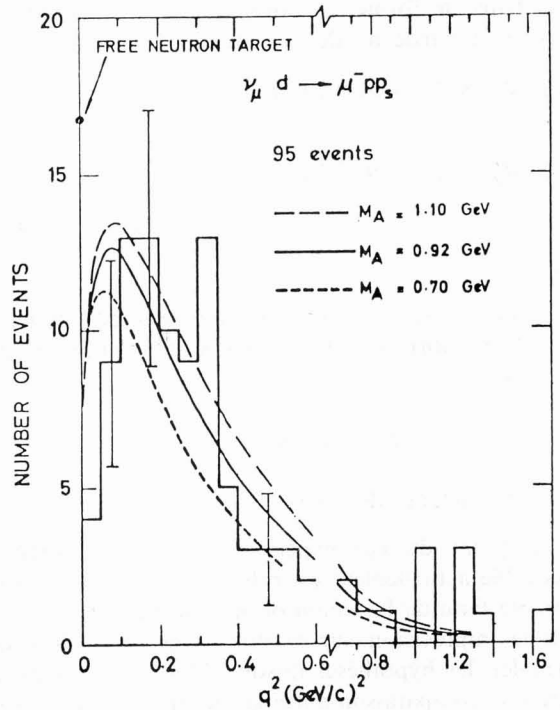


FIG. 5. — Distribution du carré de la quadri-impulsion transférée q^2 des événements « élastiques » $\nu n \rightarrow \mu^- p$.

Le tableau II résume les différentes valeurs de M_A obtenues à partir de l'étude de la réaction élastique avec les neutrinos. Seules les deux dernières expériences discutées ci-dessus comportent des erreurs de flux acceptables et une contamination de bruit de fond peu importante. La valeur moyenne de M_A pour ces deux dernières expériences est

$$M_A = (0,86 \pm 0,12) \text{ GeV}/c^2 .$$

2.2 RÉACTION QUASI ÉLASTIQUE $\nu p \rightarrow \mu^- N^{*++}$ ($\Delta S = 0$). — La réaction avec production d'un pion



a été étudiée, comme dans le cas élastique, par le groupe du CERN et celui d'Argonne. Dans la première expérience, on utilise le propane et dans la seconde, l'hydrogène et le deutérium.

Un lot de 52 événements correspondant à la réaction (3) a été obtenu dans l'expérience du CERN

TABLEAU II

| Expérience | Référence | Cible | Bruit de fond | Erreur de flux | Evénements | M_A |
|------------|----------------------------|-------------------------------|---------------|----------------|------------|-------------|
| CERN BC | Block <i>et al.</i> (64) | CF ₃ Br | 10 % | ± 30 % | 60 | 0,75 ± 0,25 |
| CERN SC | Holder <i>et al.</i> (68) | Al | 45 % | ± 30 % | 74 | 0,65 ± 0,42 |
| ANL SC | Kustom <i>et al.</i> (69) | Fe | 10-25 % | — | — | 1,05 ± 0,20 |
| CERN BC | Budagov <i>et al.</i> (69) | C ₃ H ₈ | 10 % | ± 15 % | 40 | 0,73 ± 0,20 |
| ANL BC | Mann <i>et al.</i> (72) | D ₂ | ≤ 5 % | ± 15 % | 95 | 0,92 ± 0,14 |

(réf. [3]). Les principales sources de bruit de fond peuvent être :

- les interactions de neutrons,
- les interactions produisant $\mu^- p\pi^+ \pi^0$ où le π^0 n'est pas détecté.

Le bruit de fond total est estimé à $(17 \pm 6) \%$. La figure 6 montre la variation de la section efficace en fonction de l'énergie et les prédictions théoriques de Adler, Altarelli et Salin. Dans la région de 1 à 4 GeV où le flux ν est déterminé avec une bonne précision, on trouve

$$\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- p\pi^+) = (1,13 \pm 0,28) \times 10^{-38} \text{ cm}^2.$$

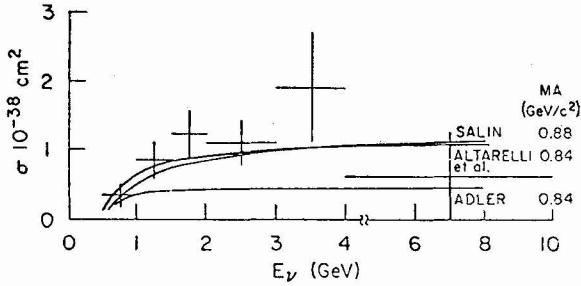


FIG. 6. — Section efficace de la réaction $\nu n \rightarrow \mu^- N^{*++}$ en fonction de l'énergie.

La figure 7 montre la distribution de q^2 et celle du carré de la masse invariante $\pi^+ p$ pour les événements $\mu^- p\pi^+$. On remarque que la réaction (3) provient essentiellement du canal $\mu^- N^{*++}$, la production avec $N^{*++} (1236)$ est donc dominante.

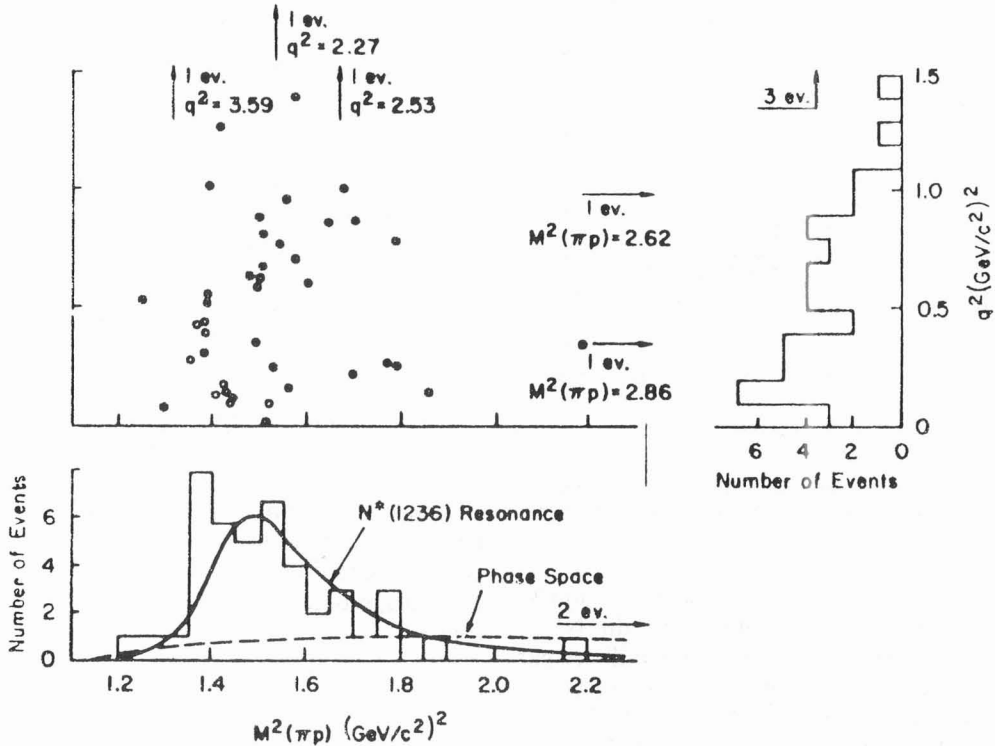
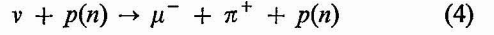


FIG. 7. — Distribution du carré de la quadri-impulsion transférée q^2 et de celle du carré de la masse invariante $\pi^+ p$.

Pour l'expérience d'Argonne (réf. [4]), on obtient 105 événements ajustés à 3 contraintes avec la réaction (3) dans l'hydrogène et 48 événements ajustés à 3 contraintes avec la réaction



dans le deutérium si l'on suppose une valeur $0 \pm 50 \text{ MeV/c}$ pour l'impulsion du neutron spectateur.

Les différents bruits de fond peuvent provenir des réactions suivantes $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$, $np \rightarrow pp\pi^-$, $\nu p \rightarrow \mu^- p\pi^+ \pi^0$. La contamination est de 2 % pour le cas de l'hydrogène et de l'ordre de 5 % pour le cas du deutérium. La figure 8 montre les spectres de masse $\pi^+ p$. On y voit clairement que la réaction à 3 corps $\mu^- p\pi^+$ est dominée par la formation du $N^{*++}(1236)$, la proportion du $N^{*++}(1236)$ étant estimée à 95 %.

La figure 9 représente la variation de la section efficace de la réaction $\nu p \rightarrow \mu^- N^{*++}$ en fonction de l'énergie. Dans la bande d'énergie

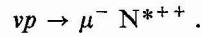
$$1 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 6 \text{ GeV},$$

la section efficace de la réaction quasi élastique $\nu p \rightarrow \mu^- N^{*++}$ est estimée à :

$$\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- N^{*++}) = (0,74 \pm 0,18) \times 10^{-38} \text{ cm}^2.$$

La distribution de q^2 est donnée dans la figure 10.

Le tableau III résume les différentes valeurs expérimentales et théoriques pour la réaction



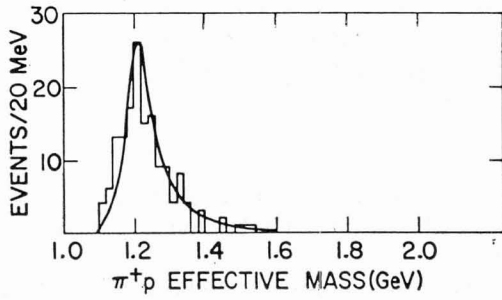


FIG. 8. — Distribution de la masse effective $\pi^+ p$.

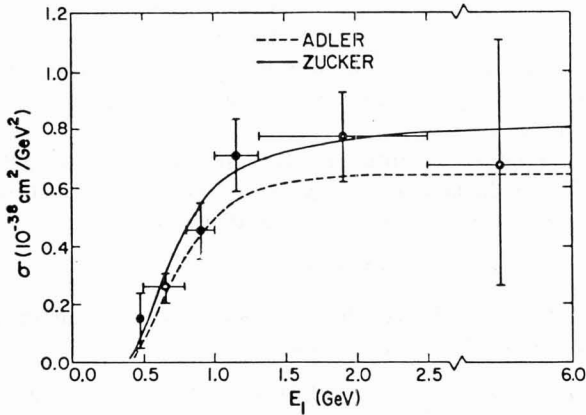


FIG. 9. — Section efficace de la réaction $\bar{\nu} n \rightarrow \mu^- N^{*++}$ en fonction de l'énergie.

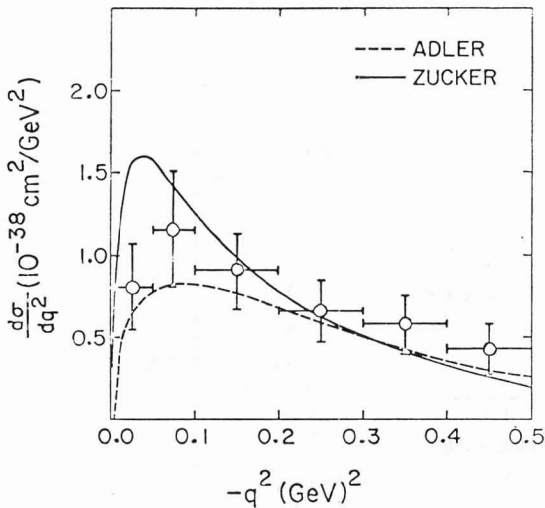


FIG. 10. — Distribution du carré de la quadri-impulsion transférée q^2 des événements « quasi élastiques » $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^- N^{*++}$.

La figure 11 montre les distributions des angles polaire et azimutal de la désintégration du N^{*++} en $\pi^+ p$ dans le système des coordonnées utilisées par Adler. Les angles sont définis dans un système d'axes où l'axe oz est orienté suivant la direction de l'impulsion transférée $\mathbf{P}_\nu - \mathbf{P}_\mu$ et l'axe oy est normal au plan de production ($\mathbf{P}_\nu \times \mathbf{P}_\mu$). Les résultats montrent qu'il

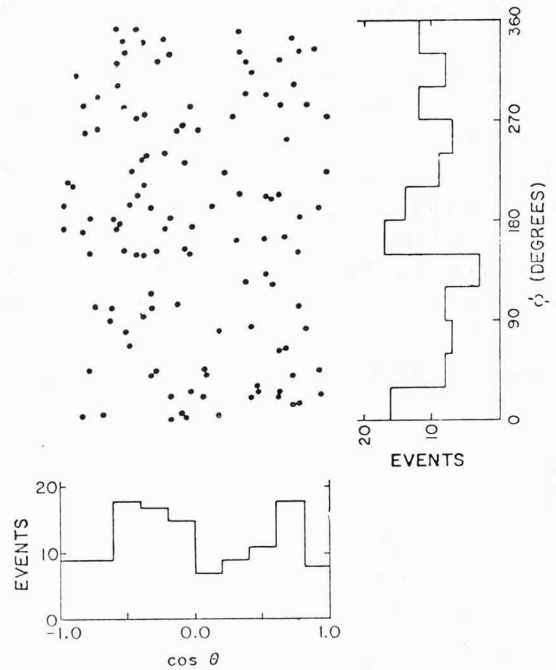


FIG. 11. — Distributions des angles polaire et azimutal de la désintégration N^{*++} en $\pi^+ p$.

TABLEAU III

| Référence | σ (en 10^{-38} cm^2) | M_A (en GeV/c^2) |
|---------------------------------|--|------------------------------|
| Altarelli <i>et al.</i> (65) | 0,85 | 0,84 |
| Salin (67) | 0,77 | 0,88 |
| Adler (68) | 0,42 | 0,84 |
| CERN (69) | $1,13 \pm 0,28$ | — |
| ANL (73) | $0,74 \pm 0,18$ | — |

n'y a aucune évidence pour qu'il y ait une interférence entre le N^{*++} et le bruit de fond non résonnant.

Du fait que les erreurs sur la section efficace et sur la masse M_A déduite des données expérimentales sont trop importantes, il n'est pas possible dans l'état actuel de nos connaissances de donner des conclusions valables sur la validité des différents modèles théoriques.

2.3 RÉACTION ÉLASTIQUE $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \Lambda^0$ OU $\mu^+ \Sigma^0$ ($\Delta S = 1$). — L'existence des désintégrations leptoniques des hyperons (par exemple $\Lambda^0 \rightarrow p \mu^- \bar{\nu}$) a depuis longtemps suscité un intérêt considérable pour l'étude de la production des particules étranges par les interactions $\bar{\nu}$. Si la règle $\Delta Q = \Delta S$ est valable pour les processus neutrino, les réactions permises sont :

$$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \Lambda^0$$

$$\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0$$

$$\bar{\nu} n \rightarrow \mu^+ \Sigma^-$$

La règle $\Delta Q = \Delta S$ prédit :

$$\frac{\sigma(\bar{\nu}n \rightarrow \mu^- \Sigma^+)}{\sigma(\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ \Sigma^-)} = 0$$

et la règle de sélection $|\Delta I| = 1/2$ leptonique donne :

$$\frac{\sigma(\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0)}{\sigma(\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ \Sigma^-)} = \frac{1}{2}.$$

Les interactions $\bar{\nu}$ permettent donc de tester de façon directe les règles de sélection $\Delta S = \Delta Q$, $|\Delta I| = 1/2$, $\Delta S < 2$, règles qui sont établies à partir de l'étude des désintégrations de particules.

L'étude des interactions $\bar{\nu}$ est d'autant plus difficile que les flux d'antineutrinos sont moins intenses et que leur probabilité d'interaction est plus faible par rapport aux neutrinos. Néanmoins, on a pu observer très récemment (réf. [5]) des particules étranges par les interactions $\bar{\nu}$ en utilisant comme détecteur la grande chambre à liquides lourds Gargamelle remplie de fréon CF_3Br . En se basant sur une étude de 250 000 photographies, on obtient :

$$13 \text{ événements } \quad \bar{\nu} + p \rightarrow \mu^+ + A^0$$

$$2 \text{ événements } \quad \bar{\nu} + p \rightarrow \mu^+ + \Sigma^0.$$

Le processus $\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ \Sigma^-$ n'a pas pu être mis en évidence de façon certaine, étant donné les difficultés d'observation et d'identification d'une telle configuration. En tenant compte des effets d'absorption des A^0 ou de conversion $\Sigma^0 \rightarrow A^0$ dans le noyau, des corrections dues au bruit de fond des étoiles de neutron, de la production associée $A^0 K^0$, on trouve en moyennant sur le spectre d'énergie des $\bar{\nu}$, la section efficace suivante :

$$\sigma(\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ A^0) = \left(1,3 \begin{matrix} + 0,9 \\ - 0,7 \end{matrix}\right) 10^{-40} \text{ cm}^2.$$

L'erreur tient compte de l'incertitude sur le flux qui est de l'ordre de 15 %. Si l'on se base sur la théorie de Cabbibo, la section efficace de la réaction $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ A^0$ peut être calculée en supposant exacte la symétrie SU3. Elle est de $2,4 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$, si l'on suppose $M = M_A = M_\nu = 0,84 \text{ GeV}/c^2$. Tenant compte du fait de la grande incertitude de la détermination expérimentale, les deux valeurs théorique et expérimentale sont donc compatibles.

En conclusion, on peut dire que du point de vue théorique, le problème dépend en fait de nombreux facteurs de forme qui sont difficiles à évaluer. On est alors amené à faire des hypothèses plus ou moins fondées (ces hypothèses, valables pour les faibles q^2 des désintégrations de particules, n'ont pas encore été justifiées pour les grands q^2 des interactions neutrino). Du point de vue expérimental, la statistique actuelle sur les réactions neutrino est trop limitée pour que l'on puisse se faire une idée précise de la validité de ces hypothèses théoriques en ce qui concerne l'absence de courant de seconde espèce, les hypothèses CVC et PCAC. Quant aux réactions élastiques anti-neutrino, aucune donnée n'a pu être obtenue jusqu'à présent. Une étude systématique des réactions élastiques ν et $\bar{\nu}$ par de grandes statistiques permettra de mieux comprendre le comportement du courant hadronique. Ceci pourrait être fait dans les années à venir avec les chambres à H2, D2 (BEBC au CERN, 7' à BNL, 12' à ANL et 15' à NAL) ou la chambre à liquides lourds Gargamelle remplie de propane.

3. Réactions inclusives $\nu N \rightarrow \mu^- X$ et $\bar{\nu}N \rightarrow \mu^+ X'$.

— 3.1 SECTIONS EFFICACES TOTALES σ_ν ET $\sigma_{\bar{\nu}}$. — En ce qui concerne les réactions hautement inélastiques, les résultats obtenus proviennent essentiellement des expériences effectuées au CERN depuis une dizaine d'années. Le tableau IV établit une comparaison entre le nombre d'événements obtenus dans les expériences récentes (71-72) avec Gargamelle et celles faites au cours des années 63-67 avec la chambre à liquides lourds de 1 m³. On peut remarquer que du point de vue statistique on a gagné un facteur 15 pour le neutrino et un facteur 50 pour l'antineutrino. Ce gain est dû essentiellement à 3 raisons :

- grand volume visible de Gargamelle,
- amélioration de l'intensité de l'accélérateur,
- amélioration du faisceau neutrino.

L'effort de la recherche ayant été concentré par priorité sur les courants neutres, le travail concernant les courants chargés n'a donc pas beaucoup progressé depuis la Conférence de Batavia (réf. [6]).

Des expériences de 63-67, nous retenons une donnée importante (réf. [7]) qui est celle de la variation linéaire de la section efficace en fonction de l'énergie (Fig. 12) :

$$\sigma_\nu = (0,8 \pm 0,2) E_\nu \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucléon}.$$

TABLEAU IV

| Nombre de pulses | Volume de détection | Liquide (densité) g/cm ³ | Nombre de P/pulse | Energie du faisceau de P | Nbre total d'interactions | Référence |
|--------------------|---------------------|-------------------------------------|---------------------------|--------------------------|---------------------------|-------------------|
| $1,28 \times 10^6$ | 0,22 m ³ | CF_3Br (1,5) | $\sim 0,6 \times 10^{12}$ | 24,5 GeV | ~ 400 | ν 63-64 |
| $1,08 \times 10^6$ | 0,51 m ³ | C_3H_8 (0,4) | $\sim 0,6 \times 10^{12}$ | 20,6 GeV | ~ 400 | ν 67 |
| $0,45 \times 10^6$ | 2,95 m ³ | CF_3Br (1,5) | $\sim 1,2 \times 10^{12}$ | 26 GeV | $\sim 12\ 000$ | ν 71-72 |
| $0,38 \times 10^6$ | 0,64 m ³ | CF_3Br (1,5) | $\sim 0,6 \times 10^{12}$ | 22 et 24,5 GeV | 34 | $\bar{\nu}$ 65 |
| $0,45 \times 10^6$ | 2,95 m ³ | CF_3Br (1,5) | $\sim 1,2 \times 10^{12}$ | 26 GeV | $\sim 1\ 800$ | $\bar{\nu}$ 71-72 |

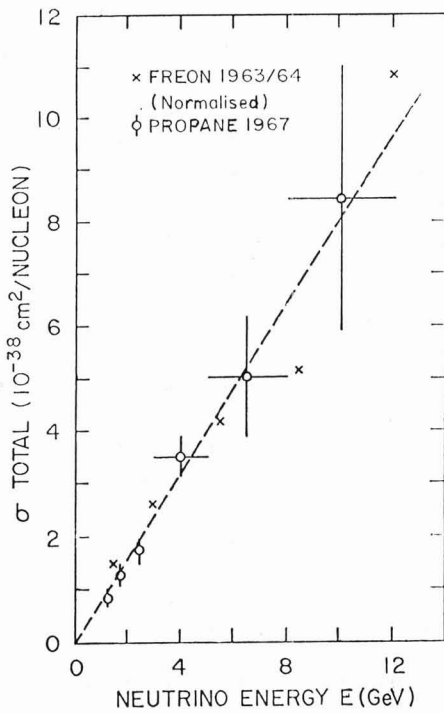


FIG. 12. — Section efficace « neutrino » en fonction de l'énergie.

Nous voulons surtout insister ici sur la mesure du rapport des sections efficaces $R = \sigma(\bar{\nu})/\sigma(\nu)$ qui fournit une donnée importante pour une comparaison avec les prédictions théoriques et avec le modèle des partons en particulier. Environ 65 000 photos de neutrino et 250 000 photos d'antineutrino obtenues avec Gargamelle ont été analysées par la collaboration ABCLMOP (Aachen, Bruxelles, CERN, Londres, Milan, Orsay et Paris).

Gargamelle est une chambre cylindrique de 4,8 m de longueur et de 2 m de diamètre. Le grand volume visible de 7 m^3 permet une bonne identification des muons, la longueur potentielle moyenne des muons étant de 150 cm alors que la longueur d'interaction des pions est de 60 cm. Pratiquement tous les pions neutres sont détectés par la matérialisation des paires d'électrons grâce à la présence d'un liquide lourd (fréon Cf_3Br avec une longueur de radiation $X_0 = 11 \text{ cm}$). Les neutrons produits par les interactions $\nu, \bar{\nu}$ sont aussi détectés par l'observation des étoiles neutres dans le volume visible. On a obtenu dans un volume fiduciaire de 3 m^3 un lot d'environ 1 000 événements $\bar{\nu}$ et 1 500 événements ν d'énergie supérieure à 1 GeV et d'impulsion longitudinale supérieure à 0,6 GeV/c. Le bruit de fond $\bar{\nu}$ dans le lot ν est négligeable. Dans le lot $\bar{\nu}$, le bruit de fond ν est estimé à 2 % au-dessous de 4 GeV et à 7 % au-dessus de 4 GeV. On n'a pas tenu compte de la fraction de l'énergie non visible qui est de toute façon négligeable.

En ce qui concerne les flux ν et $\bar{\nu}$, on a mesuré d'une part les spectres de production des π et des K et les spectres de muons. Les flux ν et $\bar{\nu}$ sont alors

calculés en faisant un ajustement des flux mesurés avec les résultats de Monte Carlo en utilisant comme données les spectres de production des π et des K. Les spectres ν et $\bar{\nu}$ sont donnés dans la figure 13. Les neutrinos d'énergie inférieure à 4 GeV sont issus des désintégrations des π alors que les neutrinos

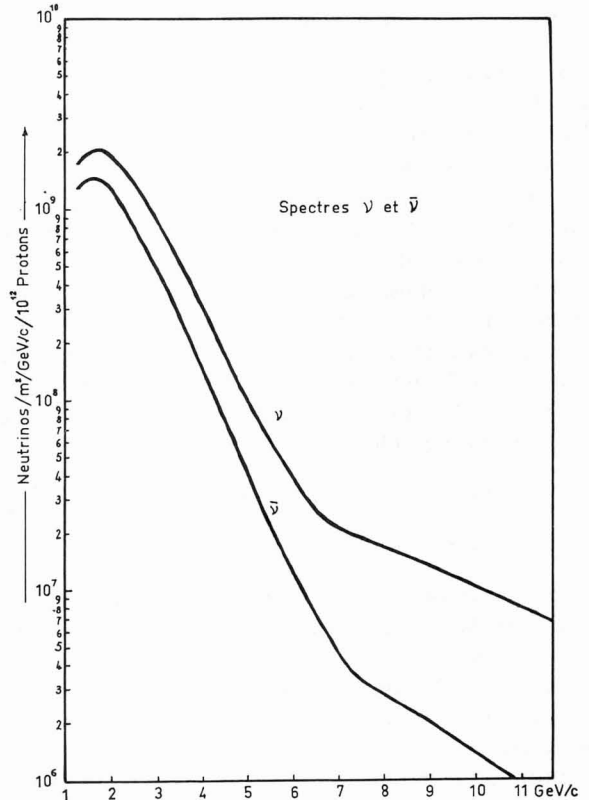


FIG. 13. — Spectres d'énergie des neutrinos et antineutrinos.

d'énergie supérieure sont surtout issus des désintégrations des K. L'erreur du flux provient de deux sources :

— l'erreur résultant de la forme des spectres $\nu, \bar{\nu}$ qui est de 10 % au-dessous de 2 GeV et de 5 % au-dessus de 2 GeV. Elle est due à l'incertitude de la

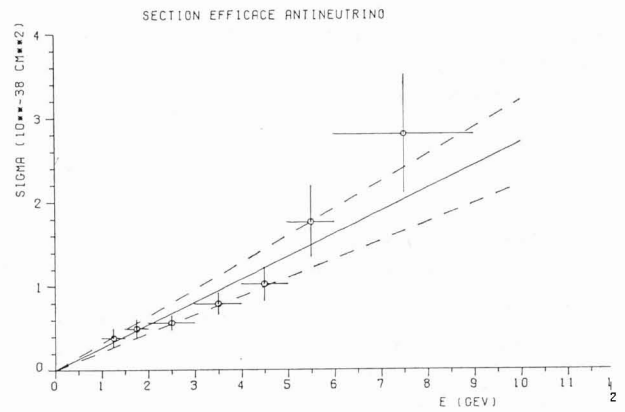


FIG. 14. — Section efficace « anti-neutrino » en fonction de l'énergie.

contribution relative des π et K à la production et aux approximations utilisées pour ajuster les spectres des muons ;

— l'erreur sur la normalisation qui est de l'ordre de 25 % au-dessous de 2 GeV et de 15 % au-dessus de 2 GeV provient de l'incertitude dans la calibration des détecteurs de muons et de la contamination des hadrons dans la région 1-2 GeV.

Les figures 14 et 15 montrent les variations des sections efficaces σ_ν et $\sigma_{\bar{\nu}}$ en fonction de l'énergie. Un ajustement linéaire dans la bande d'énergie 1-10 GeV donne les résultats suivants :

$$\sigma_\nu = (0,7 \pm 0,14) E_\nu \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucléon}$$

$$= (0,45 \pm 0,09) \frac{G^2 ME}{\pi} / \text{nucléon}$$

$$\sigma_{\bar{\nu}} = (0,27 \pm 0,05) E_{\bar{\nu}} \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{nucléon}$$

$$= (0,17 \pm 0,03) \frac{G^2 ME}{\pi} / \text{nucléon} .$$

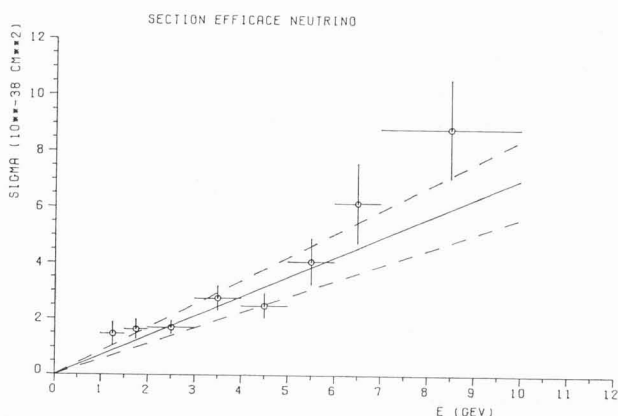


FIG. 15. — Section efficace « neutrino » en fonction de l'énergie.

L'erreur tient compte de l'erreur statistique et de l'erreur systématique due au flux qui est de l'ordre de 15 %.

On peut remarquer que le résultat de l'expérience ν du CERN 63-67 est parfaitement compatible avec cette dernière détermination pour la section efficace neutrino.

La figure 16 montre le rapport des sections efficaces $R = \sigma(\bar{\nu})/\sigma(\nu)$. Pour $E_\nu > 2$ GeV, les résultats expérimentaux peuvent être ajustés à une constante :

$$R = \frac{\sigma(\bar{\nu})}{\sigma(\nu)} = (0,38 \pm 0,02) .$$

L'erreur sur le rapport des sections efficaces n'est que de 5 % car elle est due uniquement à l'incertitude sur l'ajustement des spectres.

Bien que le nombre d'événements ν et $\bar{\nu}$ utilisés pour la détermination des sections efficaces absolues σ_ν , $\sigma_{\bar{\nu}}$ et du rapport $R = \sigma(\bar{\nu})/\sigma(\nu)$ ne soit pas très

$$R = \frac{\text{SECTION EFFICACE ANTINEUTRINO}}{\text{SECTION EFFICACE NEUTRINO}}$$

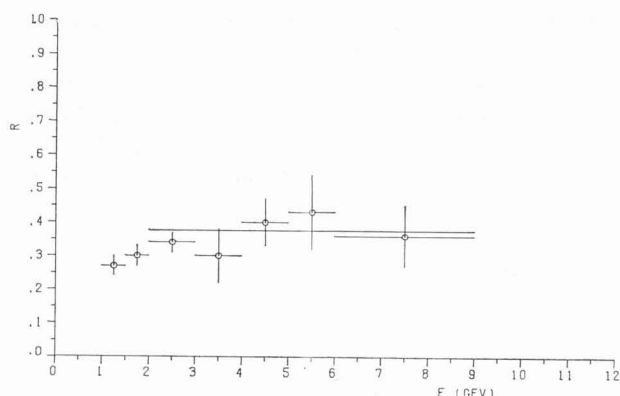


FIG. 16. — Rapport des sections efficaces « neutrino » et « antineutrino » en fonction de l'énergie.

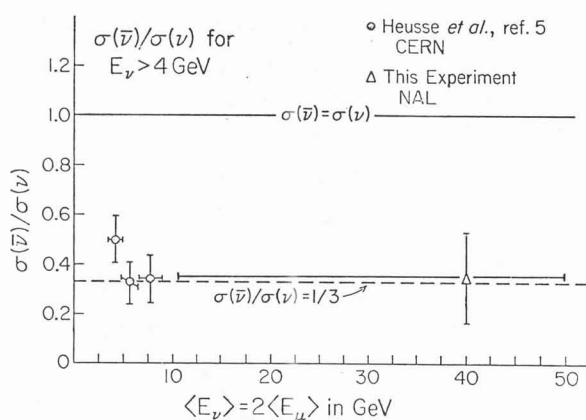


FIG. 17. — Rapport des sections efficaces « neutrino » et « antineutrino » en fonction de l'énergie.

grand, on peut néanmoins considérer ces résultats comme importants. Très récemment, l'expérience neutrino de NAL (Fig. 17) a donné pour des ν et $\bar{\nu}$ d'énergie d'environ 40 GeV le rapport des sections efficaces suivant (réf. [8])

$$R = (0,35 \pm 0,18) .$$

Remarque. — La mesure des quantités physiques telles que les sections efficaces absolues σ_ν , $\sigma_{\bar{\nu}}$ et le rapport $R = \sigma_{\bar{\nu}}/\sigma_\nu$ est très sensible à la précision des spectres et des flux neutrino et antineutrino. Même si l'on disposait d'une statistique abondante, ces erreurs dues au flux domineraient. Il est donc intéressant de calculer d'autres quantités physiques ne dépendant pas du spectre neutrino. Par exemple :

$$\left\langle \frac{E'}{E} \right\rangle_{\nu, \bar{\nu}}, \quad \left\langle \frac{q^2}{2ME} \right\rangle_{\nu, \bar{\nu}}, \quad \langle \nu = E - E' \rangle_{\nu, \bar{\nu}},$$

$$\left\langle \frac{q^2}{2M\nu} \right\rangle_{\nu, \bar{\nu}}, \quad \langle q^2 \rangle_{\nu, \bar{\nu}} .$$

Pour les déterminer, il suffit de bien mesurer les éner-

gies des leptons et des hadrons de l'état final. En général, les énergies des muons, des pions et des protons sont bien mesurées. Quant aux neutrons et gammas, ils sont en principe visibles dans la chambre mais ils ne sont pas tous détectés. Il en résulte donc une perte d'énergie que l'on ne peut pas estimer correctement à moins d'une étude approfondie. Pour l'instant, on peut penser que cette correction est inférieure à 10 %. On trouve

$$\langle \rho \rangle_{\nu} = \left\langle \frac{E'}{E} \right\rangle_{\nu} = 0,58 \pm 0,08$$

$$\langle \rho \rangle_{\bar{\nu}} = \left\langle \frac{E'}{E} \right\rangle_{\bar{\nu}} = 0,72 \pm 0,10.$$

Ces résultats doivent être considérés comme préliminaires.

3.2. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS. — Comment peut-on et comment doit-on interpréter ces résultats ?

i) *Variation de la section efficace ν , $\bar{\nu}$ en fonction de l'énergie.* — Le diagramme de la figure 18 représente les processus d'interaction ν et $\bar{\nu}$

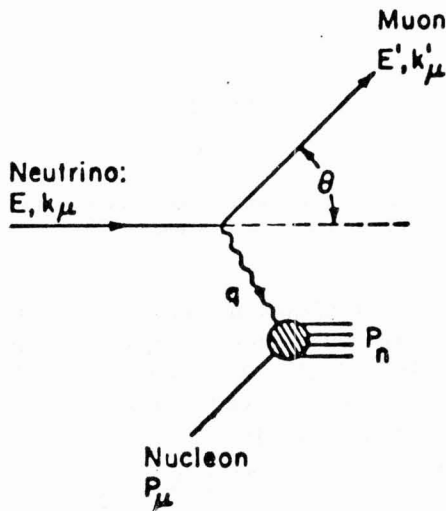
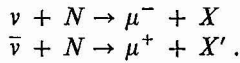


FIG. 18. — Diagramme des réactions inclusives « neutrino » et « antineutrino ».

Un neutrino ou antineutrino d'énergie E entre en collision avec un nucléon au repos en donnant dans l'état final un muon d'énergie E' et un système hadronique de quadri-impulsion P_n . La section efficace ν ou $\bar{\nu}$ est donnée par la formule suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dq^2 dv} &= \frac{E'}{EM} \frac{G^2}{2\pi} \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} W_2^{\nu, \bar{\nu}}(q^2, \nu) + \right. \\ &\left. + 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1^{\nu, \bar{\nu}}(q^2, \nu) \mp \frac{E+E'}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} W_3^{\nu, \bar{\nu}}(q^2, \nu) \right] \end{aligned}$$

où

- M est la masse du nucléon ;
- θ l'angle entre la direction du neutrino incident et celle du muon sortant ;
- $q^2 = 4EE' \sin^2 \theta/2$ est le carré de la quadri-impulsion transférée ;
- $\nu = E - E'$ est l'énergie transférée ;
- W_1, W_2, W_3 sont les fonctions de structure dépendant de deux variables cinématiques q^2 et ν . Le terme W_3 résulte de l'interférence V-A, il est évidemment nul dans le cas de l'électroproduction.

On peut exprimer la section efficace en fonction d'autres variables, par exemple en fonction de ρ et x ainsi définies :

$$\rho = \frac{E'}{E} \quad (0 \leq \rho \leq 1)$$

$$x = \frac{q^2}{2M\nu} \quad (0 \leq x \leq 1).$$

Les résultats de SLAC sur l'électroproduction ont montré que des fonctions de structure W_1 et νW_2 dépendent d'un seul paramètre $x = q^2/2M\nu$. Ceci avait été suggéré par Bjorken pour la limite des hautes énergies (hypothèse de l'invariance d'échelle) :

$$\begin{aligned} W_1(q^2, \nu) &\xrightarrow[x \text{ fixé}]{q^2 \rightarrow \infty} F_1(x) \\ \frac{\nu}{M} \cdot W_2(q^2, \nu) &\xrightarrow[x \text{ fixé}]{q^2 \rightarrow \infty} F_2(x) \\ \frac{\nu}{M} \cdot W_3(q^2, \nu) &\xrightarrow[x \text{ fixé}]{q^2 \rightarrow \infty} F_3(x). \end{aligned}$$

On obtient alors :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx d\rho} &= \frac{G^2 ME}{\pi} \left\{ \rho F_2(x) + (1 - \rho)^2 x F_1(x) \mp \right. \\ &\left. \mp \frac{1}{2} (1 - \rho^2) x F_3(x) \right\}. \end{aligned}$$

Ainsi, l'hypothèse de l'invariance d'échelle sur les fonctions de structure a pour conséquences :

$$\begin{aligned} \sigma(\nu) &\xrightarrow[E \rightarrow \infty]{} cE_{\nu} \\ \sigma(\bar{\nu}) &\xrightarrow[E \rightarrow \infty]{} c'E_{\bar{\nu}}. \end{aligned}$$

Dans la région d'énergie 1-10 GeV, les données actuelles sur les sections efficaces neutrino et antineutrino sont compatibles avec l'hypothèse de l'invariance d'échelle de Bjorken. En fait, on est très loin de la région hautement inélastique.

Remarque. — Il est important de savoir si cette dépendance linéaire se maintient à haute énergie. Une déviation par rapport à la linéarité pourrait être interprétée de la façon suivante :

- 1) Soit que l'invariance d'échelle dans les fonc-

tions de structure F_i ne soit plus valable au-delà d'une certaine énergie.

2) Soit qu'il existe un boson intermédiaire W .

Les sections efficaces écrites ci-dessus correspondent au cas où les interactions faibles ont une portée nulle ($M_W = \infty$). Dans le cas du boson intermédiaire la constante d'interaction faible G^2 doit être remplacée par

$$\frac{G^2}{\left(1 + \frac{q^2}{M_W^2}\right)^2}.$$

En conséquence, l'étude détaillée des sections efficaces $d^2\sigma^{\nu,\bar{\nu}}/dx d\rho$ est fondamentale.

ii) *Rapport des sections efficaces.* — Pour des raisons de commodité, la section efficace $\nu, \bar{\nu}$ peut être mise sous une autre forme. De même qu'il y a échange d'un photon de spin 1 dans les processus de l'électro-production, on suppose qu'il y a un moment angulaire 1 qui est échangé entre les leptons et les hadrons dans les processus $\nu, \bar{\nu}$. Il en résulte trois fonctions de structure correspondant à 3 états de polarisation $\lambda = 0, \pm 1$. Ces 3 fonctions de structure peuvent être exprimées en fonction des 3 sections efficaces σ_L, σ_T^\pm ($L =$ longitudinal, $T =$ transverse, \pm désigne l'hélicité).

Du fait que l'hélicité doit être conservée, deux cas peuvent se présenter selon que la cible a un spin 0 ou un spin 1/2 :

— spin 0 (cible) :

$$\begin{aligned} \sigma_T &= 0 \\ \sigma_L &\neq 0 \end{aligned}$$

— spin 1/2 (cible) :

$$\begin{aligned} \sigma_L &= 0 \\ \sigma_T &\neq 0. \end{aligned}$$

Les expériences de l'électroproduction de SLAC ont donné $R = \sigma_L/\sigma_T = 0,18 \pm 0,05$ favorisant ainsi l'hypothèse du spin 1/2.

En exprimant les sections efficaces $\nu, \bar{\nu}$ à l'aide des fonctions de structure $F_0(x), F_+(x), F_-(x)$, on obtient les relations suivantes en prenant comme unité $G^2 ME/\pi$:

$$\sigma^{\bar{\nu}} = \frac{1}{3} \bar{I}_-^{\bar{\nu}} + \bar{I}_+^{\bar{\nu}} + \bar{I}_0^{\bar{\nu}} \quad (5)$$

$$\sigma^{\nu} = \frac{1}{3} I_+^{\nu} + I_-^{\nu} + I_0^{\nu} \quad (6)$$

avec la définition :

$$I_\lambda^{\nu,\bar{\nu}} = \int_0^1 x F_\lambda^{\nu,\bar{\nu}}(x) dx \quad (\lambda = 0, \pm 1).$$

Si l'on suppose que

— la contribution $\Delta S = 1$ est négligeable ($\theta_{Cabibbo} \simeq 0$) ;

— la symétrie de charge pour le courant faible hadronique est valable :

$$\bar{F}_\lambda^{\nu,p} = F_\lambda^{\nu n}$$

$$\bar{F}_\lambda^{\bar{\nu} n} = F_\lambda^{\bar{\nu} p}.$$

On obtient à partir des éq. (5) et (6), pour des cibles ayant un nombre égal de protons et de neutrons, la contrainte suivante :

$$\frac{1}{3} \leq \frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}} \leq 3. \quad (7)$$

En conséquence, la mesure de

$$R = \frac{\sigma^{\bar{\nu}}}{\sigma^{\nu}} = 0,38 \pm 0,02$$

est en contradiction avec les modèles théoriques prédisant $R = 1$, en particulier le modèle diffractif. Il est par contre compatible avec la borne inférieure 1/3 de l'inégalité (7). Le résultat de Gargamelle implique donc que l'hélicité gauche domine dans le processus, que la contribution longitudinale de la section efficace est négligeable par rapport à la contribution transverse. Il est donc compatible avec le modèle des partons dans le cas où le spin est égal à 1/2.

iii) *Règles de somme.* — Les expériences de l'électro-production de SLAC ont permis une évaluation des intégrales suivantes :

$$\int_{1/12}^1 F_2^{en}(x) dx = 0,10 \pm 0,010$$

$$\int_{1/12}^1 F_2^{ep}(x) dx = 0,14 \pm 0,014.$$

En tenant compte de la contribution non mesurée dans la région $0 \leq x \leq 1/12$, on obtient :

$$\int_0^1 (F_2^{en}(x) + F_2^{ep}(x)) dx = 0,28 \pm 0,04.$$

Si l'on voulait évaluer correctement l'intégrale correspondante pour la diffusion des neutrinos, il faudrait faire des expériences ν avec des cibles telles que le deutérium ou le propane. On peut néanmoins s'en faire une idée en se basant sur les données actuelles.

Les résultats de l'électroproduction et de la diffusion des ν semblent indiquer que la contribution longitudinale de la section efficace soit négligeable devant la contribution transverse. En conséquence, si l'on moyenne sur les neutrons et les protons, l'intégrale

$$\int_0^1 (F_2^{\nu n}(x) + F_2^{\nu p}(x)) dx$$

peut être évaluée, elle est égale à :

$$\int_0^1 (F_2^{\nu n}(x) + F_2^{\nu p}(x)) dx \simeq 2(I_- + I_+).$$

Comme c'est l'hélicité gauche qui domine, on peut négliger I_+ devant I_- et l'on obtient :

$$\int_0^1 (F_2^{vn}(x) + F_2^{vp}(x)) dx \simeq 2 I_- \simeq 2 \sigma^{\bar{\nu}} \text{ (en unité } G^2 ME/\pi) \simeq (0,90 \pm 0,18).$$

Il en résulte que :

$$\frac{\int_0^1 (F_2^{en}(x) + F_2^{ep}(x)) dx}{\int_0^1 (F_2^{vn}(x) + F_2^{vp}(x)) dx} \simeq 0,31 + 0,07.$$

Ce résultat est compatible avec la règle de somme de Llewellyn-Smith :

$$\int_0^1 (F_2^{en}(x) + F_2^{ep}(x)) dx \geq \frac{5}{18} \int_0^1 (F_2^{vn}(x) + F_2^{vp}(x)) dx.$$

Il existe un grand nombre de règles de sommes déduites de différents modèles théoriques, en particulier celles-ci qui sont importantes et qui sont à vérifier :

$$\int_0^1 (F_2^{vn}(x) - F_2^{vp}(x)) \frac{dx}{x} = 2 \quad \text{(Adler)}$$

$$\int_0^1 (F_3^{vn}(x) + F_3^{vp}(x)) dx = -6 \quad \text{(Gross-Llewellyn-Smith)}.$$

Les résultats importants obtenus sur les réactions inclusives des électrons et des neutrinos ont amené les théoriciens à faire des interprétations et en déduire des prédictions (réf. [9]) dont nous ne discuterons pas ici. Nous nous bornerons simplement à dire que l'on peut se faire une idée de la structure composée du nucléon en prenant comme modèle celui des « quarks-partons » si

— l'on suppose l'invariance d'échelle pour les fonctions de structure,

— l'on se base sur les résultats de l'électroproduction de SLAC,

— l'on se réfère aux résultats de la diffusion des ν de Gargamelle en posant :

$$R = \frac{\sigma^{\nu}}{\sigma^{\bar{\nu}}} = \frac{1}{3} (1 + \varepsilon) \text{ avec } \varepsilon \ll 1.$$

En particulier, si l'on suppose que la contribution $\Delta S = 1$ est négligeable, on obtient la contrainte :

$$\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}} \leq \frac{12}{5} \int_0^1 (F_2^{en}(x) + F_2^{ep}(x)) dx \leq \frac{3}{4} \left(\text{en unité } \frac{G^2 ME}{\pi} \right).$$

La figure 19 montre les résultats de $\sigma^{\bar{\nu}}$ en fonction de σ^{ν} ainsi que la contrainte $\sigma^{\nu} + \sigma^{\bar{\nu}} < 3/4$ due à l'électroproduction.

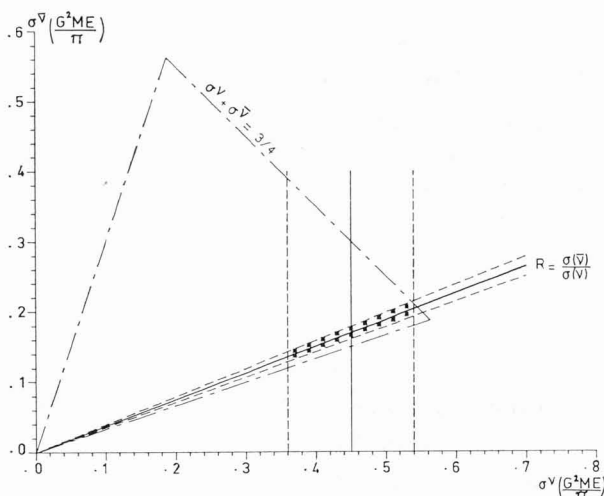


FIG. 19. — Section efficace « antineutrino » en fonction de la section « neutrino ».

iv) Valeur moyenne $\langle E'/E \rangle_{\nu, \bar{\nu}}$. — On peut montrer que la valeur de l'énergie moyenne emportée par le muon est bornée :

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{E'}{E} \right\rangle &= \frac{\int \frac{E'}{E} \frac{d\sigma}{dq^2 dv} dq^2 dv}{\sigma_{\text{tot}}} \\ \frac{1}{2} &\leq \left\langle \frac{E'}{E} \right\rangle_{\nu} \leq \frac{1}{2} + \frac{1}{12} \varepsilon \\ \frac{3}{4} - \frac{9}{32} \varepsilon &\leq \left\langle \frac{E'}{E} \right\rangle_{\bar{\nu}} \leq \frac{3}{4}. \end{aligned}$$

Le muon μ^- emporte au moins la moitié de l'énergie totale du neutrino alors que le μ^+ emporte au plus les 3/4 de l'énergie totale de l'antineutrino. Nos résultats préliminaires de $\langle E'/E \rangle_{\nu}$ et $\langle E'/E \rangle_{\bar{\nu}}$ sont en accord avec ces prédictions.

4. Conclusion. — En conclusion, on peut se poser deux questions : quelle est la vraie nature des interactions faibles et quelle est la structure réelle des hadrons ? De ces deux questions fondamentales en découlent d'autres que nous avons résumées dans le tableau V. Si l'on examine de plus près chacune de ces questions, on peut évidemment encore s'en poser d'autres. Mais jusqu'à présent, nous ne sommes arrivés à obtenir qu'une seule réponse définitive à toutes ces questions : c'est la découverte de deux neutrinos ν_e et ν_{μ} . On a pu évidemment clarifier certains points mais d'une manière partielle et nous dirons même imparfaite. Un certain nombre de questions sont restées sans réponse sans que l'on puisse avoir une explication théorique ou la moindre information expérimentale. Cette limitation de notre connaissance des interactions faibles nous permet donc d'établir un programme de travail impressionnant pour les années à venir.

La plupart des idées connues jusqu'à présent en

TABLEAU V

| Nature des interactions faibles | Structure des hadrons |
|--|---|
| 1) Universalité ? (ν_μ et ν_e , μ et e) | 1) Symétrie de charge ? |
| 2) Conservation des leptons ? | 2) CVC, PCAC ? |
| 3) Localité ? Boson intermédiaire W ? | 3) Invariance d'échelle ? |
| 4) Courants neutres ou leptons lourds ? | 4) Partons, gluons ? |
| 5) Limite d'unitarité ? | 5) Règles de sélection ? $ \Delta I = 1$ pour $\Delta S = 0$ $ \Delta I = 1/2$ pour $\Delta S = 1$ $\Delta S = \Delta Q$ $\Delta S < 2$ |

ce qui concerne la structure des interactions faibles proviennent surtout de la phénoménologie des désintégrations de particules. Ces processus ne font intervenir que des transferts d'impulsion très faibles. Les récentes expériences neutrino ont déjà donné quelques résultats encourageants. Elles doivent être considérées comme très importantes dans le futur car le neutrino est la seule particule qui n'ait que l'interaction faible. Elles permettent alors de faire une étude directe de ces interactions faibles surtout en ce qui concerne les hautes énergies et les grands transferts d'impulsion. Il est clair qu'à grande énergie le neutrino est incontestablement une sonde précieuse permettant d'explorer la structure des hadrons et d'en déduire éventuellement des connaissances sur la nature profonde des interactions.

5. **Remerciements.** — Je voudrais remercier L. Jauneau pour de nombreuses discussions.

Bibliographie

- [1] BUDAGOV, I., CUNDY, D., FRANZINETTI, C., FRETTER, W., HOPKINS, H., MANFREDOTTI, C., MYATT, G., NEZRICK, F., NIKOLIC, M., NOVEY, T., PALMER, R., PATTISON, J., PERKINS, D., RAMM, C., ROE, B., STUMP, R., VENUS, W., WACHSMUTH, H. and YOSHIKI, H., *Nuovo Cimento* **2** (1969) 689.
- [2] SCHREINER, Ph., XVI *International Conference on High Energy Physics*. Chicago, Batavia **2** (1972) 200.
- [3] BUDAGOV, I., CUNDY, D., FRANZINETTI, C., FRETTER, W., HOPKINS, H., MANFREDOTTI, C., MYATT, G., NEZRICK, F., NILOLIC, M., NOVEY, T., PALMER, R., PATTISON, J., PERKINS, D., RAMM, C., ROE, B., STUMP, F., VENUS, W., WACHSMUTH, H. and YOSHIKI, H., *Phys. Rev. Lett.* **29B** (1969) 524.
- [4] CAMPBELL, J., CHARLTON, G., CHO, Y., DERRICK, M., ENGELMANN, R., FETKOVICH, J., HYMAN, L., JAEGER, K., JANKOWSKI, D., MANN, A., MEHTANI, U., MUSGRAVE, B., SCHREINER, P., WANGLER, T., WHITMORE, J. and YUTA, H., *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 335.
- [5] EICHEN, T., FAISSNER, H., KABE, S., KRENZ, W., VON KROGH, J., MOREIN, J., SCHULTZE, K., LEMONNE, J., SACTON, J., VAN DONICK, W., VILAIN, P., CUNDY, D. C., HAIDT, D., MUSSET, P., NGUYEN-KHAC, U., NATALI, S., PATTISON, J. B. M., PERKINS, D. H., RAMM, C. A., VENUS, W., WACHSMUTH, H. W., BRISON, V., DEGRANGE, B., HAGUENAUER, M., JACQUET, F., KLUBERG, L., PETIAU, P., BELLOTTI, E., BONETTI, S., BRINI-FENZO, M., CONTA, C., FIORINI, E., FRANZINETTI, C., PULLIA, A., AUBERT, B., CHOUNET, L. M., HEUSSE, P., JAUNEAU, L., LAGARRIGUE, A., LUTZ, A. M., PASCAUD, C., VIALLE, J. P., BULLOCK, F., ESTEN, M. J., JONES, T. W., MCKENZIE, J., MICHETTE, A. G., MYATT, G., SCHAFER, R. H. and WORTHINGTON, R. G., *Phys. Rev. Lett.* **40B** (1972) 593.
- [6] HEUSSE, Ph., XVI *International Conference on High Energy Physics*. Chicago, Batavia **2** (1972) 206.
- PERKINS, D. H., XVI *International Conference on High Energy Physics*. Chicago, Batavia **4** (1972) 189.
- [7] BUDAGOV, I., CUNDY, D. C., FRANZINETTI, C., FRETTER, W. B., HOPKINS, H. W., MANFREDOTTI, C., MYATT, G., NEZRICK, F. A., NILOLIC, M., NOVEY, T. B., PALMER, R. B., PATTISON, J. B. M., PERKINS, D. H., RAMM, C. A., ROE, B., STUMP, R., VENUS, W., WACHSMUTH, H. W. and YOSHIKI, H., *Phys. Lett.* **30B** (1969) 364.
- [8] BENVENUTI, A., CHENG, D., CLINE, D., FORD, W. T., IMLAY, R., LING, R. Y., MANN, A. K., MESSING, F., PILCHER, J., REEDER, D. D., RUBBIA, C. and SULAK, L., *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1084.
- [9] FEYNMAN, R. P., Neutrino 72. Europhysics Conference. Balatonfüred, Hungary, **2** (1972) 75.
- GOURDIN, M., *Nucl. Phys.* **B 53** (1973) 509.
- PASCHOS, E. A., New York meeting of the American Physics Society. January 1973. Nal Conf. 73/27-THY.
- Pour une bibliographie générale, on peut se référer à la revue de : LLEWELLYN SMITH, C. H., *Physics Reports*, Volume 3C, Number 5, June 72.