

FR 8800637

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

CEA-CONF —9202

Service de Documentation

F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

L3

ETUDE DE L'ETRANGETE DANS LES NOYAUX LEGERS :  
PERSPECTIVES EN  $(e, e')$

Babinet, R.

CEA CEN Saclay, 91 Gif sur Yvette (France)  
Département de physique nucléaire

Communication présentée à : Workshop on intermediate energies  
Grenoble (France)  
3-6 Jun. 1987

## INTRODUCTION

Cet exposé est volontairement limité à la présentation de quelques éléments de réflexion sur l'avenir d'un programme d'étude des hypernoyaux utilisant la sonde électromagnétique. Ce programme s'inscrit dans le cadre plus général de l'étude de l'étrangeté dans la matière nucléaire, pour lequel plusieurs exposés ont déjà été présentés aux journées d'études de Lyon, Clermont-Ferrand et Orsay<sup>[1-6]</sup>. L'un des sujets discutés à cette occasion, la photo(électro)-production de  $K$  sur le nucléon<sup>[1]</sup>, constitue un programme systématique indispensable qui devra être abordé au préalable. En effet la connaissance actuelle de l'opérateur élémentaire ( $\tau p \rightarrow K^+ \Lambda$ ) est sans doute suffisante pour une évaluation des sections efficaces de photo(électro)-production des hypernoyaux, mais les incertitudes sont encore trop grandes, particulièrement en ce qui concerne les constantes de couplages  $g_{KAN}^2$  et  $g_{K\Lambda N}^2$ , pour tirer tout le bénéfice possible d'une étude systématique de la spectroscopie des hypernoyaux. Il semble aussi assez clair que l'étude de la production de kaon sur le deutérium et les noyaux de masse  $A=3$ <sup>[2]</sup>, peut faire partie du programme de première génération auprès des futurs accélérateurs d'électrons (quelques GeV, 100% de cycle utile). Pourvu que la production sur le nucléon soit bien comprise, ce programme permet de généraliser l'étude de l'interaction baryon-baryon au cas des particules étranges du type  $\Lambda N$  et  $\Sigma N$ . C'est aussi une voie privilégiée pour l'étude de la courte portée ou des forces à trois corps dans la matière nucléaire, puisque l'interaction  $\Lambda$ -nucléon est dominée par l'échange de deux pions (la longue portée due à l'échange d'un pion est supprimée par la conservation d'isospin). Reste donc à situer la place du programme plus spécifique d'étude des hypernoyaux. Les motivations fondamentales qui sous-tendent un tel programme ont été présentées dans les exposés de Zofka<sup>[7]</sup> et Catz<sup>[8]</sup>. En bref, il s'agit d'une part d'étudier l'influence du milieu nucléaire sur l'interaction baryon-baryon et, d'autre part, d'utiliser la particule  $\Lambda$  comme sonde pour des études de spectroscopie sur les couches profondes des noyaux. Ces motivations sont bien entendu indépendantes de la méthode de production: voies hadroniques comme les réactions  $(K^-, \pi^-)$ ,  $(\pi^+, K^+)$ ,  $(p, K^+)$ ,  $(p, p'K^+)$ , etc... ou voies électromagnétiques  $(\gamma, K^+)$ ,  $(e, e'K^+)$ . Le but de cet exposé est donc, en premier lieu, de montrer l'intérêt tout particulier de la voie électromagnétique qui justifie cette approche malgré la faible valeur des sections efficaces. Par la suite nous examinerons plus en détail les différentes méthodes expérimentales

actuellement envisagées: photons réels, électroproduction à grand angle et électroproduction par photons quasi-réels à zéro degré. Finalement nous rappellerons en conclusion les conséquences prévisibles d'un tel programme sur les caractéristiques du faisceau et des équipements expérimentaux.

## I. Pourquoi la voie électromagnétique?

Historiquement le programme d'étude des hypernoyaux s'est surtout développé au CERN à partir des années 1975 en utilisant la réaction de transfert d'étrangeté ( $K^-, \pi^-$ ). Le choix possible d'une cinématique "sans recul" où le transfert d'impulsion au noyau cible est voisin de zéro ( $|\vec{T}| = 0$ ) permet de produire des états hypernucléaires dits de substitution (un neutron est remplacé par une particule  $\Lambda$  sur la même couche, configuration  $j_n^{-1}, j_\Lambda$ ) avec une section efficace de l'ordre de 1 mb/sr. Par comparaison, la **section efficace totale** de photoproduction ( $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ) n'est que de 1  $\mu$ b dans la région optimale. On conçoit donc bien toute la difficulté du programme de photo(électro)-production d'hypernoyaux.

De façon plus quantitative, les données de la figure 1 nous donnent déjà des indications précises sur les caractéristiques d'un accélérateur permettant d'aborder cette étude. L'énergie optimale (en photon) se situe entre 1 et 2 GeV, ce qui donne une limite inférieure pour le faisceau d'électron; par ailleurs, la faible section efficace du processus conduit à utiliser de fortes intensités, la nécessité d'effectuer des mesures en coïncidence (kaon sortant et électron diffusé, puisque même en photon réel il faudra étiqueter le photon) impose donc un grand cycle utile, environ 100%. Ces caractéristiques sont celles de la nouvelle génération des accélérateurs d'électrons pour la physique nucléaire. Il n'est donc pas surprenant que le sujet des hypernoyaux ait été largement discuté pour l'élaboration d'un programme de recherche auprès de CEBAF, et les nombreux rapports publiés à cette occasion<sup>[9-11]</sup> ont fortement inspiré le contenu de cet exposé.

Revenant à notre comparaison des différentes sondes, leurs avantages et inconvénients respectifs pour l'étude des hypernoyaux s'apprécient le plus simplement au vu des deux caractéristiques suivantes: l'impulsion transférée à l'hypernoyau et l'importance de la distorsion dans les voies d'entrée et de sortie de la réaction. Ce sont ces aspects que nous allons maintenant discuter plus en détail.

## 1.1 Impulsion transférée

Traditionnellement, la réaction ( $K^-, \pi^-$ ) en vol est présentée comme possédant le double avantage résultant du choix de la cinématique "sans recul". En premier lieu, la section efficace décroît fortement avec l'impulsion transférée (caractéristique générale de la fonction de réponse des noyaux), on se place donc dans un cas très favorable lorsque  $|\vec{T}| = 0$ . D'autre part, cette cinématique donne une forte sélectivité vers les états de substitution. En fait ce dernier aspect n'est un réel avantage que parce qu'il conduit à des spectres plus simples où les différents états peuvent être aisément séparés, même dans des expériences à mauvaise résolution. L'intérêt en est évident puisque la faible intensité disponible des faisceaux de kaons doit être compensée par une forte épaisseur de cible.

Pour une étude spectroscopique approfondie des autres états hypernucléaires, particulièrement des niveaux profonds où la particule  $\Lambda$  se trouve sur les couches internes du noyau, il est nécessaire de disposer d'un mécanisme de réaction qui peuple plus directement ces niveaux. L'utilisation de  $K^-$  à l'arrêt ou la réaction ( $\pi^+, K^+$ ) sont deux candidats favorables pour lesquels des programmes expérimentaux sont en cours à BNL<sup>[12]</sup> et à KEK<sup>[13]</sup>. L'impulsion transférée dans ces réactions est de l'ordre de 300 MeV/c; ceci conduit à des sections efficaces 10 à 100 fois plus petites que pour la cinématique ( $K^-, \pi^-$ ) "sans recul". La comparaison au processus de photoproduction n'est donc plus aussi défavorable. Sur la figure 2, nous avons reporté la cinématique de la réaction  $^{12}\text{C}(\gamma, K^+)^{12}_{\Lambda}\text{B}$  pour différentes valeurs de l'énergie du photon incident. On remarque que, à zéro degré, l'impulsion transférée décroît lorsque l'énergie du photon augmente. Ceci conduira donc à s'éloigner de la région du seuil, vers les hautes énergies, bien que la section efficace totale du processus élémentaire soit alors plus faible (cf. figure 1). Finalement, en ce qui concerne l'impulsion transférée, la réaction de photoproduction est tout à fait comparable aux autres réactions hadroniques actuellement utilisées.

## 1.2 Distorsion

Le deuxième aspect sur lequel nous voulons particulièrement insister est celui de la distorsion. Une des difficultés majeures de la réaction ( $K^-, \pi^-$ ) vient du fait que le kaon et le pion interagissent tous deux fortement avec la matière nucléaire. En conséquence, une analyse spectroscopique fine qui dépasse la seule

connaissance des niveaux d'énergie des états hypernucléaires pour prédire quantitativement les probabilités d'excitation de ces différents états semble extrêmement difficile. Cette prédiction dépend non seulement des fonctions d'onde hypernucléaires que l'on souhaiterait déterminer, mais simultanément de la façon dont sont prises en compte les distorsions du kaon et du pion dans les voies d'entrée et de sortie. Pour de telles particules, la distorsion domine le mécanisme de réaction et l'information sur les fonctions d'onde est complètement masquée. La situation est un peu plus favorable pour la réaction  $(\pi^+, K^+)$  puisque le  $K^+$  (contrairement au  $K^-$ ) interagit faiblement avec la matière nucléaire (figure 3); la distorsion du  $\pi^+$  reste cependant très importante. Finalement, il semble difficile d'imaginer une situation plus optimale que la réaction de photoproduction  $(\gamma, K^+)$ . Non seulement le photon (réel ou virtuel) est une sonde de volume (faible interaction avec la matière nucléaire) caractérisée par un mécanisme en une étape, mais, comme pour la réaction  $(\pi^+, K^+)$ , la distorsion du kaon sortant reste faible ( $< 10\%$ <sup>[9]</sup>). De façon plus précise la probabilité de transition est contrôlée par l'élément de matrice:

$$M_{fi} = \langle \Psi_{HY}^f | e^{-i\vec{K}\cdot\vec{x}} e^{-i\vec{Q}\cdot\vec{x}} \tilde{O}_{tr} | \Psi_N^i \rangle \quad (1)$$

où:

- $\Psi_N^i$  et  $\Psi_{HY}^f$  sont respectivement les fonctions d'ondes du noyau initial et de l'hypernoyau final;
- $\exp(-i\vec{Q}\cdot\vec{x})$  et  $\exp(-i\vec{K}\cdot\vec{x})$  caractérisent les ondes planes associées au photon incident et au kaon sortant (faible distorsion)
- $\tilde{O}_{tr}$  est un opérateur de transition dont la structure est donnée par l'opérateur élémentaire qui décrit la production d'étrangeté sur le nucléon.

Les deux exponentielles peuvent être regroupées en faisant apparaître l'impulsion transférée au noyau  $\vec{T} = \vec{Q} - \vec{K}$ . La probabilité de photo(électro)-production donne donc essentiellement une mesure du facteur de forme de transition noyau-hypernoyau en fonction de l'impulsion transférée ( $\vec{T}$ ) et cette dernière est directement obtenue à partir de l'impulsion du kaon sortant. C'est cette caractéristique plus que toute autre qui rend si attrayante (malgré les difficultés expérimentales) la production d'hypernoyaux par voie électromagnétique.

La forme de l'élément de matrice (éq. 1) permet en outre de comprendre qualitativement certaines caractéristiques de la photoproduction d'hypernoyaux.

En ce qui concerne tout d'abord la production d'états hypernucléaires du type trou de surface pour le proton et particule  $\Lambda$  sur une couche interne ( $^1S_{1/2}$ ), les parties radiales des fonctions d'onde interviennent dans une intégrale du type:

$$\int r^2 dr \psi_{\Lambda}^{^1S_{1/2}}(r)^* \cdot j_L(\text{Tr}) \cdot \psi_p^{\text{surface}}(r) \quad (2)$$

Le "recouvrement" des fonctions d'onde s'améliore lorsque  $L$  augmente; ceci favorise donc la **population d'états de spins élevés**. Inversement, le recouvrement est très mauvais lorsque  $|\vec{T}| = 0$ ; ainsi, contrairement à une idée trop répandue, l'impulsion transférée de quelques 100 MeV/c qui caractérise aussi bien la réaction  $(\pi^+, K^+)$  que  $(\gamma, K^+)$  n'est pas un handicap, c'est même un avantage certain pour peupler directement les états hypernucléaires profonds.

Une autre caractéristique de la réaction de photoproduction provient de la structure de l'opérateur de transition; un des termes dominants dans  $\vec{O}_{tr}$  est de la forme  $\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}$  où  $\vec{\epsilon}$  caractérise la polarisation du photon et  $\vec{\sigma}$  sont les opérateurs standards de spin. On peut donc exciter des transitions de spin-flip (spin du  $\Lambda$  opposé au spin du proton initial) conduisant à des états de parité non naturelle; ces états ne sont pas directement excités dans les réactions  $(K^-, \pi^-)$  et  $(\pi^+, K^+)$ , le pion et le kaon étant tout deux des mésons du type  $J^{\pi} = 0^-$ . La réaction de photo(électro)-production peuple donc des doublets d'états correspondant à la même configuration (particule  $\Lambda$ , trou de proton) avec les deux états de spin pour le  $\Lambda$ . La séparation de ces deux états pour les différents doublets donne la partie spin-spin de l'interaction  $\Lambda N$ , il paraît donc essentiel d'effectuer des mesures avec une résolution suffisante (quelques 100 keV) pour pouvoir isoler ces différents états. C'est là a priori une difficulté supplémentaire du programme de photo(électro)-production d'hypernoyaux. Nous verrons en fait que, peuplant des états liés discrets, la résolution est un atout majeur qui se retrouve dans le rapport signal/fortuites de la mesure.

Finalement, pour étudier la faisabilité de ce programme expérimental, il est nécessaire de disposer d'une évaluation des sections efficaces de production des différents états hypernucléaires. Plusieurs calculs<sup>[9,11]</sup> prenant en compte une description rudimentaire de l'opérateur élémentaire (termes de Born, pas de résonance) et l'état actuel de nos connaissances sur l'interaction effective  $\Lambda$ -nucléon (pour le calcul des fonctions d'onde hypernucléaires) ont été effectués ces dernières années. Nous présentons sur la figure 4 le calcul de Donnelly<sup>[9]</sup> sur la réaction  $^{12}_C(\gamma, p)^{12}_B_{\Lambda}$  avec des photons de 2 GeV. On remarque, comme prévu,

l'excitation des doublets d'états de même configuration ( $j_{\Lambda}, j_{\text{p}}^{-1}$ ) dont la population relative varie en fonction de l'impulsion transférée (angle de détection du kaon). Typiquement, les sections efficaces sont de 0.1  $\mu\text{b/sr}$  par niveau, à zéro degré, et décroissent rapidement en fonction de l'impulsion transférée (notez le changement d'échelle entre  $\theta_{\text{K}} = 0^{\circ}$  et  $\theta_{\text{K}} = 10^{\circ}$ ). Enfin les calculs plus récents de Cohen<sup>[11]</sup> pour des noyaux plus lourds indiquent des sections efficaces du même ordre de grandeur.

## II Quel dispositif expérimental?

Nous avons déjà indiqué que le dispositif expérimental devrait permettre des mesures à bonne résolution ( $\leq 500$  keV); à noter que ce seul point représente un progrès certain par rapport aux mesures hadroniques actuellement en cours. Il existe en outre un critère de taux de comptage (précision statistique) pour évaluer la faisabilité d'une expérience. Quelque peu arbitrairement nous avons fixé la limite à quelques coups par heure et par niveau ce qui laisse espérer que des précisions de l'ordre de 5% peuvent être atteintes en un temps raisonnable, sous réserve bien entendu que le rapport signal/fortuites reste grand devant l'unité. Ces trois éléments: résolution en énergie, taux de comptage et taux de fortuites vont maintenant nous servir de guide pour comparer différents dispositifs.

### II.1 Installation de photons étiquetés.

En ce qui concerne le programme des hypernoyaux, l'apport de l'électroproduction (réaction  $(e, e'K)$  avec par exemple la possibilité d'effectuer des séparations longitudinales-transverses) comparée à la photoproduction ne paraît pas essentielle, au moins dans une première étape. Il est donc naturel d'étudier dans quelle mesure une installation de photons étiquetés peut répondre aux objectifs fixés; d'autant plus que cette technique impose le minimum de contraintes en énergie puisque l'électron incident a une énergie voisine de celle de photon étiqueté. Le schéma d'un poste expérimental de ce type est indiqué sur la figure 5. La partie étiquetage est séparée de la partie production d'étrangeté ( $\gamma, K^+$ ) qui se trouve avantageusement localisée derrière un mur de protection. Les flux maximums de photons étiquetés que l'on puisse actuellement envisager sont de l'ordre de  $10^7 \gamma/\text{s}$ , par voie d'étiquetage. Ceci peut être obtenu avec les caractéristiques suivantes<sup>[14]</sup>:

faisceau primaire:

$$E_e = 2 \text{ GeV}$$

$$I_e = 13 \mu\text{A} = 0,8 \cdot 10^{14} \text{ e}^-/\text{s}$$

cible de radiation:  $x = 10^{-3} L_R$  (tantale)  
 faisceau diffusée:  $E_e = 0,1 \text{ GeV}$   
 largeur d'une voie d'étiquetage:  $\Delta E_e = 0,25 \text{ MeV}$   
 flux de  $\gamma$ :  $\Phi_\gamma = (\Delta E_\gamma / E_\gamma) \cdot (x / L_R) \cdot \Phi_e = 10^7 \gamma/s$

En ce qui concerne la détection des kaons, on peut envisager la réalisation d'un spectromètre d'angle solide 15 msr travaillant au voisinage de zéro degré. Compte tenu de l'énergie des kaons sortants ( $T_K^{\text{max}} = 1,3 \text{ GeV}$  à  $0^\circ$ ), le taux de survie pour une détection à 15-20 mètres de la cible est de 20%. Ceci donne finalement un taux de comptage par voie d'étiquetage, pour la réaction  $^{12}_C(\gamma, K)^{12}_\Lambda B(\text{g.s.})$  par exemple:

$$\begin{aligned}
 N_C [^{12}_\Lambda B(\text{g.s.})] &= \Phi_\gamma \cdot \frac{N}{A} \cdot x \text{ (g/cm}^2\text{)} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_K} \cdot f_K \cdot \Delta\Omega_K \\
 &= 10^7 \cdot \frac{6 \cdot 10^{23}}{12} \cdot x \cdot 0,1 \cdot 10^{-30} \cdot 0,2 \cdot 15 \cdot 10^{-3} \\
 &= 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot x \text{ coups/s}
 \end{aligned}$$

$$N_{\text{coinc.}} = 0,5 \cdot x \text{ coups/heure}$$

Même en multipliant le nombre de voies d'étiquetage, on est donc conduit, pour avoir des taux de comptage raisonnables, à utiliser des épaisseurs de cible  $x$  de l'ordre du  $\text{g/cm}^2$ . Pour le carbone, 20 voies d'étiquetage et  $x = 1 \text{ g/cm}^2$  ne donnent, au maximum de la section efficace, que 10 coups par heure. Il semble tout à fait irréaliste de tolérer un taux de comptage inférieur puisque l'on doit étudier la dépendance en impulsion transférée et que la section efficace décroît très fortement avec  $\theta_K$ . Malheureusement, des épaisseurs de cible de l'ordre du  $\text{g/cm}^2$  donnent une incertitude en énergie supérieure au MeV pour la seule contribution de la cible. Il ressort donc de cette discussion que le critère de résolution en énergie ne peut être atteint avec une installation standard de photons étiquetés. Il est important de noter que la limitation vient des capacités d'étiquetage des photons ( $10^7 \gamma/s$ ), ce qui conduit à travailler avec des cibles trop épaisses. Or un tel flux est déjà atteint avec une intensité modérée ( $10 \mu\text{A}$ ) du faisceau d'électrons incidents. On peut donc envisager de travailler en électroproduction ( $\gamma$  virtuel) sur une cible plus mince en augmentant l'intensité du faisceau.

## 11.2 Electroproduction d'hypernoyaux.

La nature hors-couche des photons virtuels tend à augmenter l'impulsion transférée au noyau; ceci diminue les sections efficaces et on est donc contraint à se limiter à des photons quasi-réels ( $q \sim \omega$ ). De plus, comme pour la photoproduction, les kaons seront détectés au voisinage de la direction du photon virtuel. Dans ces conditions, il existe une relation approchée entre les sections efficaces de photo- et d'électro-production<sup>[9]</sup>:

$$\left. \frac{d^3\sigma}{d\Omega_e d\Omega_K dE_K} \right|_{\substack{\sin\theta_K \ll 1 \\ |Q^2/q^2| \ll 1}} \sim \frac{\alpha}{8\pi^2} \cdot [1+(\epsilon'/\epsilon)^2] \cdot \frac{1}{E_\gamma \sin^2\theta_\epsilon/2} \cdot \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{(\gamma, K)} \quad (3)$$

La relation ci-dessus a été utilisée par Donnelly pour calculer les sections efficaces présentées sur la figure 6. Dans la configuration  $\epsilon = 4$  GeV et  $\epsilon' = 2$  GeV le photon virtuel a la même énergie que l'électron diffusé et ils sont donc émis symétriquement par rapport au faisceau incident. Ceci explique la position des maximums de section efficace qui apparaissent lorsque le kaon se trouve dans la direction du photon virtuel. Il est clair, au vu de ces résultats, que l'on souhaiterait pouvoir effectuer les mesures aux angles les plus avant. Malheureusement ceci peut s'avérer irréaliste du point de vue pratique, particulièrement si l'on veut utiliser les mêmes spectromètres que ceux destinés aux programmes de première génération sur les processus  $(e, e'N)$ . B. Mecking<sup>[10]</sup> a ainsi évalué les taux de comptage attendus pour le dispositif expérimental décrit schématiquement sur la figure 7. Le résultat pour notre réaction de référence  $^{12}\text{C}(e, e'K^+) ^{12}\text{B}(g.s.)$  est:

$$\begin{aligned} N_C [^{12}\text{B}(g.s.)] &= \Phi_e \cdot \frac{N}{A} \cdot x \cdot \frac{d^3\sigma}{d\Omega_K dE_e d\Omega_{e'}} \cdot f_K \cdot \Delta\Omega_K \cdot \Delta E_{e'} \cdot \Delta\Omega_{e'} \\ &= 6,2 \cdot 10^{14} \cdot \frac{6 \cdot 10^{23}}{12} \cdot 0,1 \cdot 7 \cdot 10^{-35} \cdot 0,25 \cdot 2 \cdot 10^{-2} \cdot 0,2 \cdot 10^{-2} \\ &\approx 0,22 \cdot 10^{-2} \text{ coups/s} \end{aligned}$$

$N_{\text{coinc.}} = 8 \text{ coups/heure}$
---

La résolution totale en énergie peut être estimée à:

faisceau primaire:	$10^{-4} \cdot 4 \text{ GeV}$	.....	400 keV
électron diffusé:	$10^{-4} \cdot 2 \text{ GeV}$	.....	200 keV
kaon (spectro):	$10^{-4} \cdot 2 \text{ GeV}$	.....	200 keV
kaon (cible):		.....	200 keV
$\Delta E$ total		.....	$\sim 500 \text{ keV}$

Enfin, les taux de comptage en simple ont été calculés à partir des hypothèses suivantes:

1. Diffusion inélastique d'électrons, section efficace différentielle par nucléon:  $d^2\sigma/d\Omega_e dE_e = 0,2 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$ , soit, pour  $\Delta E = 1 \text{ MeV}$ ,  $N_e = 70 \text{ e}^-/\text{s}$ .

2. Production de  $K^+$ :

- Flux de photon virtuel:  $dN_\gamma = 0,02 N_e (dE_\gamma/E_\gamma)$ , soit  $N_\gamma (0 \text{ à } 2 \text{ GeV}) = 8,3 \cdot 10^{12} \gamma/\text{s}$

- Section efficace totale de photoproduction ( $K^+\Lambda$ ), ( $K^+\Sigma$ ), ( $K^+K^-$ ), etc...

$$\sigma_{\text{tot}} = 4 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$$

- Section efficace différentielle associée

$$d^2\sigma/d\Omega_k dp_k = 5 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1} \cdot (\text{MeV}/c)^{-1}$$

D'où l'on tire finalement, pour  $\Delta E_K = 1 \text{ MeV}$ :  $N_K = 12 \text{ K}^+/\text{s}$

Soit encore un taux de fortuites pour une résolution en temps de 2 ns:

$$F = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ coups/s (pour } \Delta E_K = \Delta E_e = 1 \text{ MeV )}$$

En résumé, les caractéristiques d'un dispositif expérimental pour l'électroproduction d'hypernoyaux à "grand angle" ( $\theta_e = 15^\circ$ ) pourraient être les suivantes:

- $N_{\text{coinc.}} \sim 8 \text{ coups/s}$  pour un niveau, au maximum de la section efficace.
- $S/F \sim 6$
- $\Delta t = 2 \text{ ns}$
- $\Delta E \sim 500 \text{ keV}$

Ces valeurs permettent d'envisager la mesure, mais ne laisse guère de marge pour d'éventuelles incertitudes dans les évaluations ci-dessus. De plus, la résolution en masse invariante, d'environ 500 keV, est plutôt trop grande. Comme cette valeur est dominée par la contribution du faisceau, il est souhaitable d'étudier plus en détail une solution à plus basse énergie (par exemple  $E_e = 3 \text{ GeV}$  et  $E_e = 1 \text{ GeV}$ ) qui permette de gagner à la fois sur l'électron incident et l'électron diffusé.

Enfin les calculs de cinématique montrent que l'impulsion minimale transférée au noyau reste grande pour la configuration initiale ( $\theta_e = \theta_K = 15^\circ$ ) soit  $|\vec{T}| \sim 350$  MeV/c. Il est donc aussi souhaitable de diminuer l'angle entre les deux spectromètres; ceci augmente en outre la section efficace:  $\sigma^3(\text{cm}^2/\text{GeV.Sr}^2) \sim 7 \cdot 10^{-34}$  pour  $\theta_e = 10^\circ, \theta_K = 6^\circ, E_e = 3$  GeV et  $E_{e'} = 1$  GeV à comparer à  $\sigma^3(\text{cm}^2/\text{GeV.Sr}^2) \sim 7 \cdot 10^{-35}$  pour  $\theta_e = 15^\circ, \theta_K = 15^\circ, E_e = 4$  GeV et  $E_{e'} = 2$  GeV. Malheureusement, une telle solution implique sans doute la construction d'un équipement spécifique pour ce programme expérimental (spectromètres avec aimant "split-pole" pour pouvoir atteindre des angles relatifs petits).

Quitte à effectuer un tel investissement, il existe une autre possibilité proposée par C. Hyde-Wright<sup>[14]</sup>, utilisant les caractéristiques du flux de photons virtuels à zéro degré. Il apparaît en effet que pour une cible très mince ( $x \ll 0,02 L_R$ ) les coïncidences à zéro degré sont dominées par le flux de photons virtuels, bien que le flux de photons réels (bremsstrahlung) domine la production inclusive d'électrons. Autrement dit, en revenant à une installation du type étiquetage de photon mais dans laquelle la cible de radiation et la cible nucléaire sont confondues, on peut espérer gagner sur le taux de comptage (par rapport à notre première évaluation) sans détériorer la résolution. Le schéma de principe d'un tel dispositif est présenté sur la figure 8. Les taux de comptage évalués par Hyde-Wright sont:

$$N_{\text{coinc.}} = \phi_e \cdot \frac{t^v}{L_R} \cdot \frac{\Delta\omega}{w} \cdot L_R \cdot \frac{t}{L_R} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_K} \cdot \Delta\Omega_K \cdot f_K$$

avec

$\phi_e = 80$ nA	$\Delta\omega = 200$ MeV
$L_R = 43$ g/cm <sup>2</sup>	$d\sigma/d\Omega_K = 0,1 \cdot 10^{-30}$ cm <sup>2</sup> .sr <sup>-1</sup>
$t = 10^{-3} L_R$	$\Delta\Omega_K = 15$ msr
$t^v = 0,02 L_R$	$f_K = 0,5$ ( $L_{\text{spectro}} = 10$ m)

L'angle solide du spectromètre d'électrons est pris en compte implicitement dans l'épaisseur effective  $t^v \sim 0,02$ ; il est tel que la majorité du flux de photons virtuels soit détectée. Ceci donne finalement:

$$N_{\text{coinc.}} = 5,4 \text{ coups/heure}$$

Ce résultat est tout à fait comparable au dispositif d'électroproduction à grand angle ( $\theta_e = \theta_K = 15^\circ$ ). Par contre, les énergies d'électrons (incidents et diffusés), de même que l'épaisseur de cible sont beaucoup plus faibles. Ceci se retrouve directement dans la résolution en masse manquante que l'on peut estimer à  $\sim 300$  keV. Enfin, non seulement cette résolution est meilleure que précédemment, mais l'intensité du faisceau est aussi beaucoup plus faible ce qui conduit à un meilleur rapport signal/fortuités: S/F  $\sim 20$ .

Sous réserve d'une étude plus détaillée du dispositif expérimental qui doit permettre la détection en coïncidence de l'électron et du kaon au voisinage de zéro degré (aimant dipolaire au niveau de la cible), cette dernière solution paraît donc la plus performante.

## CONCLUSION

En résumé, il nous semble que l'étude de la spectroscopie des hypernoyaux par la sonde électromagnétique présente un intérêt majeur, même à moyen terme. L'atout principal de la photo(électro)-production d'hypernoyaux comparée aux autres réactions ( $\pi^+, K^+$ ) et ( $K^-, \pi^-$ ), ne vient pas tant de la nature de la réaction (production d'hypernoyaux différents, i.e.  $^{12}_C(\pi^+, K^+)^{12}_\Lambda C$  comparé à  $^{12}_C(\gamma, K^+)^{12}_\Lambda B$ ) ni même de sa sélectivité particulière (états de spin élevé et excitation de niveaux de parité non naturelle) mais de la caractéristique unique de la réaction de photoproduction de permettre une détermination quasi-directe des facteurs de forme de transition noyau-hypernoyau. Un programme systématique devra donc s'attacher à effectuer cette détermination et non pas seulement à préciser la position en énergie des différents états hypernucléaires; en fait, cette dernière détermination pourrait être obtenue dans le cadre des programmes hadroniques existants par l'étude de la décroissance par rayons- $\gamma$  ou particules chargées des états de plus hautes excitations<sup>[15]</sup>.

Du point de vue pratique, l'étude devra être faite en fonction du moment transféré ( $|\vec{T}| \sim 250$  à  $450$  MeV/c) et avec une résolution suffisante pour pouvoir isoler les états d'un même doublet de configuration  $j_p^{-1}, j_\Lambda$  ( $\leq 500$  keV). Parmi les dispositifs expérimentaux a priori envisageables, il apparaît clairement qu'un dispositif de photons étiquetés, qui implique l'utilisation de cibles épaisses (flux limité), ne permet pas d'aborder une étude systématique des hypernoyaux dans des conditions satisfaisantes. L'électroproduction à "grand angle" reste une possibilité dans la mesure où les spectromètres qui seront nécessairement

construits pour le programme (e,e'N) pourront être utilisés; c'est aussi la seule voie possible si des séparations du type longitudinal-transverse s'avèrent intéressantes<sup>[16]</sup>. Il est cependant probable qu'un équipement spécialisé devra être construit; dans ces conditions, le dispositif d'électroproduction par photon quasi réel à zéro degré reste sans doute la technique la plus appropriée; l'utilisation simultanée d'une cible très mince et d'une intensité de faisceau faible permet de contrôler au mieux les problèmes de résolution et laisse la voie ouverte pour compléter le dispositif par une détection des produits hadroniques au voisinage de la cible<sup>[17]</sup>.

## LEGENDE DES FIGURES

### Figure 1:

Section efficace totale de la réaction ( $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ) en fonction de l'énergie du photon incident. Le seuil de la réaction sur le nucléon est à 911 MeV (Landolt-Bornstein: *Photoproduction of elementary particles group 1*, Vol. 8 page 334).

### Figure 2:

Impulsion transférée à l'hypernoyau en fonction de l'angle de détection du kaon pour différentes énergies du photon incident. Vers l'avant, l'impulsion transférée décroît avec l'énergie.

### Figure 3:

Comparaison entre les libres parcours moyens de différentes particules dans la matière nucléaire. La différence frappante entre  $K^+$  et  $K^-$  peut facilement se comprendre à partir de la structure en quarks présentée au bas de la figure; l'annihilation  $K^- p$  peut donner une résonance étrange à 3 quarks ce qui n'est pas le cas pour le  $K^+$  (pas d'annihilation)<sup>[2]</sup>.

### Figure 4:

Sections efficaces différentielles, par niveaux, pour les états discrets du  $^{12}_\Lambda B$  excités par photoproduction sur le  $^{12}C$ . On remarquera les doublets d'états de même configuration "trou-particule". Les pointillés correspondent aux états de parité naturelle, les lignes continues sont pour les états fortement excités de parité non-naturelle (lambda spin-flip)<sup>[9]</sup>.

### Figure 5:

Schéma de principe d'une installation de photons étiquetés. La partie production de photons sur une cible de radiation et étiquetage sur des voies indépendantes de faible largeur en énergie (0,25 MeV) est séparée de la partie "réaction nucléaire" localisée dans une région à faible bruit<sup>[14]</sup>.

### Figure 6:

Variation de la section efficace différentielle d'électroproduction en fonction de l'angle de détection du kaon pour différentes cinématiques de l'électron (énergie incidente  $\epsilon$ , énergie diffusée  $\epsilon'$ , angle de détection de

l'électron  $\theta_e$ ). Les maximums de section efficace correspondent à l'émission du kaon dans la direction du photon virtuel<sup>[9]</sup>.

**Figure 7:**

Schéma de principe pour l'électroproduction d'hypernoyaux à "grand angle" ( $\theta_e = 15^\circ$ )<sup>[10]</sup>.

**Figure 8:**

Electroproduction par photon quasi-réel à zéro degré. Ce dispositif correspond à une installation de photons étiquetés dans laquelle la cible de radiation et la cible nucléaire sont confondues<sup>[5]</sup>.

## REFERENCES

1. B. Saghai, Journées d'études de physique nucléaire: Photo et électro-production de mésons sur le nucléon et le noyau. Lyon 29/9-1/10 86.
2. J.M. Laget, *ibid.* Lyon 29/9-1/10 86.
3. M.C. Lemaire, *ibid.* Clermont Ferrand 24-26/11 86.
4. R. Frascaria, *ibid.* Clermont Ferrand 24-26/11 86.
5. C. Hyde-Wright, *ibid.* Clermont Ferrand 24-26/11 86.
6. M. Rho, Journées d'études sur la physique nucléaire à courte distance. Orsay 11-1<sup>2</sup>/2 87.
7. J. Zofka, Journées d'études de physique nucléaire aux énergies intermédiaires: Fonctions de réponse du nucléon au noyau. Grenoble 3-5/6 87.
8. H. Catz, *ibid.* Grenoble 3-5/6 87.
9. T.W. Donnelly, CEBAF 1985 summer workshop. 3-7/6 85.
10. B.A. Mecking, *ibid.*
11. J. Cohen, Cebaf 1986 summer workshop.
12. (1) M. May, Nucl. Phys. **A450** (1986) 182c, (2) P.D. Barnes, *ibid.* p. 43c, (3) J.C. Peng, *ibid.* p. 129c.
13. T. Yamazaki et al., *ibid.* p. 1c.
14. P. Carlos, communication privée.
15. M. May, *ibid.* réf 12.(1) ci-dessus.
16. S.R. Cotanch and S.S. Hsiao, Nucl. Phys. **A450** (1986) 419c
17. B.A. Mecking, CEBAF preprint CEBAF-R-86-013.

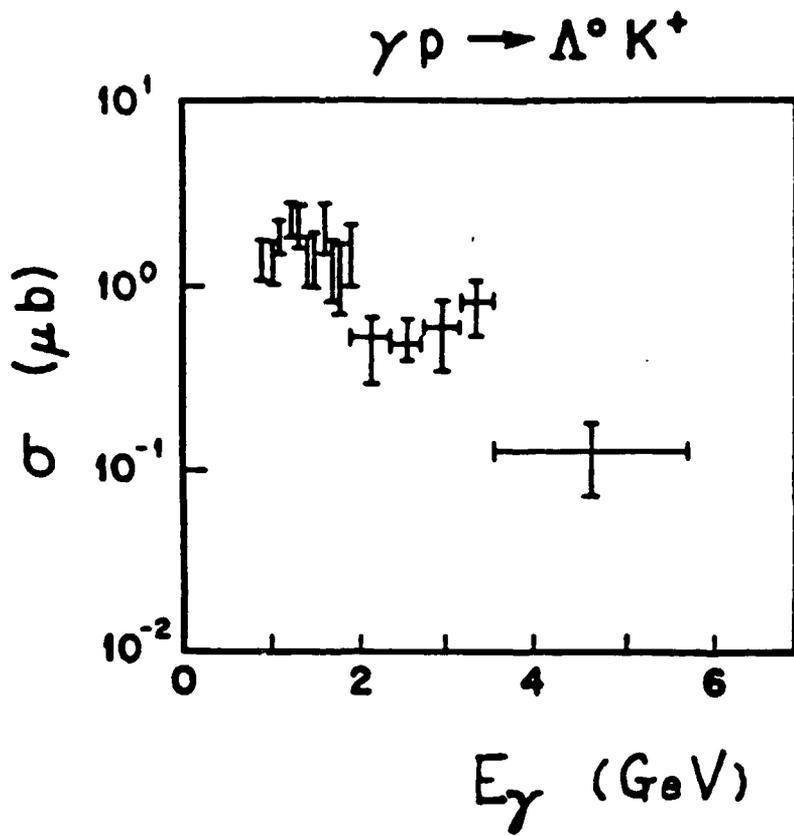


Fig. 1

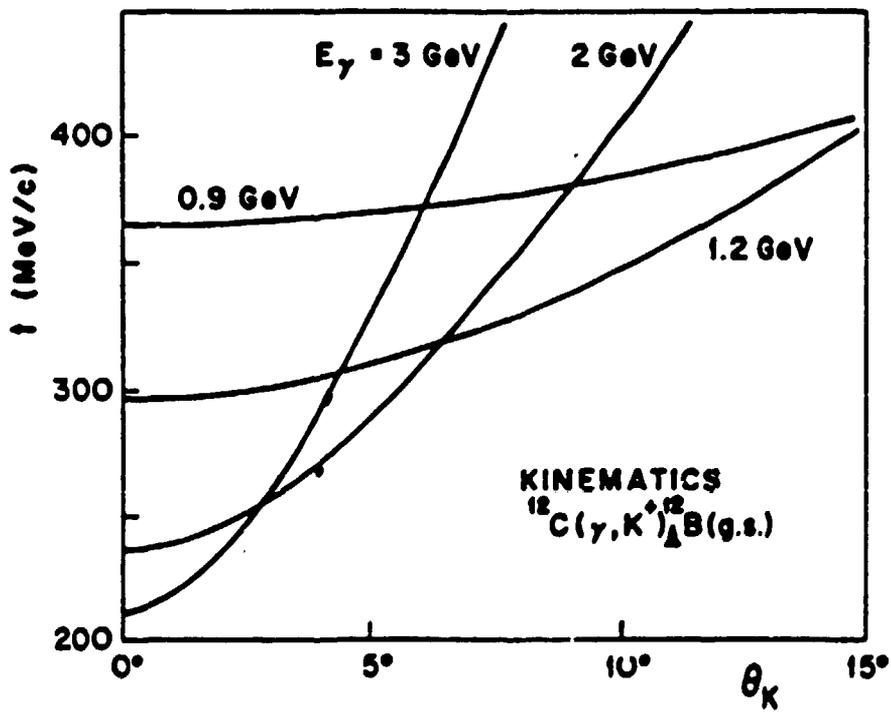


Fig. 2

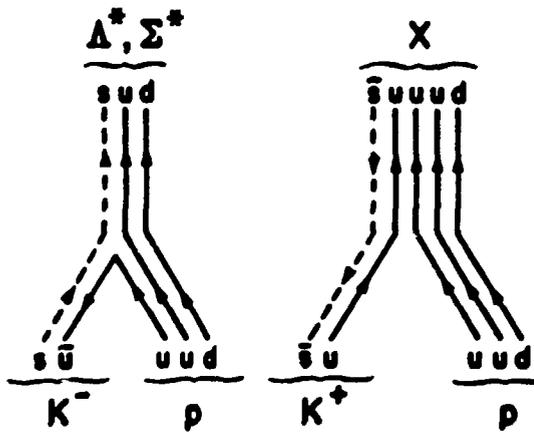
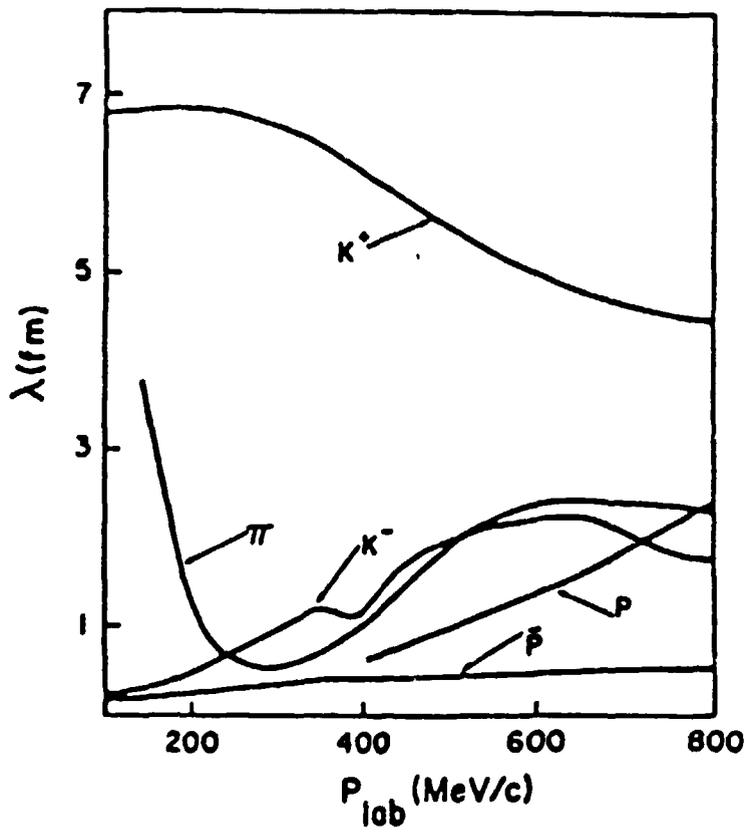


Fig. 3



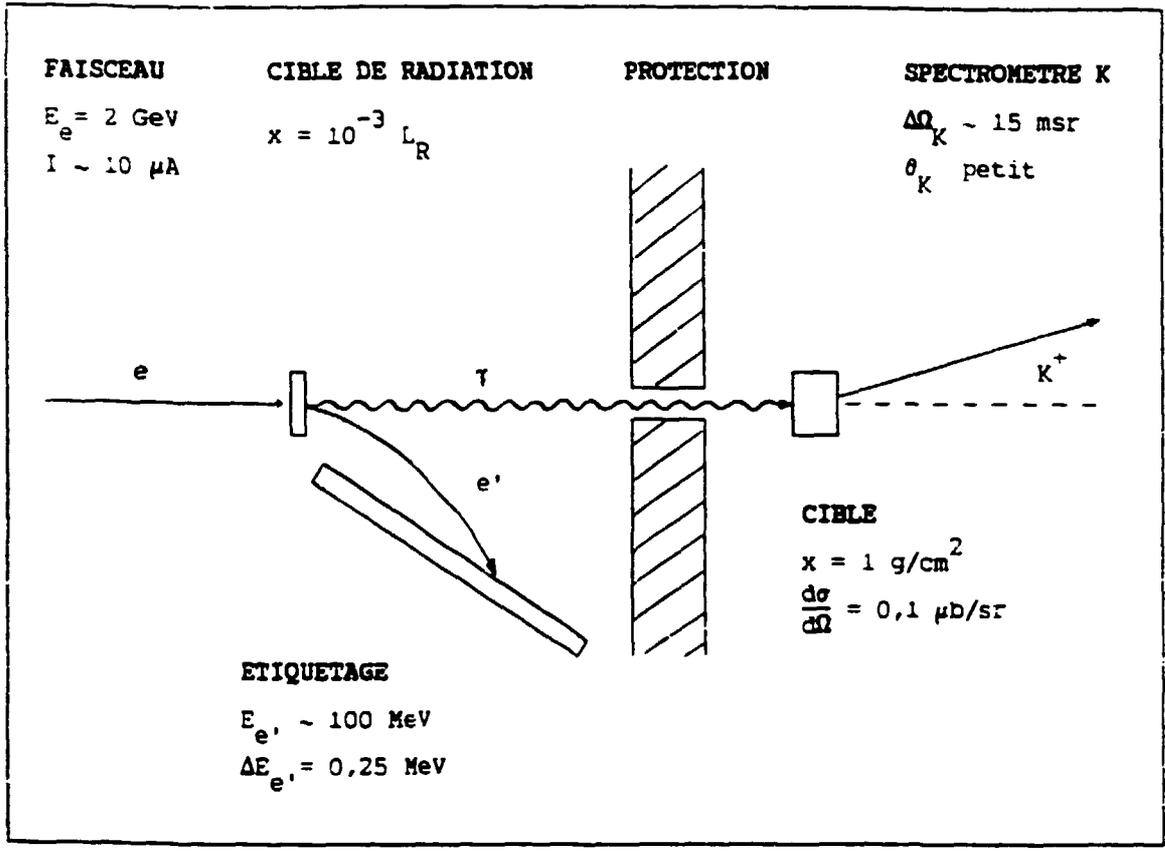


Fig. 5

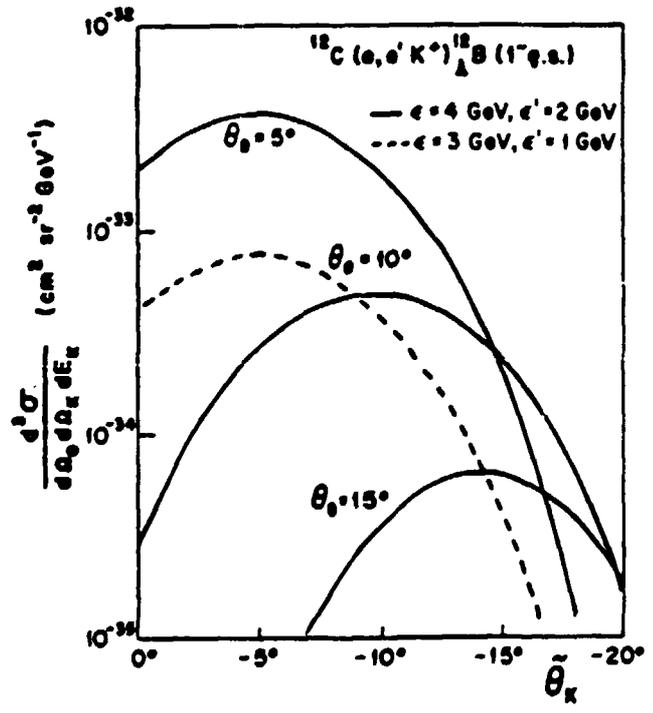


Fig. 6

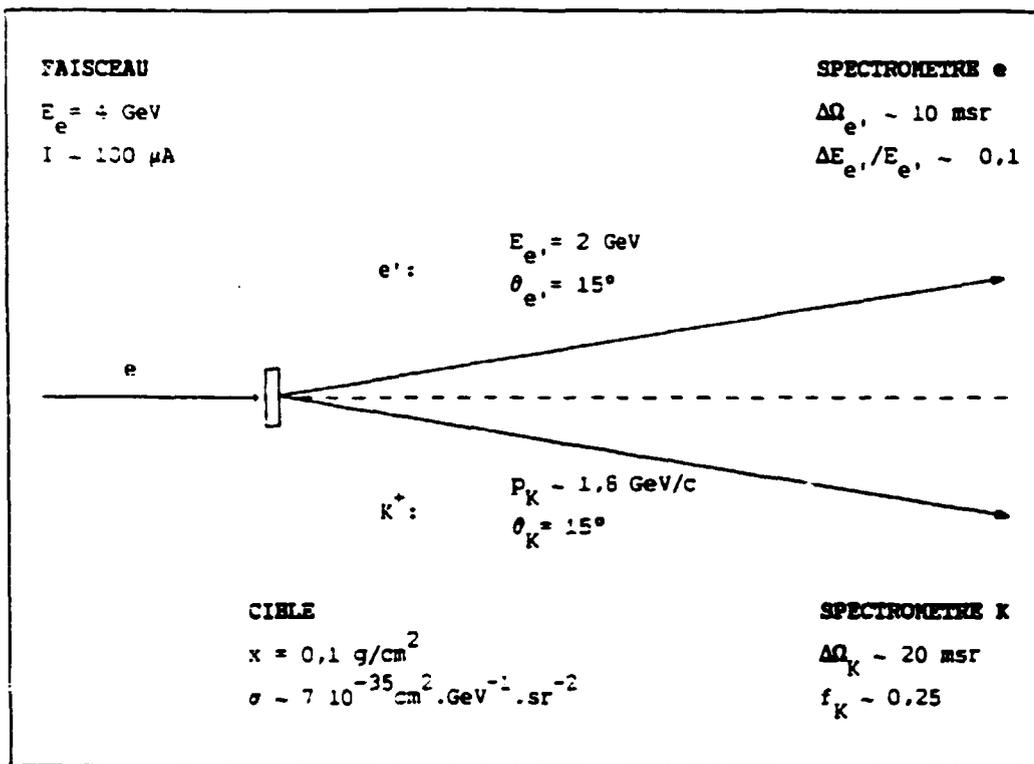


Fig. 7

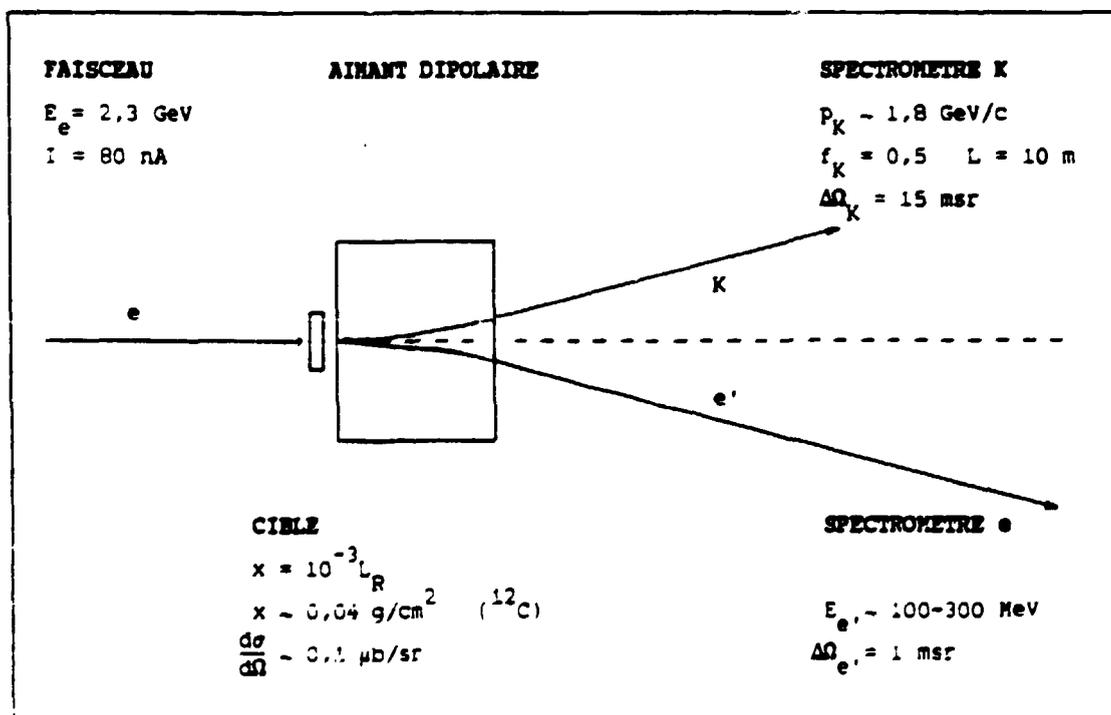


Fig. 8