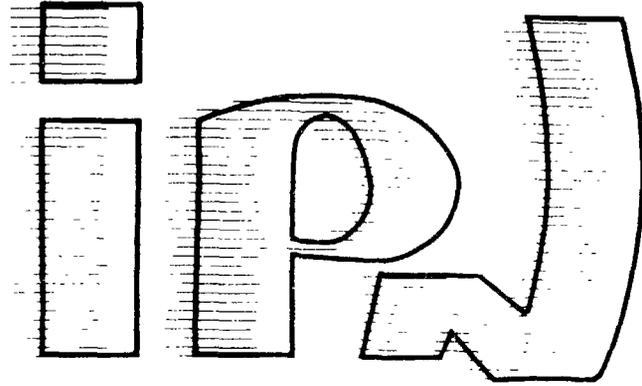


FR9000569

IPN BP n°1 - 91406 ORSAY

CNRS - IN2P3 - UNIVERSITE PARIS - SUD

institut de physique nucléaire



IPNO - DRE 89-17

**Etat actuel de l'étude des structures
dibaryoniques**

N. WILLIS, M.P. COMETS, Y. LE BORNEC, E. LOIRELEUX,
B. TATISCHEFF
Institut de Physique Nucléaire, Orsay, B.P. n° 1,
91406 Orsay Cédex, France

IPNO - DRE 89-17

**Etat actuel de l'étude des structures
dibaryoniques**

N. WILLIS, M.P. COMETS, Y. LE BORNEC, E. LOIRELEUX,
B. TATISCHEFF
Institut de Physique Nucléaire, Orsay, B.P. n° 1,
91406 Orsay Cédex, France

* Exposé invité aux 5èmes Journées d'Etude Saturne, Piriac, Mai 1989

Etat actuel de l'étude des structures dibaryoniques

N. Willis, M.P Comets, Y. Le Bornec, E. Loireleux, B. Tatischeff

Institut de Physique Nucléaire Orsay

BP N° 1, 91406 Orsay cedex, France

Résumé

Les expériences récentes sur la recherche de structures $B=2$ dans les différents états d'isospin 0,1,2 sont présentées et les résultats en sont discutés en relation avec les modèles proposés. Dans le canal $T=1$ l'existence d'états étroits est bien établie au dessus du seuil πNN . La situation n'est pas aussi claire dans les voies $T=0,2$. Les calculs actuels ne permettent pas de prévoir quels types d'observables sont sensibles à la présence de telles structures.

1 Introduction

L'interaction nucléon-nucléon est l'interaction la plus fondamentale entre baryons et son étude qui s'est poursuivie de façon systématique depuis de nombreuses années s'est encore développée depuis la mise en évidence de structures larges[1] en $\Delta\sigma_L$ et $\Delta\sigma_T$, structures dont l'origine physique reste une question ouverte: pour certains, elles sont simplement dues à des effets d'ouverture de voies inélastiques (seuil $\Delta-N$ à 2.17 GeV) et s'expliquent alors dans le cadre de modèles conventionnels d'échange de mésons[2] (Cette thèse est admise pour certaines structures larges, 1D_2 par exemple); pour d'autres, elles sont la mise en évidence de configurations exotiques prévues par les modèles en sacs de quarks des nucléons et des hadrons[3][28].

Ces controverses théoriques ainsi que les conclusions parfois contradictoires des différentes expériences ont suscité un regain d'intérêt pour ce domaine. Il faut ajouter que la largeur des états observés est aussi une question ouverte et mal expliquée en général par les modèles théoriques.

Les résultats expérimentaux sont nombreux et ceux antérieurs à 1986 ont déjà été discutés dans de multiples revues[4]. Ils ne seront donc pas présentés mais simplement cités pour appuyer les résultats plus récents qui seront analysés plus en détail. Rappelons simplement qu'ils souffrent souvent de manque de statistique, les effets observés étant faibles et superposés à un fond continu. Les conditions cinématiques très différentes rendent les résultats difficilement comparables. Les expériences plus récentes sont moins sujettes à caution de ce point de vue et les conclusions, qui peuvent, comme on le verra, être positives ou négatives, sont plus sûres.

Les expériences seront classées et discutées suivant l'état d'isospin des dibaryons qu'on cherche à mettre en évidence. Nous insisterons surtout sur la recherche des dibaryons étroits ($\Gamma < 50$ MeV) qui paraissent devoir mieux signer un état exotique et nous n'exposerons pas ici les recherches faites sur les résonances étranges. Les derniers calculs publiés sur ce sujet seront enfin rapidement présentés avant de conclure.

2 Le point sur les études expérimentales

2.1 Les structures $B=2$ d'isospin 0

Il y a peu de résultats expérimentaux nouveaux depuis l'expérience étudiant la réaction $dp \rightarrow (pn)p$ faite par Siemiarzuk et al. [5] qui concluait à l'existence de 2 structures aux masses invariantes

$M_{pn}=2020$ MeV et $M_{pn}=2130$ MeV mais dont l'état de spin (0 ou 1) n'était pas déterminé. Dans l'expérience $d + d \rightarrow d + X$ que notre groupe a réalisée à SATURNE [6], il n'apparaissait pas de structure très claire dans la limite de $d\sigma/dt=0.03$ pb/MeV².

Seule une étude nouvelle de la réaction $np \rightarrow pp\pi^-$ pour des neutrons incidents d'énergie allant de 433 MeV à 1.18 GeV a été menée à KEK [7] et publiée récemment. En fait c'est l'expérience $dp \rightarrow ppp\pi^-$ qui a été réalisée et les auteurs en tirent les caractéristiques de la réaction $np \rightarrow pp\pi^-$ en faisant l'hypothèse de l'approximation d'impulsion, le proton du deuton étant spectateur. La section efficace de production d'un pion σ_{01} (0 et 1 étant respectivement l'isospin du système nucléon-nucléon dans les voies d'entrée et de sortie) est en accord avec d'anciens résultats de Dakhno et al. [8]. Des calculs faits par Grein et al. [15] dans le cadre du modèle de Deck et en introduisant une résonance de masse 2.25 GeV et de largeur $\Gamma=100$ MeV sont en désaccord avec les résultats expérimentaux. Il faut noter que les spectres en masse invariante M_{pp} ont peu de statistique.

2.2 Structures d'isospin T=1

2.2.1 Structures de largeur totale $\Gamma > 50$ MeV

Sans revenir sur les structures larges ($\Gamma > 150$ MeV) observées à Argonne [9] il faut citer plusieurs résultats d'expériences publiés récemment.

i) Les pouvoirs d'analyse de la réaction $p+p \rightarrow d+\pi^+$ ont été étudiés à SATURNE [16] pour des énergies incidentes allant de 1.2 GeV à 2.3 GeV d'abord aux angles avant puis aux angles arrière. La dépendance en énergie de ces pouvoirs d'analyse dans certaines conditions cinématiques ($t=0$, ou $u=0$ ou $\Theta_{cm}=90^\circ$) montre une structure correspondant à $\sqrt{s}=2.7$ GeV d'une largeur de l'ordre de 150 MeV. L'ensemble des faits suggère un état résonnant du système pp à $M=2.7$ GeV, déjà observé dans des expériences plus anciennes [10]. Cette structure correspond bien à la prédiction faite par E.Lomon [17] d'un état à 6 quarks (1S_0) dans le cadre du cloudy bag model. Une interprétation en termes de résonance N^* excitée au vertex πN n'est toutefois pas exclue par les auteurs.

ii) Toujours à SATURNE le groupe NN [18] dans une étude extensive de la diffusion proton-proton à 11 énergies entre 0.83 et 2.7 GeV ($30^\circ < \Theta_{cm} < 90^\circ$) a déterminé 11 amplitudes de diffusion indépendantes. Les résultats montrent une dépendance angulaire lente et régulière à toutes les énergies sauf à 2.1 GeV où une structure est observée dans les déphasages de certaines amplitudes et dans les pouvoirs d'analyse A_{00n0} pour $\sqrt{s}=2.73$ GeV avec une largeur $\Gamma \leq 100$ MeV.

iii) Toutefois la mesure du pouvoir d'analyse dans la diffusion élastique pp par pas en énergie très serrés (40 MeV) entre 655 MeV et 1017 MeV, pour toute une série d'angles, n'a pas montré d'évidence de structure du même type [11].

2.2.2 Structures étroites ($\Gamma < 50$ MeV)

i) A SATURNE l'important travail effectué par notre groupe [19] dans ce domaine a déjà été présenté. Rappelons que des mesures précises en masse manquante (la résolution en énergie était de 2.4 MeV à mi-hauteur) ont été faites pour la réaction $^3\text{He}(p,d)X$ à différents angles et énergies incidentes et que des structures étroites ($\Gamma < 15$ MeV) ont été observées au dessus du seuil πNN pour $M_X=2.122$ GeV, $M_X=2.233$ GeV. Un exemple de spectre en masse manquante est donné fig. 1, la précision statistique

y est grande: $\Delta\sigma/\sigma=0.7\%$. La figure 2 est un sommaire de l'ensemble des résultats dans les différentes conditions cinématiques. Les points indiqués correspondent à des structures pour lesquelles le nombre d'écart standard est plus grand que 4σ . Des mesures de la même réaction ont aussi été faites pour une zone en masse manquante au dessous du seuil πNN . La figure 3 montre à $\Theta_D = 6^\circ$ une structure bien définie (4.3σ) à 1.969 GeV. Toutefois nous avons constaté que ces structures sont plus faiblement excitées que celles présentées précédemment. Elles se superposent d'autre part à un fond plus rapidement croissant et l'analyse est plus difficile. Notre observation dans cette région recoupe les résultats plus anciens. [30]

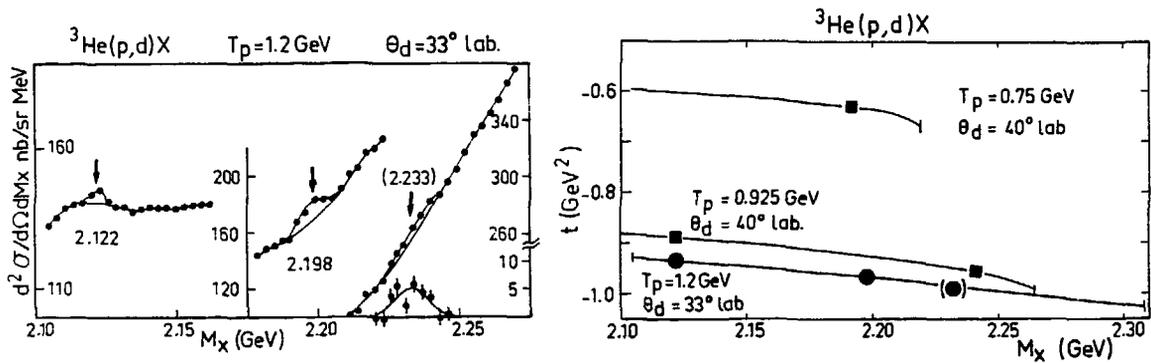


Fig 1 :Spectre en masse manquante à 1.2 GeV, $\theta_d=33^\circ$ par pas de 3 MeV (ref. 19). Les barres statistiques sont dans les points. Les courbes correspondent à un fit polynomial et un fit polynomial plus une gaussienne.

Fig 2 :La figure montre les masses des structures observées dans les différentes conditions cinématiques (ref. 19). Les lignes correspondent à la zone couverte en masse manquante.

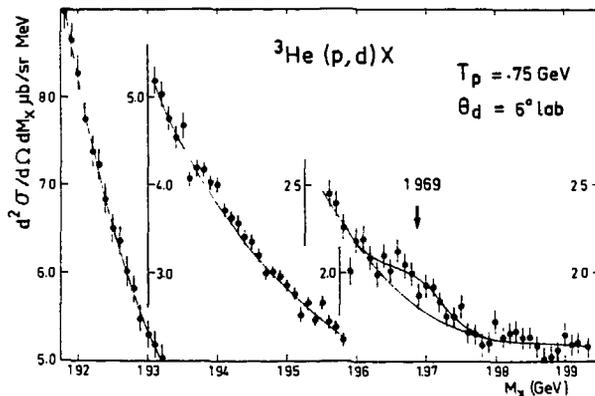


Fig. 3 :Spectre de masse manquante à 750 MeV par pas de 1 MeV obtenu à Saturne issu de la ref.19. Les courbes correspondent à un fit polynomial et un fit polynomial plus une gaussienne.

ii) Ces expériences $^3\text{He}(p,d)X$ ont été reprises à LAMPF[12] où les sections efficaces et les pouvoirs d'analyse ont été mesurés à un angle $\Theta_D = 22^\circ$ et à une énergie incidente de 800 MeV; les conditions

expérimentales étaient voisines de celles de l'expérience de SATURNE (cible liquide d'H₂, mesures cible vide et cible pleine à différents champs magnétiques se recoupant etc...). Les spectres en masse manquante ont été mesurés entre $M_X=1.97$ GeV et $M_X=2.24$ GeV avec une résolution de 2 MeV. La fig. 4 montre que les structures observées à SATURNE aux masses indiquées par les flèches, se retrouvent faiblement excitées en mesure de section efficace. D'autre part la fig. 5 montre le pouvoir d'analyse fortement structuré dans cette région avec des pics très prononcés. Un fit (courbes de la fig. 5) par un fond polynomial non résonnant et des gaussiennes superposées confirme l'existence de structures à des masses très voisines de celles observées à SATURNE et de largeur comparable. L'accord est frappant dans le tableau 1 issu de la référence 12.

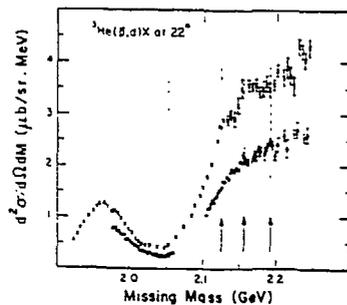


Fig. 4 :Section efficace différentielle obtenue à Lampf(.) et à Saturne(x) (ref. 12 et 19). Les lignes pointillées correspondent aux prédictions de la ref. 4 et les flèches aux énergies auxquelles des structures ont été vues à Saturne.

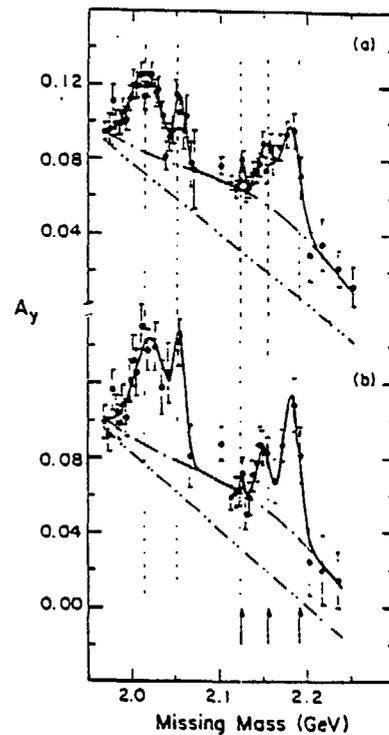


Fig. 5

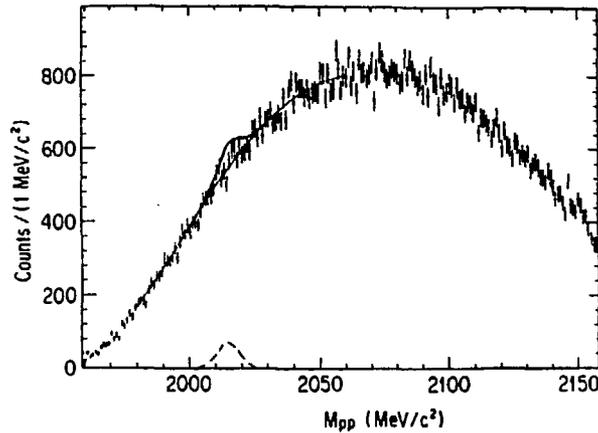
Fig. 5 :Pouvoir d'analyse de la même réaction (ref. 12) calculé avant soustraction de la cible vide (a), après soustraction (b). Les courbes sont des fits de fond. Les pointillés et les flèches ont le même sens que sur la fig. 4.

Fit result		Saclay results		Resonance mass	Bag model
Peak position	Peak FWHM	Peak position	Peak FWHM		Resonance mass
2.015±0.005	0.034±0.014			2.015	2.015 ($\ell = 0, s = 0$) 2.017 ($\ell = 1, s = 1$)
2.054±0.004	0.011±0.006			2.052	2.098 ($\ell = 1, s = 2$) 2.100 ($\ell = 1, s = 0, 1, 2$)
2.125±0.003	0.006±0.007	2.124±0.003	0.025±0.002	2.124	2.121 ($\ell = 0, s = 2$) 2.129 ($\ell = 1, s = 0, 1$)
2.152±0.004	0.020±0.010	2.155 (?)	0.018 (?)	2.155	2.164 ($\ell = 1, s = 1$)
2.181±0.005	0.020±0.008	2.192±0.003	0.025±0.006	2.192	2.175 ($\ell = 2, s = 0$) 2.180 ($\ell = 1, s = 0, 1, 2$) 2.185 ($\ell = 1, s = 1, 2$)

Tableau 1: Position et largeur (en GeV) pour les structures en A_y , obtenues par un fit (Ref. 12), comparées aux résultats de Saturne (Ref. 19) et aux prédictions théoriques (Ref. 3).

iii) Une autre expérience [13] réalisée à KEK étudie la possibilité d'observer des structures dans les spectres en masse invariante (pp) de la réaction $dp \rightarrow (pp)n$ pour des énergies incidentes allant de .656 GeV à 1.076 GeV. La détection des 2 protons était faite par 2 bras identiques symétriques par rapport au faisceau de deutons. Après des coupures sur les impulsions des protons qu'il serait trop long de discuter ici, le spectre de masse invariante reproduit fig. 6 est présenté avec une analyse que les auteurs appuient sur l'observation plus ancienne d'une structure étroite faite à Bonn par Bock et al.[14] à $M_{pp}=2.014$ GeV ($\Gamma=5$ MeV). Cette résonance n'étant pas clairement vue dans leur spectre, ils font une simulation Monte-Carlo qui en tient compte et concluent que son existence est exclue dans leurs données si sa section efficace de production est 25 microbarns, valeur arbitraire. Ce type d'analyse nous semble moins convaincant qu'une analyse directe des données.

Fig. 6: Spectre de masse invariante pp (ref. 13) à 2060 MeV/c. On peut voir l'effet (trait plein épais) d'une résonance (tiret) sur un fit polynomial (trait plein fin).



La même analyse est tentée dans le but de confirmer les candidats dibaryoniques à $M_{pp}=2035$ MeV ($\Gamma = 30$ MeV) et $M_{pp}=2137$ MeV ($\Gamma = 59$ MeV) observés précédemment par V.V Glagolev et al.[20] avec une faible statistique. La conclusion est aussi négative.

L'ensemble des résultats dans la voie $T=1$ permet déjà un certain nombre de remarques:

- il existe un ensemble de données expérimentales qui montrent une structure large (>50 MeV) existant à 2.7 GeV dont l'origine physique n'est pas expliquée actuellement. La mesure d'autres observables est indispensable pour conclure.
- les résonances étroites (< 50 MeV) observées à SATURNE sont confirmées par les données nouvelles au dessus du seuil de production de pions. Le choix de l'observable à étudier est crucial, comme cela avait été remarqué.

2.3 Structures d'isospin $T=2$

L'étude de ces états au voisinage du seuil πNN a été fortement motivée par la possibilité d'existence d'états liés ($\pi^- nn$ et son analogue isobarique $\pi^+ pp$) prédits par certains calculs théoriques[21]. En effet, si un tel état existe il ne peut décroître ni par interaction forte, ni par interaction électromagnétique à cause de la conservation de l'isospin et de la charge. Décroissant par interaction faible, il a donc un temps de vie comparable à celui d'un pion chargé c'est à dire une largeur faible. Alors que l'état lié $\pi^+ pp$ est toutefois défavorisé par la répulsion coulombienne, le fait que 2 neutrons soient presque liés dans l'état 1S_0 et que l'interaction $\pi^- n$ soit dominée par la résonance P_{33} qui est attractive plaide, qualitativement, en faveur de l'existence de l'état $\pi^- nn$ lié.

i) Premières mesures à LAMPF

Les premières expériences faites à LAMPF[22] étudiant les réactions $\pi^\pm d \rightarrow \pi^\mp X$ à 256 MeV, 331 MeV et 450 MeV ne montrent pas dans les spectres expérimentaux de pic clair signant un état lié étroit à la limite de l'espace de phase à 4 corps. Constatant dans cette région toutefois un écart entre les données aux angles avant et un calcul d'espace de phase à 4 corps les auteurs concluaient à la possibilité d'une résonance à 3 corps. La section efficace limite (200 \rightarrow 500 nb/sr) étant déterminée par la résolution en énergie du système expérimental ($\simeq 10$ MeV) et la faible statistique des mesures.

ii) Mesures récentes à LAMPF

Depuis, des mesures plus précises de ces mêmes réactions[23] ont été reprises à LAMPF avec le spectromètre EPICS aux angles $\Theta_{\pi^-} = 35^\circ$, $\Theta_{\pi^-} = 55^\circ$ et $\Theta_{\pi^+} = 45^\circ$. La résolution en masse manquante était nettement meilleure, de l'ordre de 2 MeV. Les spectres en masse manquante allant de 1985 MeV à 2025 MeV sont présentés fig. 7. On y voit des structures à 2003.0 MeV et 2001.1 MeV respectivement pour les réactions $d(\pi^+, \pi^-)X^{+++}$ et $d(\pi^-, \pi^+)X^-$. La largeur des pics est due à la résolution en énergie expérimentale (de l'ordre de 4 à 5 MeV) et les sections efficaces limites sont 6 nb/sr et 15 nb/sr respectivement pour X^{+++} et X^- . Néanmoins, les auteurs insistent sur la difficulté majeure de l'expérience qui est la soustraction du fond dû aux contaminations de muons et d'électrons dans les spectres, rejetés pour la plupart par un détecteur Cerenkov à gaz. Malgré une coupure de ces événements, il reste un fond résiduel sous les pics, attribué à des contributions de queues de faisceau incident. La statistique de ces mesures reste faible comme on peut le constater sur la figure 7.

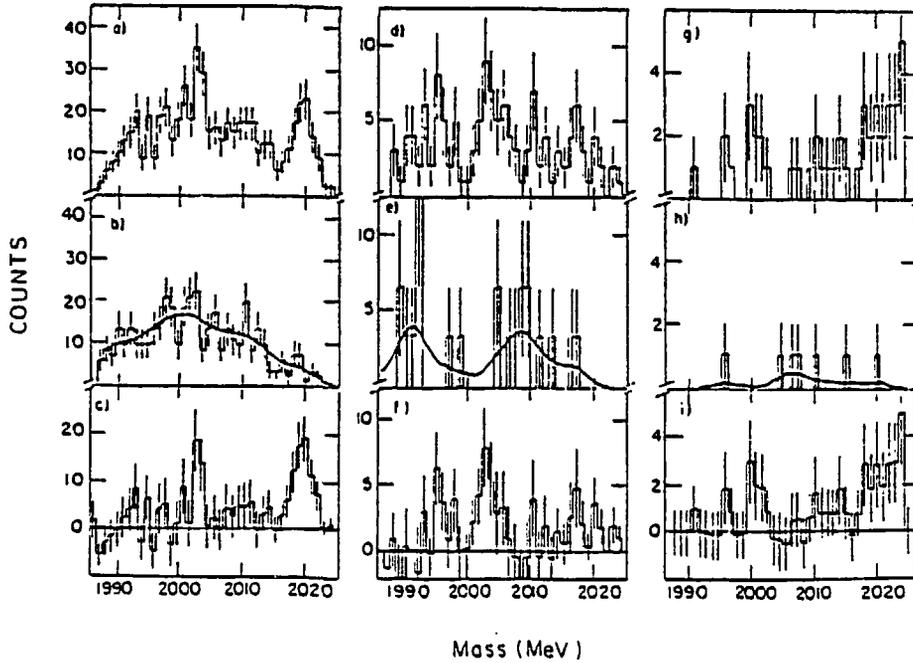


Fig 7 : Spectre de masse manquante obtenu à Lampf (ref. 23). (a), (b), (c) correspondent à un angle de 35° en π^- , (d), (e), (f) à 55° en π^- , (g), (h), (i) à 45° en π^+ . Respectivement de haut en bas on a les spectres cible pleine, cible vide et la différence des 2 spectres.

iii) Mesures à SATURNE.

Dans le but de confirmer ces conclusions au voisinage du seuil πNN nous avons entrepris à SATURNE l'étude de la réaction $p(\bar{p}, \pi^-)X^{+++}$ à l'énergie incidente $E=1450$ MeV et à l'angle $\Theta_{\pi^-} = 13.8^\circ$ ($\Delta\Theta = \pm 3^\circ$) sur la ligne SPES3 [25]. La grande bande en moment couverte par le spectromètre (600 MeV/c à 1400 MeV/c) nous a permis d'explorer en une seule mesure la région en masse manquante allant de 1800 MeV à 2160 MeV pour laquelle les sections efficaces différentielles et les pouvoirs d'analyse ont été étudiés. Une cible d'hydrogène liquide a été utilisée et un ensemble de mesures cible vide a été fait avec une bonne statistique de façon à soustraire le mieux possible la contribution des fenêtres de la cible. De plus les données obtenues dans la région de masse inférieure à 1950 MeV où ne contribuent en principe que les réactions sur ces parois ont permis de contrôler le monitoring relatif des mesures cible pleine-cible vide, (précision 2%) tandis que le monitoring absolu était donné par la calibration (par activation de C^{12}) d'une chambre à ionisation en permanence sur le faisceau primaire. Le dispositif expérimental [24] de SPES3 ne sera décrit que brièvement: la localisation des π^- dans le plan focal, obtenue grâce aux informations de chambre à fils, est reliée à l'impulsion des pions détectés. La mesure du temps de vol sur 3 m des particules par le trigger permet

de sélectionner les π^- mais ne permet pas la séparation avec les muons et les électrons. Nous avons, à l'aide d'un programme de calcul de trajectoires adapté à SPES3, simulé la décroissance des pions et reconstruit le spectre des μ^- de désintégration dans le plan focal. L'ensemble des 2 corrections a été appliqué sur les spectres expérimentaux. Les spectres présentés figure 8 sont aussi corrigés des efficacités trigger et chambre. On peut voir qu'il subsiste un fond résiduel dans les zones en masses manquantes inférieures à 2010 MeV. Son origine la plus probable est la contribution des réactions parasites comme $pp \rightarrow (pp\mu^+)\mu^-$ ou $pp \rightarrow (ppe^+)e^-$ ou encore $pp \rightarrow pp\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow 2(\gamma) \rightarrow 2(e^+e^-)$. En effet un calcul d'espace de phase comportant les coupures expérimentales montre que ces réactions peuvent contribuer à la région $M_X > 1870$ MeV. Néanmoins elles ne donnent pas lieu à des structures. La figure 9 présente les spectres de sections efficaces différentielles et on peut voir qu'aucune structure n'apparaît clairement avec un écart standard de plus de 2σ dans la région voisine du seuil πNN . Le fit présenté sur la figure ne change pas sensiblement si l'on exclut des groupes de points dans cette zone. La section efficace limite déduite de ces mesures est de 2 nb/sr.MeV à 2000 MeV et on peut en tirer la section efficace limite de détection d'une structure correspondant à une déviation de 3σ : $d\sigma/d\Omega = 8$ nb/sr. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle obtenue à LAMPF[23].

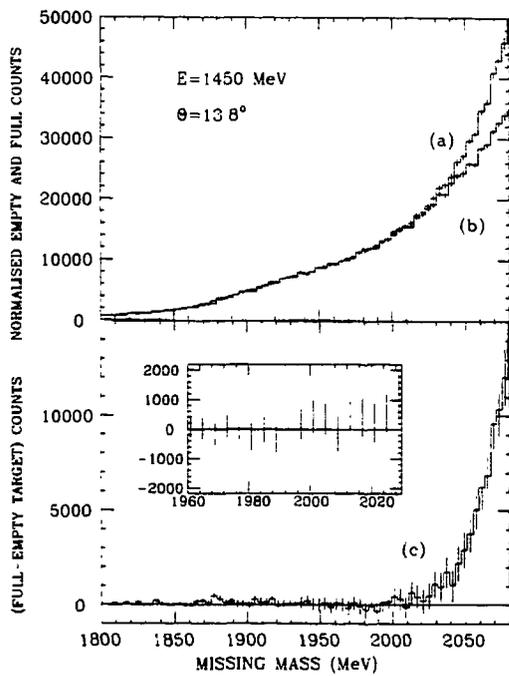


Fig. 8 : Spectres cible pleine (a), cible vide (b), et résultat de la soustraction (c) pour la réaction $p(p,\pi^-)X$ étudiée à Saturne (ref. 25).

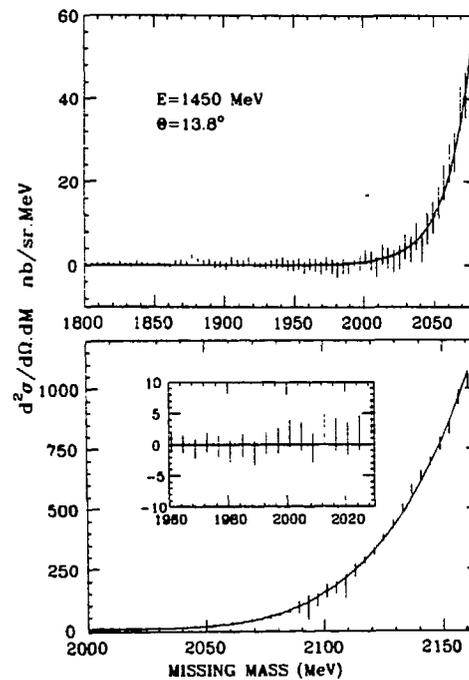


Fig. 9: Section efficace différentielle de la réaction $p(p,\pi^-)X$ étudiée à Saturne (ref. 25).

iii) Expérience menée à TRIUMF

La recherche d'un état lié (π^-nn) de charge nulle a été entreprise[26] à travers l'étude de la réaction $\pi^-d \rightarrow \gamma X$ où le pion de 20 MeV environ est arrêté dans une cible de deutérium gazeuse et capturé sur une orbite atomique formant un état mésique de masse 2015.2 MeV. Le dibaryon neutre étant prévu par les autres expériences vers 2002 MeV, la transition de l'atome mésique au dibaryon doit donc donner un pic dans le spectre en énergie des γ mesurés, à $E_\gamma=13$ MeV.

La figure 10 extraite de la référence 26 présente le spectre en γ obtenu, ou plus exactement, pour des questions de normalisation et d'élimination de fond γ de basse énergie provenant de réactions dans le compteur NaI utilisé, la différence des spectres sur l'hydrogène et le deutérium. Aucun pic n'apparaît vers $E_\gamma=13$ MeV. Les auteurs déduisent de ces mesures un rapport de branchement limite de ce canal de 2.10^{-4} et un taux de transition de $4.10^{11}s^{-1}$ ce qui est un peu plus faible que la prédiction de Heller et Gibbs[27] de $8.10^{11}s^{-1}$.

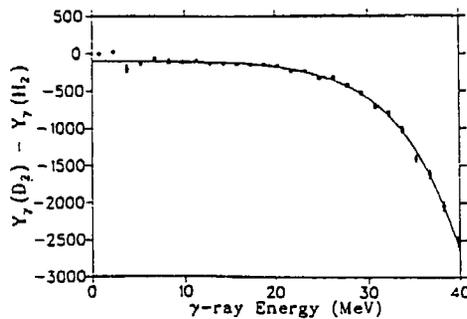


Fig.10 : Différence entre les spectres obtenus sur l'hydrogène et le deutérium (ref. 26). Aucun pic n'apparaît dans la zone de 10 à 20 MeV où on les attend.

Cette étude des états T=2 appelle les remarques suivantes:

- Il y a des indications d'états liés près du seuil πNN .
- Les expériences sont maintenant faites avec une bonne précision en masse (2 à 4 MeV).
- La difficulté expérimentale ressort de toutes les expériences: en particulier, l'existence d'un fond de contamination des spectres présentés reste gênante même si ce dernier ne peut faire apparaître de structures.
- L'expérience de LAMPF est actuellement reprise dans le but d'améliorer la précision statistique.
- Si l'expérience de SATURNE devait être refaite, les conditions expérimentales devraient être améliorées pour atteindre des sections efficaces limites plus faibles.

- Le tableau 2 résume les expériences faites ou en cours à SATURNE.

Réaction	Ligne	$T_{inc.}$ (GeV)	Référence	Résultat	T
${}^3\text{He}(p,d)X$	Spes1	0.75	B. Tatischeff	Structures étroites $M_X=1.969$ GeV 2.122 GeV (2.155) GeV	1
		0.925			
$p({}^3\text{He},d)X$		1.2			
		2.7		2.198 GeV 2.233 GeV	
$p(\bar{p},d)\pi^+$	Spes1	$1.2 < T_p < 2.3$	R. Bertini	Résonance large ($\Gamma=150$ MeV) $\sqrt{s}=2.7$ GeV	1
	Spes4				
$p(p,p)p$	Jet gazeux	$0.50 < T_p < 1.20$	M. Garçon	Pas de structure étroite observée	1
	$(d\sigma/d\Omega)_{90^\circ}$				
$p(\bar{p},p)p$	Ligne 5	$0.655 < T_p < 1.0$	M. Garçon	Pas de structure étroite observée	1
	A_p $17^\circ < \Theta < 35^\circ$				
$\bar{p}(\bar{p},p)p$	NN	11 énergies $0.83 < T_p < 2.7$	F. Lehar	Résonances a $\sqrt{s}=2.73$ GeV FWHM ≤ 100 MeV	1
$\sigma_T(pp \rightarrow pp\pi^0)$	Ligne 8	$0.48 < T_p < 0.56$	J.P. Didelez	Analyse en cours	1
$p(\bar{p},p)p$	SD2	$0.13 < T_p < 0.26$	R. Beurtey	Peu de données. Preliminaire.	1
$p(\bar{d},p\pi)X$ a)	Spes3	2.1	B. Tatischeff	En cours	1
$p(\bar{d},pp)X$ b)		2.0			
				a) $B_X=2$ b) $B_I=2$	
$d(d,d)X$	Spes4	1.65 2.00 2.29	M.P. Combes	Pas de structure évidente	0
$p(\bar{p},\pi^-)X$	Spes3	1.45	N. Willis	Pas de structure étroite observée	2
		2.10	M.P. Comets	Analyse en cours	
		2.70			

Tableau 2: Ensemble des mesures faites à Saturne dans la recherche de dibaryons non étranges.

3 Revue des derniers calculs théoriques

Il y a eu beaucoup de controverses autour de l'origine des structures larges vues en diffusion nucléon-nucléon: la présence dans certaines ondes partielles (1D_2 , 3F_3 ,...) de phénomènes résonnants était-elle expliquée par des modèles classiques[2] tenant compte des couplages N- Δ importants aux énergies intermédiaires? D'autres modèles (sac de quarks du MIT) prévoient dans la même zone des états dibaryoniques de configurations de 6 quarks. Un calcul récent [28], dans le cadre du cloudy bag model, prévoit les états à 6 quarks les plus bas en masse 3S_1 , 1S_0 , 1D_2 respectivement à $M=2.63$, 2.7 et 2.88 GeV avec des largeurs de 50, 50 et 100 MeV qui correspondent bien aux structures $T=1$ observées autour de 2.7 GeV dans les expériences décrites en 2.2.1. Ces résonances seraient fortement couplées à certains canaux inélastiques[17] comme Δ - Δ (fig. 11). Toutefois, les effets de ces configurations dibaryoniques sur les observables mesurées sont probablement petits et les effets des interférences avec le fond non résonnant, non prévus. Il n'est pas prévu non plus de structure à des masses plus faibles et surtout de largeur plus faible.

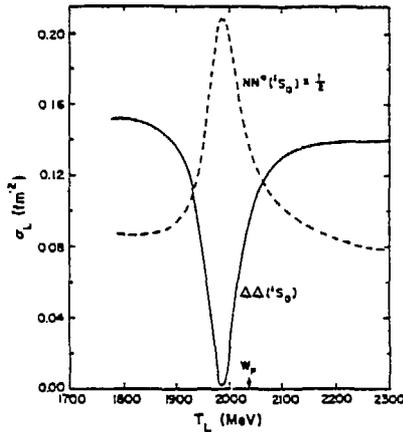


Fig. 11: Effet d'une résonance à 2.7 GeV dans les canaux cités sur la figure. (ref. 17).

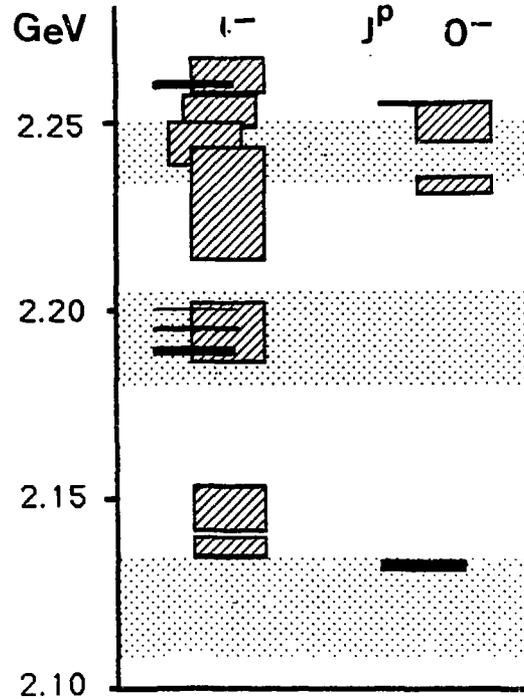


Fig. 12 : Masses et largeurs des dibaryons prévus par Konno (ref. 29). Les régions ombrées correspondent aux structures vues à Saturne (ref. 19).

Un autre calcul a été présenté récemment par Konno[29] dans un modèle de clusters de diquarks. Une formule de masse est déduite dont les paramètres libres sont déterminés en fixant la masse du nucléon, du Δ , de la résonance étroite[5] à 2.02 GeV et à 2.14 GeV. Les spectres de masse sont prédits dans les voies $T=0, 1, 2$. Les prédictions sont proches des résultats expérimentaux (fig. 12) pour les états $T=1$ et les largeurs calculées sont étroites.

Néanmoins, ce modèle n'explique pas non plus pourquoi des pics similaires sont absents de certaines données NN. La possibilité d'états au dessous du seuil πNN ne ressort aussi d'aucun des calculs cités.

Par contre, des calculs conventionnels basés sur la résolution d'équations de Faddeev ont été entrepris: après les calculs de Gale et Duck et ceux de Ueda qui aboutissaient à la non possibilité d'états liés πNN , les derniers calculs relativistes de Garcilazo[21] étudient les possibilités de couplage en spin et isospin des sous-systèmes πN et NN dans le système πNN qui favorisent la formation d'un état lié. La conclusion est positive pour un état $T=2, J=2$ pour lequel le pion forme avec chaque nucléon une résonance Δ . Une autre approche (de type variationnelle) développée par Kalbermann[21] aboutit à un résultat négatif. Les approximations dans les calculs comme leur sensibilité aux ingrédients (facteur de forme de l'interaction πN) peuvent expliquer ces divergences.

4 Conclusion

A l'heure actuelle, des états étroits sont clairement observés dans la voie $T=1$. Le choix de l'observable est très important pour mettre en évidence des effets qui restent petits et dont l'observation est possible grâce à une bonne précision expérimentale. Mais aucun calcul théorique ne fournit clairement ce choix. Ceci est peut-être l'explication des résultats négatifs dans certains canaux. De nombreuses expériences sont en cours pour clarifier la situation expérimentale et mieux cerner l'origine des effets observés.

References

- [1] I.P. Auer et al. Phys. Lett. B70(1977)475
- [2] J.A. Niskanen Phys. Lett. 112B(1982)17
N. Hoshizaki VI Inter. Seminar on high energy problems (Dubna)1981
P. Kroll 3^{èmes} JES (Fontevraud 1983)35
Kamae Nucl. Phys. A374(1982)25
- [3] A. Aerts et al. Phys. Rev D17(1978)260
P. Mulders et al. Phys. Rev. D21(1980)2653
- [4] Voir par exemple: B. Tatischeff et al. International seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, June 1988 et les références citées.
I. Zielinski dans: International Workshop 'Baryon-Baryon Interactions and Dibaryonic Systems'. Bad Honnef(1988).
- [5] T. Siemiarzuck et al. Phys. Lett. B128(1983)367
- [6] M.P. Combes et al. Nucl. Phys. A431(1984)703
- [7] T. Tsuboyama et al. Nucl. Phys. A486(1988)669
- [8] L.G. Dakhno et al. Phys. Lett. B114(1982)409
- [9] A. Yokosowa Phys. Rep. 64(1980)47
- [10] I.P. Auer et al. Phys. Rev. D34(1986)2581
- [11] M. Garcon et al. Phys. Lett. B183(1987)273
- [12] L. Santi et al. Phys. Rev. C38(1988)2466
- [13] H. Kawai et al. Nucl. Phys. A481(1988)806
- [14] B. Bock et al. Nucl. Phys. A459(1986)573
- [15] Grein et al. Phys. Lett. 96B(1980)176

- [16] R. Bertini et al. Phys. Lett. 162B(1985)77 et Phys. Lett. 203B(1988)18
- [17] P. La France and E.L. Lomon Phys. Rev. D34(1986)1341
- [18] F. Perrot et al. 3rd International Symposium on pion-nucleon and nucleon-nucleon Physics Gatchina, April 17-22(1989) et références citées.
- [19] B. Tatischeff et al. Phys. Lett. 52(1984)2022, Europhysics Lett. 4(1987)671, Z. Phys. Atomic Nuclei 328(1987)147, Phys. Rev. C36(1987)1995
- [20] V.V. Glagolev et al. Z. Phys. A317(1984)335
- [21] H. Garcilazo Nucl. Phys. A408(1983)559; Phys. Rev. Lett. 50(1983)1567; Phys. Rev. C26(1982)2685
H. Garcilazo et L. Mathelitsch Phys. Rev. C34(1986)1425
W.A. Gale and I.M. Duck Nucl. Phys. B8(1968)109
T. Ueda Phys. Lett. 74B(1978)123
G. Kalberman et J.M. Eisenberg J. of Phys. G5(1979)35
- [22] J. Lichtenstadt et al. Phys. Rev. C33(1986)655
- [23] D. Ashery et al. Phys. Lett. B215(1988)41
- [24] D. Benabdelouahed Thèse CRN/PN 87-3 Université de Strasbourg
D. Guillot Thèse IPN 86-02 Université Paris Sud
Y. Le Bornec Rapport interne IPNO PhN 79-25 IPN Orsay
M.P. Comets Thèse l'Etat Orsay 1989.(à paraître)
- [25] N. Willis et al. Soumis à Phys. Lett.B
- [26] S. Stanislaus et al. Phys. Lett. B219(1989)237
- [27] L. Heller and W.R. Gibbs Bull. Am. Soc. 33(1988)902
- [28] P. La France soumis à Canadian Journal of Physics(1989)
- [29] N. Konno et al. Phys. Rev. D35(1987)239
- [30] Troyan et al. JINR Rapid Communications 13-35, Dubna(1985)