

# les hypernoyaux

On a observé depuis quelques années des noyaux un peu particuliers où l'un (ou plusieurs) des nucléons est remplacé par un baryon « étrange » l'hypéron  $\Lambda$ . Récemment l'étude de ces systèmes (appelés « hypernoyaux ») s'est développée grâce à la mise en service de faisceaux intenses de mésons K de basse énergie, nécessaires pour produire des hypérons  $\Lambda$  dans les

noyaux sous de bonnes conditions cinématiques. On a pu en outre produire des hypernoyaux avec un hypéron  $\Sigma$ . Le but de ces études est de mieux comprendre l'interaction baryon-baryon dont on ne connaissait jusqu'à présent avec quelque précision que la partie nucléon-nucléon.

Le comportement énigmatique de certaines particules de mêmes caractéristiques que les nucléons (N) a entraîné l'introduction d'un nouveau nombre quantique, l'étrangeté, qui est conservé dans les interactions forte et électromagnétique, mais ne l'est pas dans l'interaction faible. Ces particules, appelées hypérons, analogues aux nucléons, ont été classées dans un groupe appelé octet de baryons qui comprend outre le neutron et le proton, la particule  $\Lambda$ , les trois particules  $\Sigma(\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$  et les deux particules  $\Xi(\Xi^0 \text{ et } \Xi^-)$  (voir Table 1).

La conservation du nombre baryonique et de l'étrangeté dans les interactions fortes fait jouer à la particule  $\Lambda$ , l'hypéron le plus léger, un rôle particulier au sein de la matière nucléaire. Celui-ci reste stable vis-à-vis des interactions fortes et se désintègre par interaction faible avec émission de nucléon (la seule voie possible énergétiquement) au bout d'un temps de l'ordre de  $10^{-10}$  s comparable à la durée de vie de l'hypéron isolé. Tel n'est pas le cas des hypérons plus lourds, notamment l'hypéron  $\Sigma$  de même étrangeté que la particule  $\Lambda$ , qui dans la matière nucléaire se désintègre par interaction forte (avec un temps de l'ordre de  $10^{-23}$  s) avec émission d'hypéron  $\Lambda$  (voir Table 2). Il est donc prévisible que la particule  $\Lambda$  mise en présence de nucléons a la probabilité la plus grande de former un système nucléaire lié.

C'est pourquoi on s'est rapidement posé la question de l'existence de

Baryon	N	$\Lambda$	$\Sigma$	$\Xi$
Masse moyenne (MeV)	939	1115	1193	1318
Spin et parité	$1/2^+$	$1/2^+$	$1/2^+$	$1/2^+$
Spin isotopique	$1/2$	0	1	$1/2$
Étrangeté	0	-1	-1	-2

Table 1 : Caractéristiques des constituants de l'octet de baryons.

Hypéron	Durée de vie	Mode principal de désintégration libre	Désintégration dans la matière nucléaire
$\Lambda$	$2 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda \rightarrow N\pi$ (1)	$\Lambda N \rightarrow NN$ (1)
$\Sigma^+$	$10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow N\pi$ (1)	$\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ (0)
$\Sigma^0$	$6 \cdot 10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ (0)	
$\Xi^0$	$2 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi$ (1)	$\Xi N \rightarrow \Lambda N$ (0)

Table 2 : Durée de vie et voies de désintégration des hypérons à l'état libre et dans la matière nucléaire. La variation d'étrangeté  $\Delta S$  de chaque réaction est donnée entre parenthèses. La durée de vie plus courte de la particule  $\Sigma^0$  correspond à une désintégration électromagnétique. Dans la matière nucléaire une particule  $\Sigma$  se désintègre très rapidement par interaction forte  $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ .

noyaux un peu particuliers, appelés par la suite hypernoyaux, dans lesquels un ou plusieurs nucléons peuvent être remplacés par un ou plusieurs hypérons.

Un tel noyau contenant des neutrons, des protons et un hypéron  $\Lambda$  a été observé en 1953 dans un milieu irradié par des rayons cosmiques. Pendant de nombreuses années la physi-

Institut de physique nucléaire de Lyon.  
Institut de physique nucléaire d'Orsay.  
Centre de recherches nucléaires de Strasbourg.  
Centre d'études nucléaires de Saclay.

que des hypernoyaux a été limitée à la production d'une vingtaine d'hypernoyaux légers, depuis l'hypertriton jusqu'à l'hyperazote. Les énergies de liaison  $B_\Lambda$  des états fondamentaux, c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour séparer la particule  $\Lambda$  du système nucléaire où elle est attachée, et dans quelques cas les spins et les durées de vie, ont été déterminés de façon très précise.

Ces données expérimentales ont servi de point de départ à l'étude du comportement d'une particule  $\Lambda$  dans un milieu nucléaire, dont on espère pou-

voir obtenir des renseignements sur les propriétés de l'interaction hyperon-nucléon. En effet, les expériences de diffusion  $\Lambda$ -proton ou  $\Sigma$ -proton, sont trop fragmentaires pour conduire à une connaissance précise de l'interaction hyperon-nucléon. En revanche, l'analyse des propriétés statiques des hypernoyaux conduit à des observations intéressantes. Par exemple, si le système  $\Lambda$ -proton n'est pas lié (alors que le deuteron est lié), le système  $\Lambda$ -n-p est lié, bien que très faiblement. On remarque également que l'interaction  $\Lambda$ -N dans l'état de spin total nul est plus forte que l'interaction dans l'état de spin total  $= 1$ , au contraire de ce qui se passe pour le système N-N. La mesure des énergies de liaison d'hypernoyaux miroirs où un proton est remplacé par un neutron permet de conclure que l'interaction  $\Lambda$ -p est différente de l'interaction  $\Lambda$ -n. On peut également noter que certains hypernoyaux sont liés alors que les noyaux correspondants (c'est-à-dire ayant le même nombre total de particules) ne le sont pas.

Toutes ces propriétés concernent des hypernoyaux dans leur état fondamental. Il va de soi qu'il est intéressant d'étudier la structure et le mode de désintégration d'états hypernucléaires excités.

Ce n'est en fait qu'au début des années 1970 que des progrès importants ont pu être enregistrés avec la mise en service de faisceaux intenses de mésons K de basse énergie. Dans ces réactions, le méson K a cédé son étrangeté à un neutron qui est transformé en hyperon  $\Lambda$  et un méson  $\pi$  est éjecté ( $K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$ ). L'hypernoyau ainsi produit est identifié par son mode de formation. La mesure précise de l'énergie et de l'angle d'émission du méson  $\pi$  permet de déduire l'énergie de l'hypernoyau et son énergie d'excitation (s'il n'est pas produit dans son état fondamental). Les ressemblances entre l'hyperon  $\Lambda$  et le nucléon incitent à penser que l'image du modèle en couches est une bonne approximation et que les états de la particule  $\Lambda$  peuvent être obtenus à partir d'un potentiel moyen d'interaction entre l'hyperon et le cœur nucléaire. Cependant, bien qu'ayant un spin demi-entier comme les nucléons, la particule  $\Lambda$  se distingue de ceux-ci par son étrangeté non nulle. Elle n'obéit donc pas au principe d'exclusion de Pauli vis-à-vis des autres constituants de l'hypernoyau. Des états hypernucléaires excités peuvent être ainsi formés où la particule  $\Lambda$  se retrouve sur une couche déjà

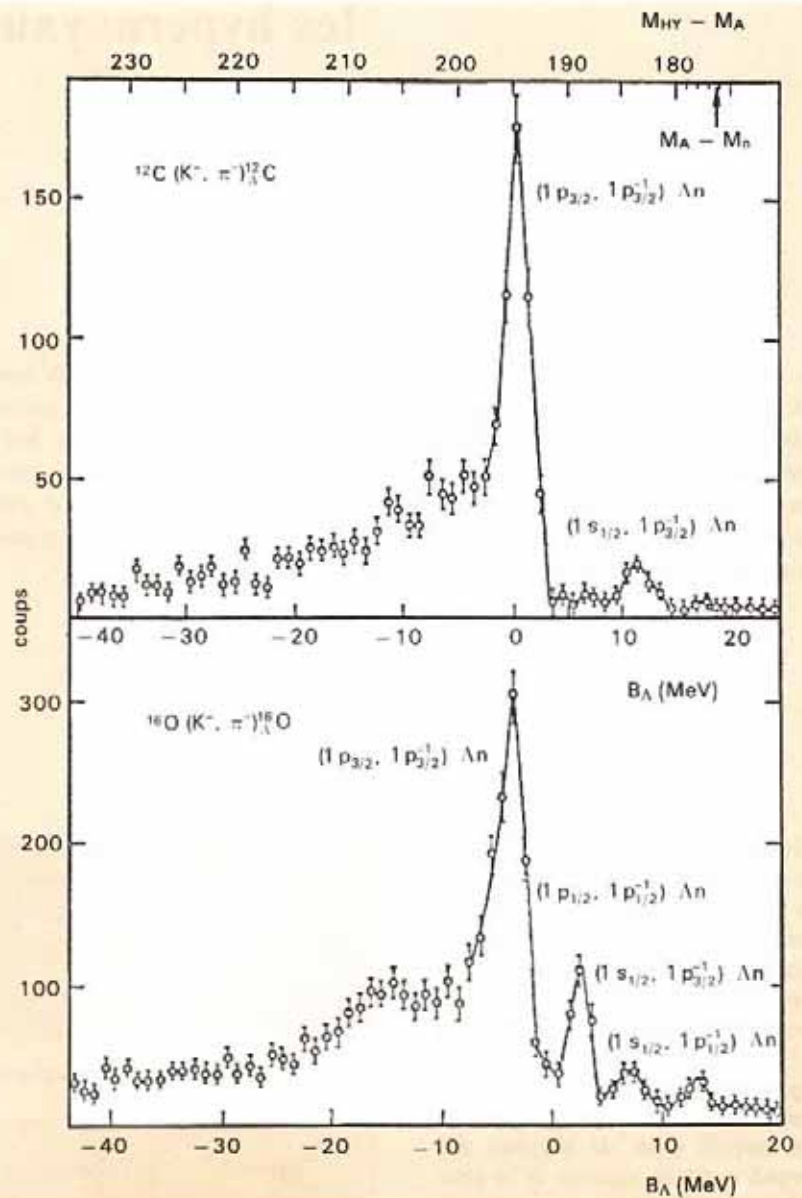


Fig. 1 — Spectres d'énergie d'excitation obtenus dans l'expérience réalisée au CERN par la collaboration Heidelberg-Saclay-Strasbourg à l'aide des réactions



avec des mésons K ayant une impulsion de 715 MeV/c. Deux échelles sont présentées : dans la première est indiquée l'énergie  $M_{HY} - M_A$  nécessaire pour transformer le noyau cible de masse  $M_A$  dans l'état hypernucléaire  $M_{HY}$ ; dans la deuxième,  $B_A$  représente l'énergie de liaison de la particule  $\Lambda$ . A titre de référence est indiquée l'énergie  $M_A - M_n$  nécessaire pour transformer un neutron libre en un hyperon  $\Lambda$ .

complètement occupée en neutrons et protons.

L'avantage des réactions à deux corps avec échange d'étrangeté  $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$  est qu'avec un choix approprié de conditions cinématiques la quantité de mouvement emportée par la particule  $\Lambda$  peut être rendue très faible par rapport à celle des nucléons du noyau. On peut ainsi détecter des transitions quasi-élastiques où le neutron percuté est transformé en particule  $\Lambda$  sur un même niveau d'énergie sans que la fonction d'onde d'espace et de spin ne change.

En revanche, si la quantité de mouvement emportée par l'hyperon est suffisamment élevée la particule  $\Lambda$  peut sauter sur un niveau d'énergie voisin de celui du neutron (transitions inélastiques).

Une interprétation des transitions quasi élastiques observées expérimentalement et décrites à l'aide du modèle en couches conduit à une interaction centrale  $\Lambda$ -noyau dont la force est environ les 3/5 de celle entre nucléon et noyau. Ce résultat est en accord avec la valeur obtenue par extrapolation des énergies de liai-

La largeur des états hypernucléaires dépend presque essentiellement de la largeur des trous de neutrons. L'énergie des neutrons des couches plus internes est répartie sur une large gamme de valeurs; par suite, seule la couche de neutrons la plus externe du noyau cible contribue à la formation d'états identifiables.

Dans  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$  la couche  $1p_{3/2}$  est complètement remplie (4 neutrons); dans  $^{16}\text{O}$  la couche  $1p_{1/2}$  est également complètement remplie (2 neutrons). La section efficace de production d'états par des transitions provenant de la couche  $1p_{3/2}$  doit donc être environ deux fois plus grande que lorsqu'ils sont obtenus par transformation des neutrons de la couche  $1p_{1/2}$ . Par ailleurs, l'éner-

gie de transformation pour les mêmes transitions doit être environ la même pour  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$  si les profondeurs des puits de potentiel moyen pour le neutron et la particule  $\Lambda$  ne sont pas très différentes.

Ces propriétés, vérifiées par les résultats expérimentaux de la figure 1, fournissent un moyen puissant pour l'identification des états. De plus, alors que l'énergie de séparation entre les états trou de neutron  $1p_{1/2}$  et  $1p_{3/2}$  dans  $^{16}\text{O}$  est de 6.1 MeV, les pics correspondant à une particule  $\Lambda$  remplaçant un neutron dans les couches  $1p_{1/2}$  et  $1p_{3/2}$  sont séparés de 6 MeV. De cette faible différence d'énergie (6.1 et 6 MeV) on peut déduire que l'interaction spin-orbite  $\Lambda$ -N dans des hypernoyaux est très faible.

son des états fondamentaux des hypernoyaux légers. Une des premières surprises résultant de la comparaison des spectres d'hypernoyaux légers (voir encadré) est que le couplage spin-orbite  $\Lambda$ -noyau semble très faible. Ce fait contraste avec l'interaction nucléon-noyau où le couplage spin-orbite est connu pour être important et de signe opposé à ce que l'on observe pour les atomes.

Ces observations et la comparaison des interactions  $\Lambda$ -N et N-N que l'on peut déduire des connaissances acquises sur les systèmes  $\Lambda$ -noyau et N-noyau pourraient permettre de mieux comprendre le mécanisme d'échange de mésons ou de quarks de l'interaction baryon-baryon, en particulier l'origine de la force spin-orbite nucléaire encore assez mal expliquée d'un point de vue théorique.

Une étude plus globale des propriétés de l'interaction entre baryons nécessite cependant la connaissance de systèmes nucléaires formés de constituants autres que ceux discutés jusqu'à présent. On a pu penser pendant longtemps que les hypernoyaux où un nucléon est remplacé par un hyperon  $\Sigma$  ne vivaient pas assez longtemps pour pouvoir être observés à cause de l'instabilité de la particule  $\Sigma$  dans la matière nucléaire (voir Table 2). De façon assez surprenante on a cependant observé un état hypernucléaire dont l'énergie d'excitation (77 MeV) correspond précisément à la différence de masse entre les hyperons  $\Lambda$  et  $\Sigma$ . Cette réaction a été observée par bombardement d'une cible de  $^9\text{Be}$  par un faisceau de mésons K. Sur la figure 2, les deux pics intenses observés pour l'hypernoyau  $^9_\Lambda\text{Be}$  (où un neutron a été remplacé par une particule  $\Lambda$ ) correspondent aux états des neutrons dans les couches  $1p_{3/2}$  et  $1p_{1/2}$ .

L'intensité de ces pics diminue fortement quand l'impulsion transférée à l'hyperon croît (voir encadré de la figure 2). Or cette dernière varie pour la même impulsion du kaon incident (720 MeV/c) de 57 MeV/c pour l'hyperon  $\Lambda$  à 124 MeV pour l'hyperon  $\Sigma^0$ . On doit donc s'attendre à ce que la production quasiélastique pour les hypernoyaux  $\Sigma^0$  soit moins intense que pour les hypernoyaux  $\Lambda$  à la même énergie incidente.

A cause de la conservation de la charge deux réactions seulement sont possibles sur les nucléons constituant la cible :  $\text{K}^- + \text{n} \rightarrow \pi^- + \Sigma^0$  et  $\text{K}^- + \text{p} \rightarrow \pi^- + \Sigma^+$ . A l'énergie de kaons choisie la contribution de la deuxième réaction est dix fois plus faible que celle de la première. Les

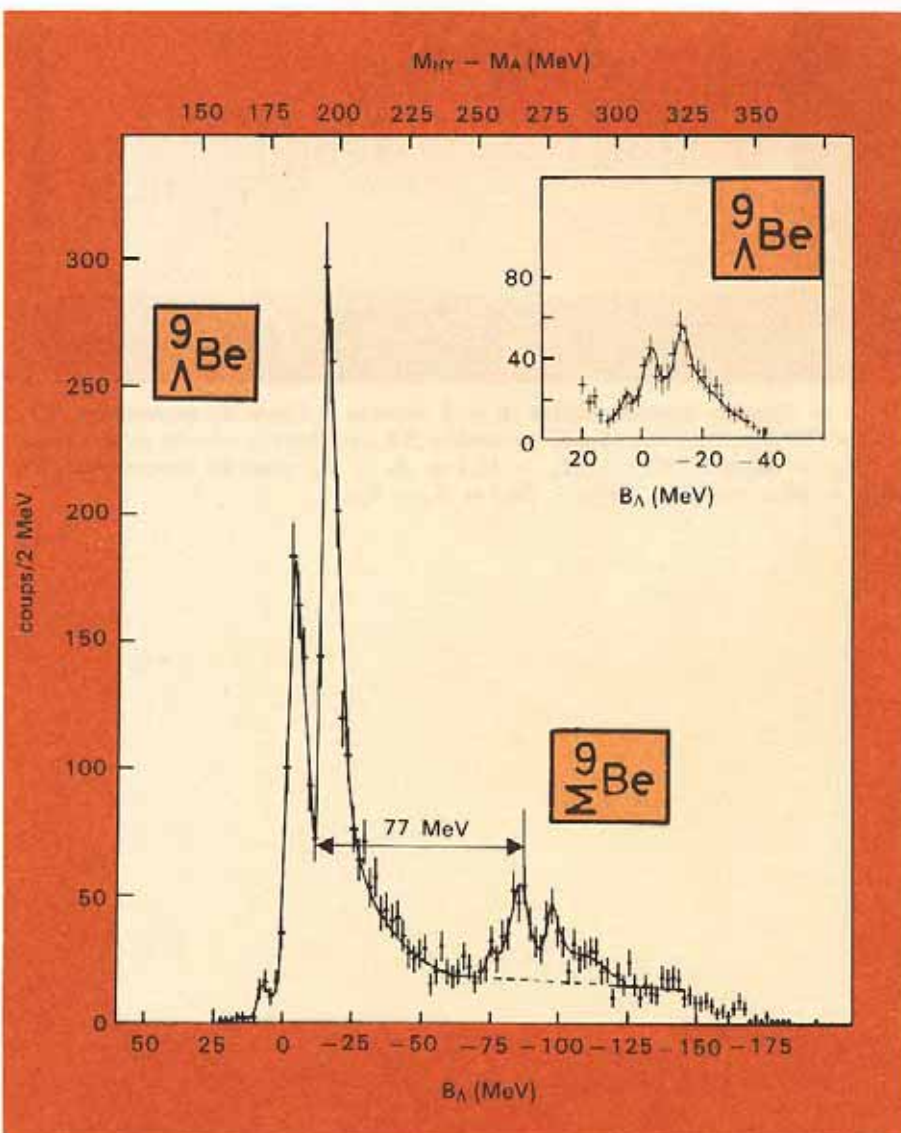


Fig. 2 — Spectre d'énergie d'excitation obtenu au CERN dans la réaction  $(\text{K}^-, \pi^-)$  sur  $^9\text{Be}$  à une impulsion de 720 MeV/c. Le spectre est tracé en fonction de l'énergie de transformation ( $M_{\text{HV}} - M_{\Lambda}$ ), qui est la différence entre la masse de l'hypernoyau et la masse de la cible.  $B_{\Lambda}$  représente l'énergie de séparation de la particule  $\Lambda$ . Dans l'encadré est présenté un spectre du  $^9_\Sigma\text{Be}$  obtenu dans une autre expérience à l'impulsion de 900 MeV/c.

pics de droite de la figure 2 ne peuvent donc être attribués qu'à la formation d'hypernoyaux  $\Sigma^0$ . Les deux parties du spectre ( $\Lambda$  et  $\Sigma^0$ ) de la figure 2 sont comparées en détail dans la figure 3. On y voit une différence dans la position relative des pics  $\Lambda$  et  $\Sigma^0$  qui indique une différence entre l'interaction  $\Sigma^0$ -noyau et  $\Lambda$ -noyau. Cependant rien ne permet de décider pour l'instant si cette différence provient du terme central ou du couplage spin-orbite de l'hyperon avec le noyau, et plusieurs interprétations sont actuellement proposées. L'utilisation de faisceaux de  $K^-$  de basse énergie et d'intensité suffisamment élevée pour avoir un nombre d'événements appréciable devrait permettre de répondre au moins en partie à ces questions. En outre, puisque la particule  $\Sigma$  possède trois états de charge, l'observation d'événements hypernucléaires où un méson  $\pi^+$  est éjecté, serait de grande utilité pour déterminer le terme de symétrie de l'interaction  $\Sigma$ -noyau.

La physique des hypernoyaux doit permettre dans un avenir assez proche de faire un sérieux pas en avant dans l'étude des propriétés des interactions effectives de quasi-particules dans un milieu nucléaire. C'est pour l'instant le seul moyen de développer notre compréhension des interactions fondamentales entre les différents constituants de l'octet de baryons. Leurs similitudes et leurs différences doivent aider à une meilleure détermination de l'interaction entre deux baryons.

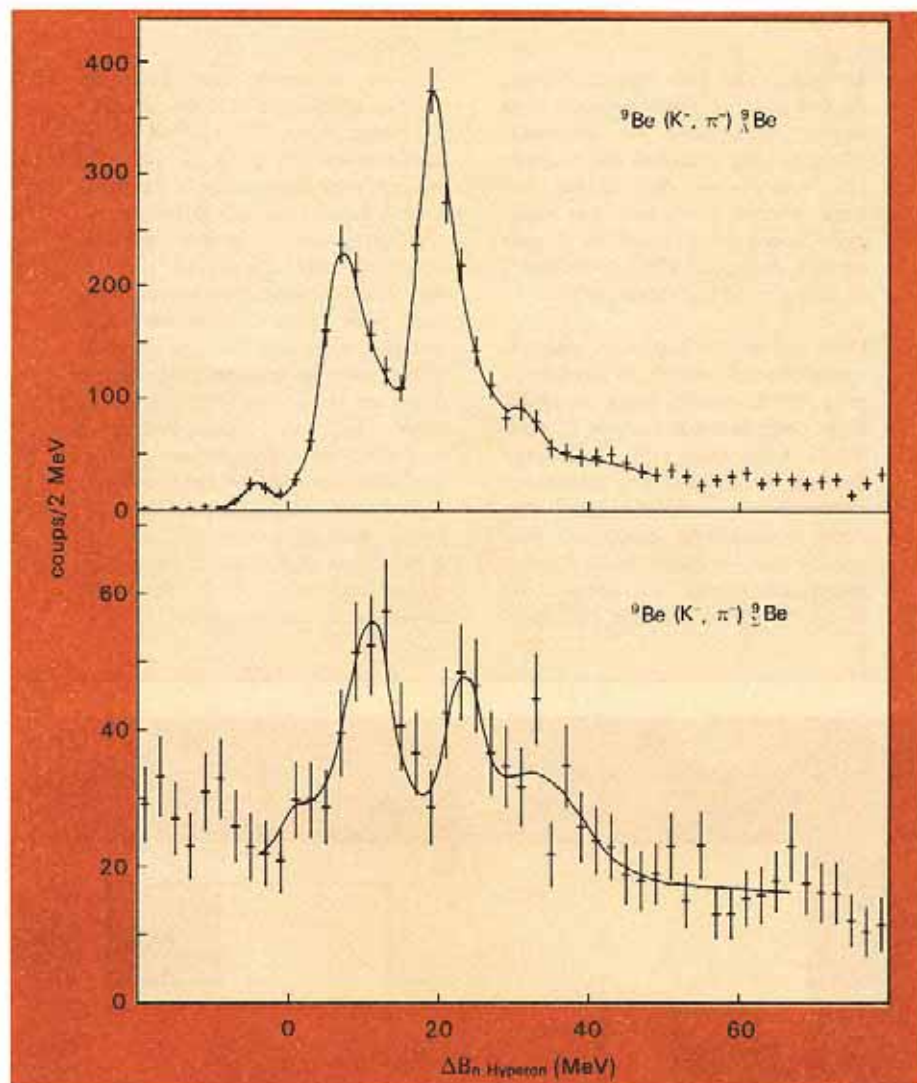


Fig. 3 — Spectres hypernucléaires  $\Lambda$  et  $\Sigma$  obtenus à l'aide de la réaction  $(K^-, \pi^-)$  sur  ${}^9\text{Be}$  tracés en fonction du paramètre  $\Delta B_{nHY}$ . Dans le cas des hypernoyaux  $\Lambda$ ,  $\Delta B_{n\Lambda} = M_{HY} - M_{\Lambda} - (M_{\Lambda} - M_n) = B_n - B_{\Lambda}$ , pour les hypernoyaux  $\Sigma^0$ ,  $\Delta B_{n\Sigma^0} = M_{HY} - M_{\Lambda} - (M_{\Sigma^0} - M_n) = B_n - B_{\Sigma^0}$ .