

FR 9100761

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

Service de Documentation

F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

CEA-CONF --10354

L2

PHOTOPRODUCTION DE L'ETRANGERIE

BERTHOU J.- SAGHAI B.

CEA Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, 91 - Gif-sur-Yvette (FR).
Dept. de Physique Nucleaire

Communication présentée à : Jacques Cartier Colloquium

Lyon (FR)
6-9 Dec 1989

Doc Saclay

Communication au Colloque Jacques Cartier, Lyon, 6-9 décembre 1989

Rapport DPhN/Saclay n°2588

02/1990

Photoproduction de l'étrangeté

J. Berthot et B. Saghai

Service d'Expérimentation en Physique Nucléaire
CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

PHOTOPRODUCTION DE L'ÉTRANGÈTE

J. BERTHOT⁽¹⁾ et B. SAGHAI⁽²⁾

(1) *Laboratoire de Physique Corpusculaire - IN2P3/CNRS - Université Blaise Pascal
F-63177 AUBIERE CEDEX FRANCE*

(2) *DPHNHE - Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay -
F-91191 GIF SUR YVETTE CEDEX FRANCE*

Résumé : Un point non exhaustif de la situation en ce qui concerne la photoproduction d'étrangeté est effectué aussi bien d'un point de vue phénoménologique qu'expérimental en vue de l'arrivée prochaine des nouvelles machines à électrons. L'accent est plus particulièrement mis sur la réaction élémentaire : $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$. Sont abordés également les expériences d'électroproduction et l'étude des hypernoyaux au moyen de la sonde électromagnétique.

Abstract : A non exhaustive review, about the strangeness photo-production is presented here in relation with the new electrons machines. Accent is put on the elementary reaction $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$. The experiments on electroproduction and the study of hypernuclei with the electromagnetic probe are also discussed.

Les progrès récents aussi bien sur le plan technologique que théorique ont ravivé l'intérêt de l'étude de la physique d'étrangeté par les sondes électromagnétiques. En effet, les accélérateurs en construction (Bonn, CEBAF, ESRF) fourniront prochainement des faisceaux d'électrons et/ou de photons de hautes performances : énergie ≤ 4 GeV, 100 % de cycle utile, intensité élevée, bonne émittance et faible halo... Après de ces accélérateurs, l'utilisation de faisceaux et de cibles polarisés est également prévue.

Ces perspectives ont, depuis le début des années 80, suscité des investigations théoriques, permettant de confirmer, d'affirmer, ou de singulariser différentes facettes du domaine.

La photoproduction de kaons constitue une source d'informations complémentaires et/ou supplémentaires par rapport, aussi bien à la photoproduction d'autres mésons (π , η ...), qu'à la production de kaons à l'aide des sondes hadroniques. L'exemple typique pour illustrer ce propos provient des réactions (γ, K^+) :

i) Le mécanisme du processus, à l'opposé des réactions (γ, π), n'est dominé par aucune résonance baryonique ; ce contraste étant intimement lié aux propriétés des interactions $\pi - N$ et $K^+ - N$.

ii) De même, les complications introduites par les interactions dans les états initial/final des réactions hadroniques comme (K^-, π^-) , (π^+, K^+) et (p, K^+) sont hautement atténuées lorsqu'il s'agit des processus (γ, K^+) . La contrepartie de ces particularités intéressantes se manifeste par la relative faiblesse des sections efficaces :

(par exemple pour $E_\gamma^{lab} \simeq 1$ GeV, $(\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)/\sigma(\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda)) \simeq 200$).

Cette contribution contient trois sections, les deux premières sont consacrées respectivement à la photoproduction et à l'électroproduction de kaons sur le nucléon, et la dernière à l'étude des hypernoyaux. Dans chaque section, nous résumons l'état actuel de notre connaissance en la matière ainsi que des projets prévus ou envisageables durant la décennie.

Une grande partie des sujets traités dans cette contribution ont fait récemment l'objet d'études détaillées et approfondies^{1,2)}, avec d'amples références sur des travaux antérieurs, lesquels ne seront pas cités explicitement ci-dessous par souci de concision !

I - PHOTOPRODUCTION DE K^+ SUR LE NUCLEON

Les investigations expérimentales et théoriques des processus élémentaires concernent essentiellement les réactions suivantes :

$$\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda ; E_\gamma^{seuil} = 0.911 \text{ GeV} \quad (1)$$

$$\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0 ; E_\gamma^{seuil} = 1.046 \text{ GeV} \quad (2)$$

Rappelons que le processus de photoproduction de mésons pseudoscalaires est décrit par 4 amplitudes complexes. Nous pouvons ainsi former 16 combinaisons bilinéaires réelles. Le tableau 1 montre 16 observables correspondant à la réaction (1) et exprimés²⁾ en fonction des amplitudes de "transversité"³⁾.

Les études expérimentales, débutées à la fin des années 50, ont été poursuivies jusqu'en 1972 à Cornell, CalTech, Bonn, DESY, Orsay et Tokyo, où des sections efficaces différentielles ont été mesurées^{2,4)}. La plupart des données concernent la réaction (1) et se situe dans la gamme en énergie entre le seuil et 1.4 GeV, avec des précisions statistiques de 4 et 8% et des incertitudes systématiques, rapportées pour la majeure partie des données et évaluées à $\sim 7\%$. Ces résultats ont été obtenus par une douzaine de groupes avec un nombre de points de recouvrement trop faible pour pouvoir examiner leur cohérence.

En ce qui concerne les autres observables (Tableau 1), seules l'asymétrie de la polarisation du Λ et celle faisant intervenir une cible polarisée ont été mesurées^{4,5)}. Ces deux asymétries sont définies par l'expression suivante :

$$A = \frac{d\sigma/d\Omega^{(+)} - d\sigma/d\Omega^{(-)}}{d\sigma/d\Omega^{(+)} + d\sigma/d\Omega^{(-)}} \quad (3)$$

où $(+)$ ($-$) signifie que la polarisation du hadron (Λ ou p) est parallèle (antiparallèle) à la direction définie par $\vec{P}_\gamma \wedge \vec{P}_K$.

Dès le début des années 60 des analyses phénoménologiques se sont également développées. L'approche théorique appropriée, en particulier eu égard à l'utilisation

des amplitudes de la réaction élémentaire dans l'étude de la photo- et électroproduction des kaons sur les noyaux, est basée sur la méthode des graphes de Feynman. La Figure 1 montre les voies s, u et t incluses dans les calculs les plus récents²⁾. L'objectif de ces investigations porte sur le mécanisme de la réaction. Or, seules quelques unes des constantes de couplage sont connues. Par conséquent, des méthodes phénoménologiques appliquées sont censées permettre à la fois l'extraction des constantes de couplage mal connues et de déterminer le mécanisme de la réaction.

Parmi ces constantes de couplage, les deux principales g_{KAN} et g_{KEN} , ont posé de sérieux problèmes aux phénoménologistes. En effet, l'analyse des données de diffusion kaon-nucléon par des méthodes des relations de dispersion permet d'avoir accès à ces constantes fondamentales. Malgré les insuffisances liées d'une part à la méthode utilisée et d'autre part au manque de données, les valeurs ainsi obtenues sont compatibles avec les prédictions de la symétrie SU(3). Or, pendant plus de 20 ans, les analyses des données de $p(\gamma, K^+) \Lambda$ ont abouti à des résultats en désaccord complet avec ces prédictions. En outre, ces études conduisaient à des mécanismes de réaction désespérément compliqués.

Ces deux problèmes viennent d'être résolus par une étude récente²⁾. Les auteurs, utilisant la technique des graphes de Feynman (Fig.1), ont inclus l'ensemble des résonances nucléoniques (spin 1/2 et 3/2) et hypéroniques (spin 1/2) de masses ≤ 1800 MeV ainsi que K^{*+} (892) et $K_1(1280)$. En procédant, par la méthode de minimisation, à l'ajustement des paramètres libres du modèle sur les données pour lesquelles les incertitudes statistiques et systématiques sont rapportées, ils ont examiné la cohérence des sections efficaces différentielles entre le seuil et $E_{\gamma}^{lab} = 1.4$ GeV. Un des ensembles de données s'est révélé incohérent. En excluant ces résultats, les auteurs ont obtenu les deux modèles suivants :

	Particules échangées (Fig.1)	$g_{KAN}/\sqrt{4\pi}$	$g_{KEN}/\sqrt{4\pi}$
modèle 1	p, K^+ , Λ , Σ^0 , K^{*+} , K_1 , $N^*(1440)$, $\Lambda^*(1670)$	-4.2	1.2
modèle 2	p, K^+ , Λ , Σ^0 , K^{*+} , K_1 , $N^*(1440)$, $\Lambda^*(1405)$	-4.3	1.2
SU(3)		-3.7 ± 0.7	1.1 ± 0.2

Notons que :

i) les constantes de couplage principales sont en parfait accord avec les prédictions de SU(3),

ii) le mécanisme de la réaction est relativement simple : seules 2 des 13 résonances hadroniques incluses dans le formalisme contribuent à chaque modèle.

Les données de sections efficaces différentielles (Fig.1) et totales (Fig.2) sont bien reproduites. Néanmoins cette comparaison entre le calcul et l'expérience ne conduit pas à un choix unique de modèle. Par contre, les observables de polarisations (Figs 3 et 4), malgré de grandes barres d'erreurs expérimentales, montrent plus de sensibilité au mécanisme de réaction favorisant assez clairement le modèle 1. Des prédictions relatives à d'autres observables du Tableau 1 sont présentées dans la Réf. 2, suggérant un vaste programme expérimental auprès des faisceaux de photons à ESRF et à CEBAF.

D'un point de vue purement expérimental, les réactions élémentaires à 2 corps (1) et (2) sont caractérisées par l'extraction et la mesure d'un K^+ dans un flux important de π^+ et de protons (K^+ / autres : $\sim 1/1000$) et éventuellement la mesure du proton

issu de la désintégration du Lambda émis permettant ainsi la mesure de la polarisation naturelle de celui-ci.

Durant les années 60-70, les expériences réalisées ont eu les caractéristiques suivantes (sur la figure (6), une expérience type⁶⁾ :

- Utilisation d'un faisceau de rayonnement de freinage d'environ 1 GeV.
- Une détection des K réalisée au moyen d'un spectromètre magnétique de longueur supérieure à 10 m, la délicate séparation entre les diverses particules positives s'effectuant en général en combinant les informations "temps de vol", "dE/dx" et signal Cérenkov.
- Des résolutions en masse manquante ne permettant pas la séparation directe des réactions (1) et (2).
- Des erreurs statistiques de l'ordre de 5% et des erreurs systématiques d'au moins 10%, souvent mal dominées et dues essentiellement au monitoring, à l'identification des K et à la désintégration en vol de ceux-ci.
- Lorsque une voie "proton" était présente, les incertitudes statistiques sont très grandes.
- D'un point de vue cinématique, ces expériences ont été souvent limitées à des angles θ_{CM}^K voisins de 90° .

Les nouveaux dispositifs expérimentaux doivent impérativement :

- Utiliser un faisceau étiqueté d'intensité au moins égale à 10^7 photons par seconde.
- Mesurer systématiquement le proton de désintégration de du Lambda (et éventuellement de π^- associé).
- Avoir une résolution en Masse Manquante inférieure à 10 MeV afin de séparer les réactions (1) et (2) (Lambda-Sigma).
- Avoir un angle solide très grand (voisin de 4π).
- Etre de longueur modérée.
- Accepter aussi bien les angles avant (pour l'extraction des constantes de couplage), qu'arrière (pour la détermination univoque des paramètres d'asymétrie).
- Avoir la possibilité d'installer une cible de protons polarisés ainsi qu'un faisceau de photons polarisés. Notons que les faisceaux bientôt disponibles au ESRF de Grenoble sont une possibilité pour ce genre d'expériences.

L'ensemble de ces contraintes est fort bien satisfaite par la proposition d'expérience CEBAF⁷ utilisant le détecteur LAS (Large Acceptance Spectrometer : Fig. 7). Ce détecteur à champ toroïdal permet des acceptances de l'ordre de 30% lorsque l'on détecte Kp et de l'ordre de 17% pour la détection simultanée de $Kp\pi^-$. Avec un faisceau étiqueté de 10^7 photons/s, les taux de comptages attendus sont d'environ 10^4 K détectés par seconde. Avec de tels chiffres 700 heures de faisceau sont nécessaires pour mesurer l'asymétrie de la polarisation du Lambda avec une précision de 5%.

II - ELECTROPRODUCTION

La section efficace de diffusion déléctrons (Fig. 8), peut-être exprimée de la façon suivante désormais classique :

Electrons et cible non polarisés :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_c d\omega d\Omega} = \Gamma_V \left[\frac{d\sigma_T}{d\Omega} + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{d\Omega} + \varepsilon \cos(2\Phi) \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega} + \sqrt{\varepsilon(\varepsilon+1)} \cos\Phi \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega} \right]$$

Electrons polarisés : ajouter $+h\sqrt{\varepsilon(1-\varepsilon)} \sin\Phi \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega}$

où Γ est le flux de photons virtuels, ε le taux de polarisation et où σ_T, σ_L , correspondent respectivement aux contributions transverses et longitudinales, tandis que σ_{TT} et σ_{TL} sont les termes d'interférence transverse-transverse et transverse-longitudinal.

Si des mesures dans le plan ($\Phi = 0$) permettent la séparation transverse-longitudinale (σ_T/σ_L), des mesures hors du plan, pour des valeurs judicieusement choisies de Φ ($45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$) permettent d'isoler les termes σ_{TT} et σ_{TL} .

De plus, pour que les mesures soient complètes et donnent accès aux six amplitudes complexes d'hélicité décrivant totalement le processus, il est nécessaire de polariser soit le faisceau, soit la cible, soit les deux.

Plusieurs expériences ont déjà été réalisées à Cambridge⁸, à DESY⁹ et à Cornell¹⁰ vers les années 1975, permettant de fixer l'ordre de grandeur des sections efficaces pour les valeurs de masse invariante de 2 à 3 GeV et un transfert compris entre 0.1 et 1.5 (GeV/c)². Toutefois, seule une expérience a permis l'évaluation relative des photons transverses et longitudinaux montrant une forte contribution longitudinale dans le cas de production de Λ , contribution non observée dans le cas de production de Σ .

Ces expériences sont difficiles car, les sections efficaces sont petites (quelques 100 nb/sr), la durée de vie du K limitée et les particules à détecter (e^- et K^+) sont souvent émises sur l'avant (vers 10°) dans un fort bruit de fond. De plus, l'obligation de travailler hors du plan de diffusion est fort contraignante. Toutefois, les accélérateurs de la nouvelle génération et leurs détecteurs afférents semblent bien appropriés pour faire progresser d'une manière importante ce domaine quasiment vierge.

A ce titre, le détecteur STAR¹¹ (Symmetric Toroidal Array) en projet à CEBAF, permet non seulement des mesures simultanées pour huit valeurs de Φ (Fig. 9-a), mais de plus possède un fort angle solide (~ 10 mstr) et une flexibilité permettant les mesures aussi bien vers l'avant (Fig. 9-b) que vers l'arrière (Fig. 9-c).

III - HYPERNOYAUX

Les Hypernoyaux ont, jusqu'alors, été étudiés exclusivement par les réactions du type :

$$A(K^-, \pi^-) A_\Lambda(1) \text{ et } A(\pi^+, K^+) A_\Lambda \quad (2)$$

Mais celles-ci présentent des désagréments certains car :

- Il existe une très forte absorption dans l'état initial pour les réactions du type (1) et (2) et dans l'état final pour les réactions du type (1).
- Seuls les états naturels de spin sont excités préférentiellement.

- L'opérateur élémentaire est mal maîtrisé, notamment à cause de la présence de nombreuses résonances.
- Les faisceaux de K^- et de π^- disponibles sont très peu intenses, mal définis et très pollués.

Avec la sonde électromagnétique, par contre :

- L'état initial (électron) et l'état final (K^+) sont faiblement distordus.
- Les états de parité non naturelles sont excités.
- L'opérateur élémentaire est désormais bien connu.
- Les faisceaux prévus sont propres, intenses, bien définis et de haute énergie.

Par contre les sections efficaces sont beaucoup plus faibles (4 à 5 ordre de grandeur).

Quelques études théoriques¹⁻¹², ont fixé les ordres de grandeur des sections efficaces et ont montré que ces expériences de photo et électroproduction d'hypernoyaux étaient non seulement possibles mais fort prometteuses. Elles seront typiquement caractérisées par :

- Des détections de l'électron et du K^+ émis à des angles très avant (jusqu'à 5°), car les sections efficaces diminuent très vite dès que l'on s'éloigne de la ligne de faisceau.
- Malgré le point précédent, il sera nécessaire de pouvoir supporter une très haute luminosité.
- Il faudra reconnaître les Kaons dans un flux important de hadrons parasites.
- L'accès aux niveaux des états hypernucléaires produits, demandera une mesure du moment du K ($\sim 1\text{GeV}$) avec une résolution de quelques centaines de KeV, ce qui entraîne non seulement la conception de spectromètres de très haute résolution, mais également l'utilisation de cibles très minces pour limiter la dispersion de la perte d'énergie dans la cible.

La solution CEBAF est le HSS¹³ (Hypernuclear Spectrometer System). Ce détecteur est constitué par deux spectromètres magnétiques de fort angle solide ($\sim 10\text{msr}$) et de résolution d'environ 10^{-4} , ayant la possibilité de se placer conjointement très près du faisceau. Dans un tel détecteur, le taux de comptage attendu pour une mesure typique de la réaction $^{12}\text{C}(e, e'K^+)^{12}\text{B}_A$, est de l'ordre de 100 coups/jour, avec des taux en simple de $2 \cdot 10^{+5}$ dans la voie électron et quelques 10^{+4} dans la voie Kaon, la résolution totale étant de 230 KeV.

Toutefois, il existe une alternative¹⁵ à ce genre de mesure, alternative qui consiste à remplacer la détection du K^+ par l'étude des réactions :

$A(e, e'K^0)A_A$ ou Σ via les réactions élémentaires.

$\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$, $\gamma n \rightarrow K^0 \Lambda^0$ et $\gamma n \rightarrow K^0 \Sigma^0$

avec détection et mesure du K^0 par les produits de sa désintégration en 2 pions chargés. La section efficace a le même ordre de grandeur que précédemment et il y a production avec une égale proportion de K^0 long et de K^0 court.

Une telle mesure pourrait être réalisée au moyen du dispositif indiqué schématiquement sur la figure (10) et aurait les avantages et inconvénients suivants :

- Possibilité d'utiliser une cible épaisse, le K^0 n'étant pas absorbé dans celle-ci.

- Les spectromètres détectant les pions chargés sont de moindre dimensions et surtout demandent une résolution moins critique (10^{-3}). De plus, grâce au parcours fini du K^0 ($C\tau = 2,7 \text{ cm}$) ils n'ont pas la cible en vue directe ce qui limite énormément le bruit de fond et les comptages simples.
- Les produits de désintégration du K^0 étant émis à grand angle, il n'y a plus le problème de détection très près de la direction du faisceau.
- Perte en taux de comptage due au mélange initial en K^0 long et K^0 court.
- Perte due au K^0 qui se désintègre en dehors de la zone vue par les spectromètres.
- Ces pertes sont compensées par la durée de vie des pions qui entraîne un taux de survie plus important des particules atteignant le détecteur et surtout par l'utilisation de cible beaucoup plus épaisse, de telle sorte que les taux de comptage que l'on peut attendre dans les deux cas sont à peu près équivalents.

REFERENCES

- 1) J. Cohen, Int. Jour. of Mod. Phys., A 4, 1 (1989).
- 2) R.A. Adelseck and B. Saghai, soumis pour publication à Phys. Rev. C.
- 3) M. Jacob and G.C. Wick, Ann. Phys. (N.Y.) 7, 404 (1959);
P.J. Bussey et al., Nucl. Phys. B 154, 205 (1979);
I.S. Barker et al., Nucl. Phys. B 95, 347 (1975);
- 4) H. Genzel, P. Joos, and W. Pfeil (eds), Photoproduction of Elementary Particles, Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology (Springer, New York, 1973), Vol. 8, pp. 285-292.
- 5) K.H. Althoff et al., Nucl. Phys. B137, 269 (1978).
- 6) G. Vögel et al, Phys. Letters, B 40, 513 (1967).
- 7) Proposal CEBAF LAS Collaboration : CMU-DOE/ER/40315-170.
- 8) G.E. Brown et al., Phys. Rev. Lett., 28, 1086 (1972).
- 9) T. Azemoon et al., Nucl. Phys., B 95, 77 (1975).
- 10) C.J. Bebek et al., Phys. Rev., D 15, 594 (1977) et D 15, 3092 (1977).
- 11) CEBAF STAR Collaboration, Progress Report (1989).
- 12) T.W. Donnelly, Workshop on Electrons and Photons Interactions at Medium Energie, Bad Honnef (1984).
- 13) CEBAF Hall C Pre-Conceptual Design Report 118 (1988).
- 14) J. Berthot, P.Y. Bertin, Communication Privée (1988).

Tableau 1 : Observables de Polarisation

	r	p	A	
1.	$(d\sigma/d\Omega)/N$			$= b_1 ^2 + b_2 ^2 + b_3 ^2 + b_4 ^2$
Simple Polarisation				
2.	$P \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$		y'	$= b_1 ^2 - b_2 ^2 + b_3 ^2 - b_4 ^2$
3.	$\Sigma \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$		p	$= b_1 ^2 + b_2 ^2 - b_3 ^2 - b_4 ^2$
4.	$T \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$		y	$= b_1 ^2 - b_2 ^2 - b_3 ^2 + b_4 ^2$
Double Polarisation				
Faisceau-Cible				
5.	$E \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	c	z	$= 2\text{Re}(b_1 b_3^* + b_2 b_4^*)$
6.	$F \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	c	x	$= 2\text{Im}(b_1 b_3^* - b_2 b_4^*)$
7.	$G \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	t	z	$= 2\text{Im}(b_1 b_3^* + b_2 b_4^*)$
8.	$H \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	t	x	$= -2\text{Re}(b_1 b_3^* + b_2 b_4^*)$
Faisceau-Recul				
9.	$C_x \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	c	x'	$= -2\text{Im}(b_1 b_4^* - b_2 b_3^*)$
10.	$C_y \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	c	z''	$= 2\text{Re}(b_1 b_4^* + b_2 b_3^*)$
11.	$O_x \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	t	x'	$= 2\text{Re}(b_1 b_4^* - b_2 b_3^*)$
12.	$O_z \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	t	z'	$= 2\text{Im}(b_1 b_4^* + b_2 b_3^*)$
Cible-Recul				
13.	$T_x \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	x	x'	$= 2\text{Re}(b_1 b_2^* - b_3 b_4^*)$
14.	$T_z \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	x	z'	$= 2\text{Im}(b_1 b_2^* - b_3 b_4^*)$
15.	$L_x \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	z	x'	$= -2\text{Im}(b_1 b_2^* + b_3 b_4^*)$
16.	$L_z \cdot (d\sigma/d\Omega)/N$	z	z'	$= 2\text{Re}(b_1 b_2^* + b_3 b_4^*)$

p : Photon Polarisé linéairement $(0, 90^\circ)$.
 t : Photon Polarisé linéairement $(\pm 45^\circ)$.
 c : Photon polarisé circulairement.

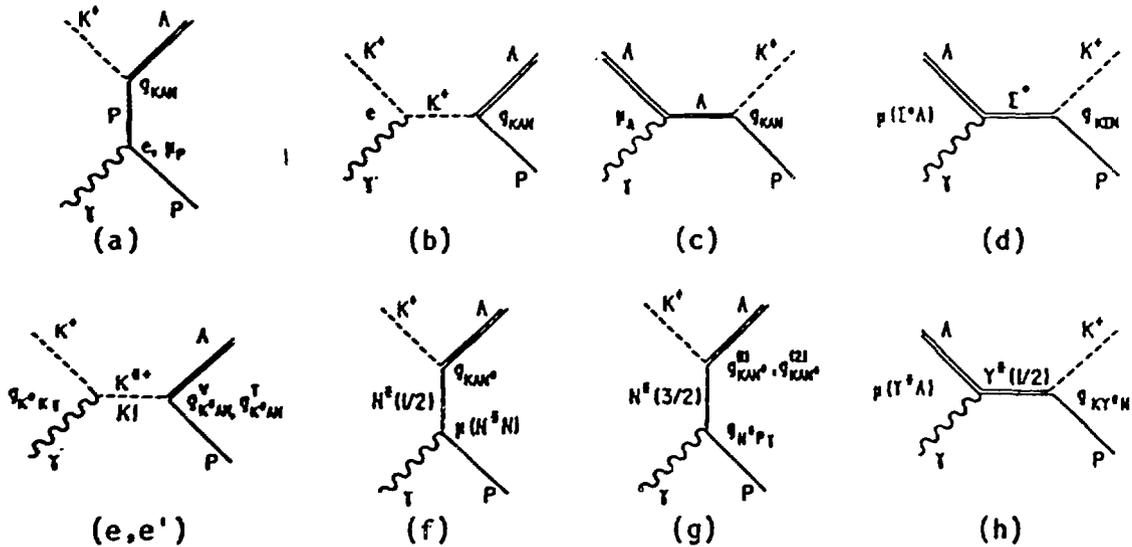


Fig 1: Diagrammes de Feynmann
 (a)-(c) montre les termes de Born (d) correspond à l'échange d'un Σ^0 (e) et (e') Résonances K^{*+} et K^1 spin -1 (f) et (g) Résonances de spin 1/2 et 3/2 et (h) Résonances hyperoniques de spin 1/2.

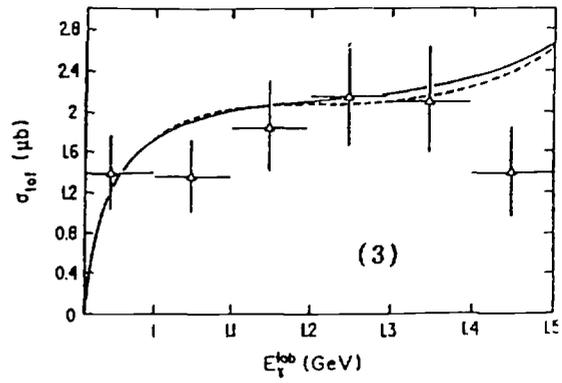
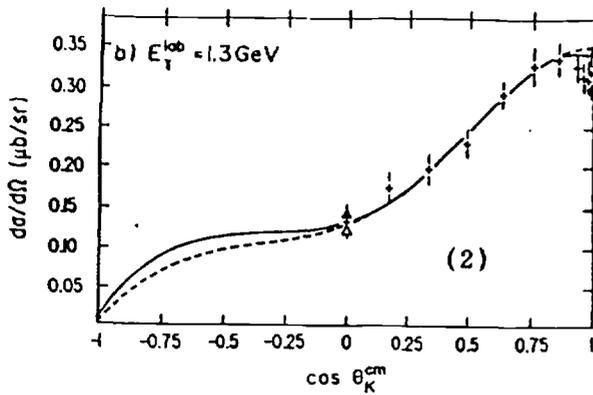


Fig 2: Distribution angulaire de la section efficace différentielle . à 1.3 Gev. Les courbes en plein et en pointillé correspondent respectivement aux modèles 1 et 2.

Fig 3: Section efficace totale en fonction de l'énergie du photon.

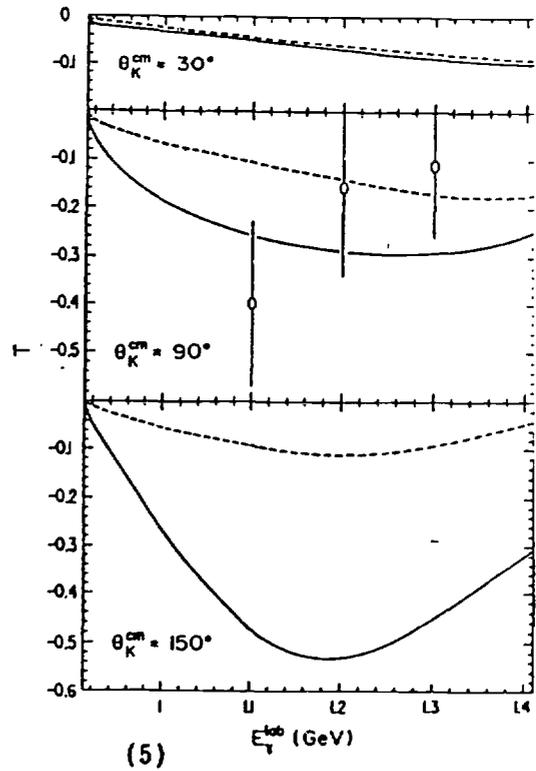
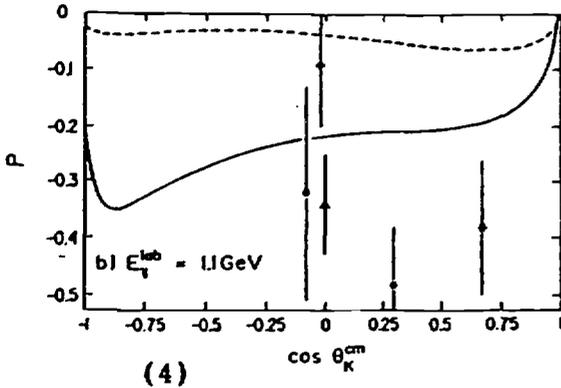
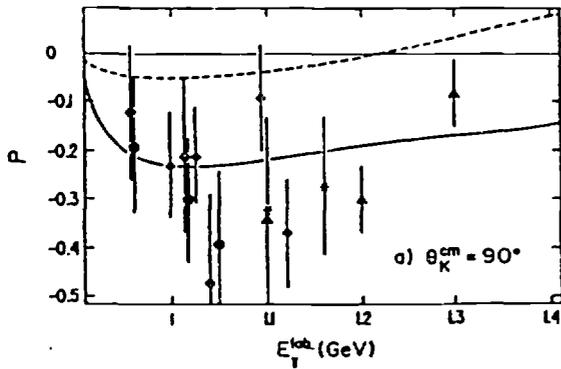


Fig 4: Asymétries correspondant à la polarisation du Lambda en fonction de l'énergie du photon d'une part et en fonction de l'angle du kaon d'autre part.

Fig 5: Asymétrie correspondant à une cible polarisée en fonction de l'énergie du photon pour des angles du kaon égaux à 30, 90 et 150°.

De la référence 6

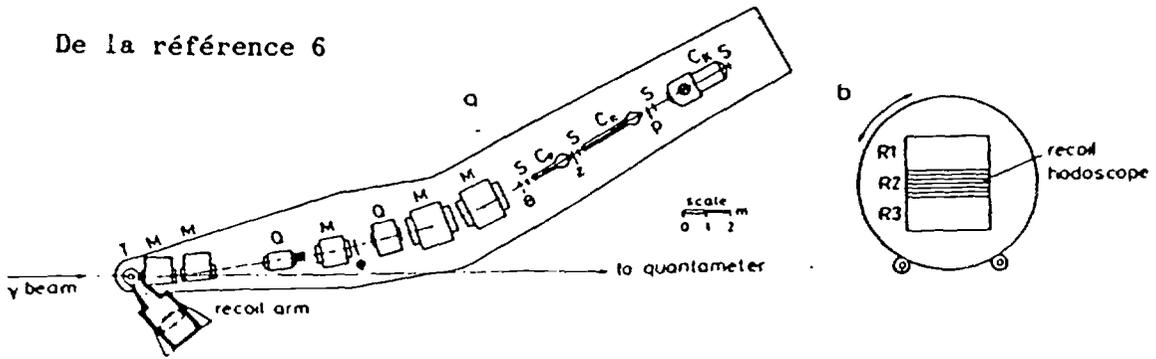


Fig 6: Expérience type de photo-production avec une voie kaon et une voie proton permettant de mesurer la polarisation du Lambda (de la référence⁶).

De la référence 7

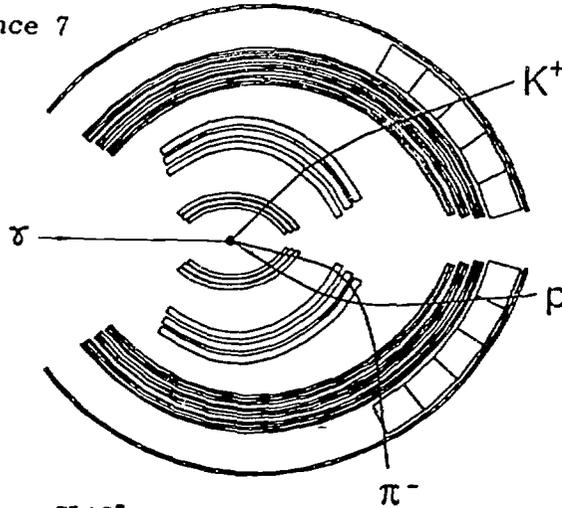
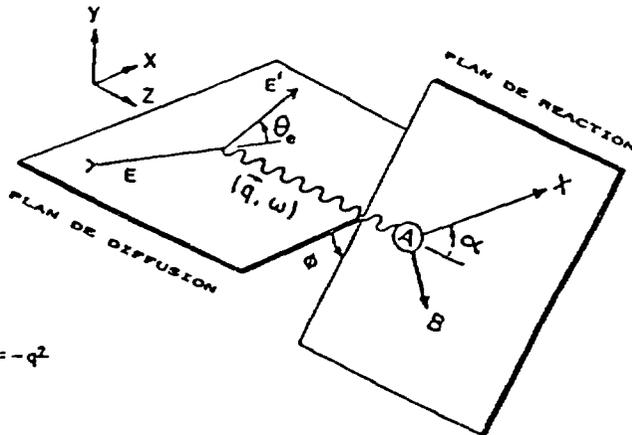


Fig 7: Le détecteur CLAS⁷.



$$q^2 = \omega^2 - \vec{q}^2 ; Q^2 = -q^2$$

$$w^2 = (M_A + \omega)^2 - \vec{q}^2$$

Fig 8: Les variables cinématiques de l'électroproduction.

De la référence 11

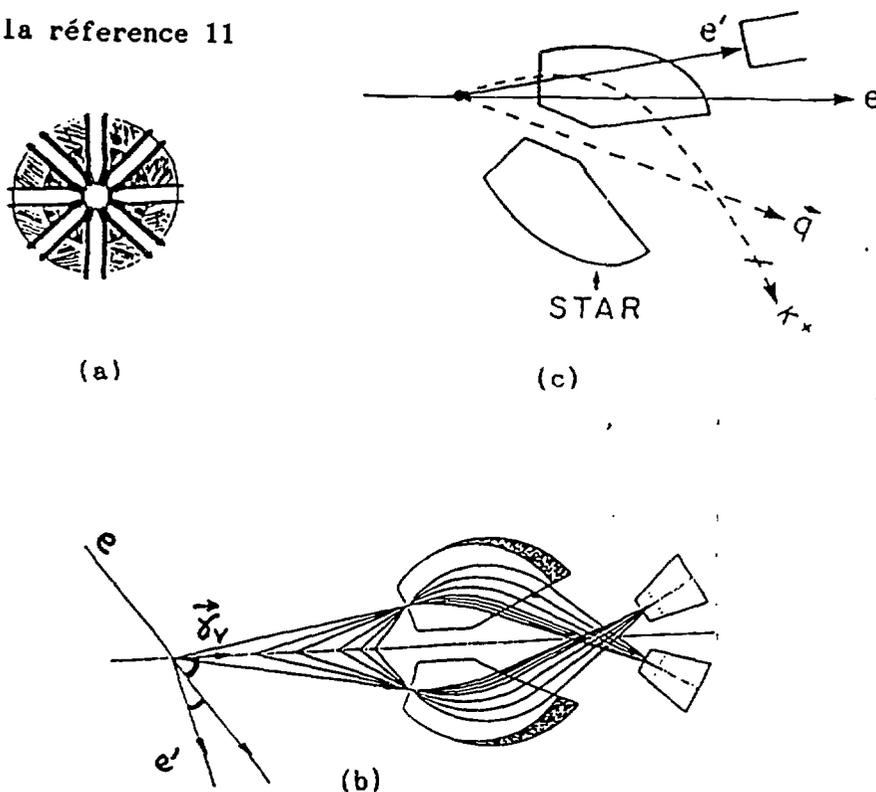


Fig 9: Le détecteur STAR¹¹.

(a)- Vue transverse montrant le découpage de l'angle en huit secteurs.

(b)- Vue montrant la position du détecteur dans la direction d'émission du photon virtuel. L'acceptance angulaire relatif au kaon est alors modifié en déplaçant le spectromètre par rapport au point cible.

(c)- Idem (b), mais pour les kaons ayant des angles d'émission très faibles. Dans ce cas, le faisceau a la possibilité de traverser le détecteur.

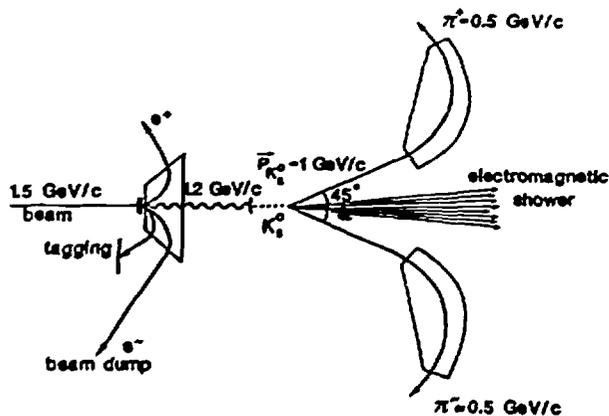


Fig 10: Dispositif expérimental pour l'étude des hypernoyaux avec émission de K^0 . Celui-ci est alors mesuré par ses produits de désintégration.