Université Paris-Sud

Ecole Doctorale Particules, Noyaux, Cosmos
Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

Discipline : Physique Nucléaire

Thèse de doctorat

Soutenue le 26 septembre 2014 par

Pierre Morfouace

États de particule individuelle dans les noyaux riches en neutrons de ^{69,71}Cu au moyen de la réaction de transfert (d,^{3}He)

Directeur de thèse :	Dr. Faiçal Azaiez	Institut de Physique Nucléaire, Orsay
Co-directeur de thèse :	Dr. Serge Franchoo	Institut de Physique Nucléaire, Orsay

Composition du jury :

Président du jury :	Pr. Elias Khan	IPN - Paris-Sud XI, Orsay
Rapporteurs :	Dr. Navin Alahari	GANIL, Caen
	Dr. Daniel Bazin	NSCL, Michigan State University, USA
Examinateurs :	Dr. Riccardo Raabe	KU Leuven
	Dr. Sorlin Olivier	GANIL, Caen

Contents

0.1 Introduction 4
0.2 Motivation 5
0.3 États trous de proton dans le ^{69}Cu 7
0.3.1 Montage expérimental 7
0.3.2 Résultat 7
0.4 États trous de proton dans le ^{71}Cu 10
0.4.1 Montage expérimental 10
0.4.2 Résultat 12
0.5 Conclusion 13

Bibliography **15**

0.1 Introduction

Avec la découverte du proton en 1911 par Rutherford et du neutron en 1932 par Chadwick, les physiciens comprennent de mieux en mieux les constituants de la matière. Ces deux particules sont les deux pièces maitresses qui composent le noyaux atomique et qui correspond à l'essential de la masse visible de l'univers.
Les nucléons forment les états de plus basse énergie des baryons qui sont composés de quarks et de gluons. Á travers l'interaction forte, les nucléons interagissent entre eux pour former des états liés de noyaux. En physique nucléaire on considère les nucléons sans structure interne, cette approximation est justifiée car la structure nucléaire se situe à basse énergie où il est pour ainsi dire impossible aux nucléons de s'exciter. Le but de la structure nucléaire est donc de comprendre les propriétés d'un système à plusieurs corps qui interagissent via l'interaction nucléon-nucléon. Pour comprendre les propriétés à basse énergie des noyaux, un nombre important de noyaux se trouve à notre disposition. En effet on compte 288 noyaux stables sur terre qui se concentre dans la vallée de stabilité mais des milliers d'autres ($\approx$ 6000) qui sont instables existent dans l'univers. Cette instabilité est due à un excès ou déficience de neutrons. Néanmoins, on peut aujourd'hui produire beaucoup de ces noyaux radioactifs dans nos laboratoire. La charte nucléaire, représentée sur la figure 1, est le terrain de jeu des physiciens nucléaire. Nous sommes très intéressé à produire ces noyaux exotiques qui ont un rapport N/Z anormal. En effet ces noyaux exotiques peuvent montrer des comportement très différents de ceux de la vallée de stabilité. Notamment la disparition ou l'apparition de nouveaux nombre magique qui caractérisent une extra stabilité à certain noyaux qui possèdent un nombre de neutrons et/ou protons égale à un nombre magique (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126). Une des grandes questions aujourd'hui en physique nucléaire est de savoir comment évolue ces nombres magique loins de la stabilité. Des gros effort à la fors expérimentaux et théorique sont mis en place pour apporter des réponses à cette question.
Dans cette thèse, nous sommes particulièrement intéressé à l'évolution de couche dans les noyaux exotiques riches en neutrons autour de $Z = 28$ et $N = 40$ à $N = 50$.
Dans ce manuscript, nous nous focaliseront sur les états trous de proton le long de ligne isotopique des cuivres, en particulier dans les isotopes ^{69,71}Cu.

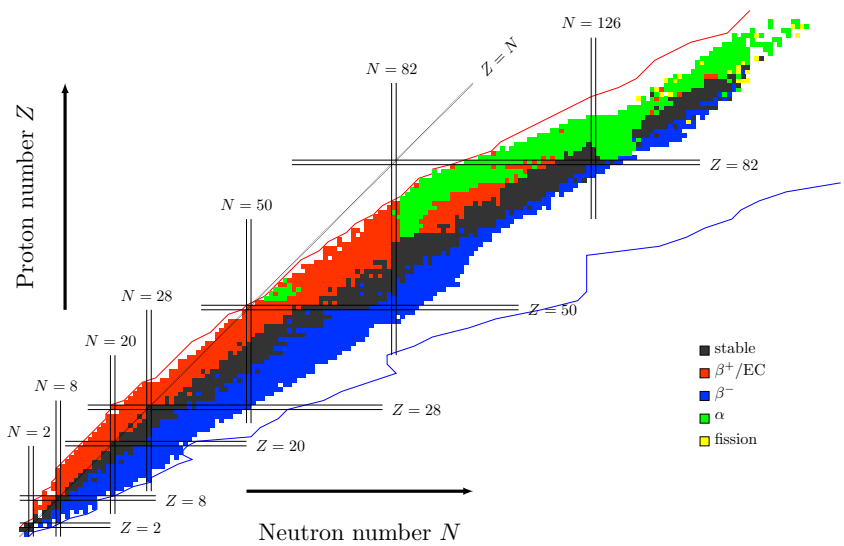

Figure 1: *Charte des noyaux en fonction du nombre de protons Z et du nombre de neutrons N*

0.2 Motivation

Dans les dernières décennies, des expériences utilisant des faisceaux radioactif pour étudier l'évolution des couches loins de la stabilité sont possibles. Certaines mesures ont pu montrer des résultat surprenant comme la disparition du nombre $N = 28$ dans le ^{42}Si [1]. Ces évolutions sont déterminés par la partie monopolaire de l'interaction effective ainsi que des corrélations (appariement, quadrupolaire...). La partie monopolaire est responsable du change des ESPE (effective single particle energy) et il a été montré que les terme tenseur de l'interaction joue un rôle notable [2].
La région autour du ^{78}Ni ($N = 50$ et $Z = 28$) est particulière intéressante à étudier car le terme tenseur pourrait jouer un rôle important dans la disparition du nombre magique $Z = 28$ entre $N = 40$ et $N = 50$ lors du remplissage de la couve neutron $\nu g_{9/2}$. En effet l'interaction $\nu g_{9/2} - \pi f_{5/2}$ est attractive alors que l'interaction $\nu g_{9/2} - \pi f_{7/2}$ est répulsive ce qui pourrait entrainer une diminution du gap en énergie entre ces deux orbitales. Pour répondre à cette questions, il est nécessaire de connaitre la position en énergie des or-

bitales $\pi f_{5/2}$ et $\pi f_{7/2}$ par rapport à l'orbitale $\pi p_{3/2}$. Pour cela les isotopes de cuivres sont de très bon candidats puisqu'ils sont composé de un proton en dehors de coeur de nickel. Dans ce manuscrit on est particulièrement intéressé à la position des états trou de proton dans les isotopes de cuivre impaire.
Á la fin des années 90, il a été observé dans les isotopes de cuivre un chute abrupte en énergie du premier état excités $5/2^-$ au delà de $N = 40$[3, 4], ce qui correspond à la couche neutron $g_{9/2}$. Il y a même une inversion de spin pour la fondamental entre $3/2^-$ et $5/2^-$ dans le ^{75}Cu [5]. De plus cet état $5/2^-$ correspond à un état particule individuelle [6]. cette chute en énergie suggère une possible réduction du gap $Z = 28$ vers le ^{78}Ni. Néanmoins, il est nécessaire de connaitre l'évolution de l'orbitale $\pi f_{7/2}$ avec le remplissage neutron $g_{9/2}$. Pour cela la réaction de transfert (d,^{3}He) qui est sélective nous donne justement accès aux états trous de proton dans les isotopes de cuivre.

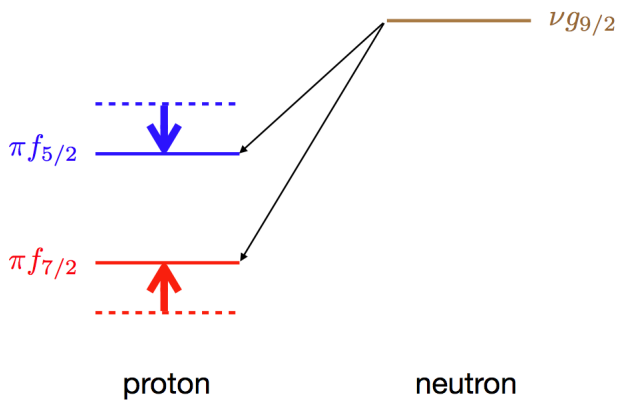

Figure 2: *Schéma de l'interaction monopolaire produite par la force tenseur entre les orbitales $\nu g_{9/2}$ et πf*

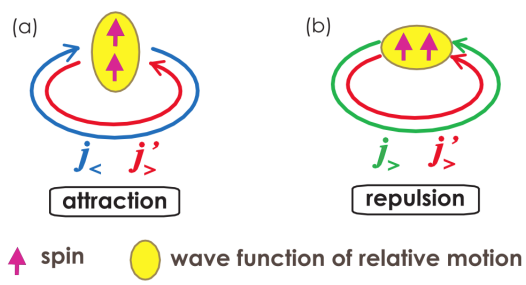

Figure 3: *Schéma de la force tenseur agissant entre deux nucléons sur des orbitales j and j' [2]*

À $N = 40$ qui correspond au ^{69}Cu, cette réaction de transfert à déjà été faite en 1978 par Zeidman *et al.* [7]. Néanmoins seulement 40% de la force a été mesuré. Dans le but d'extraire un maximum de la force nous avons réalisé une autre expérience à Orsay utilisant de split-pole et surtout dans le but de pouvoir comparer les deux isotopes ^{69,71}Cu où la détermination des facteurs spectroscopiques a été faite de manière consistance utilisant les mêmes potentiels optiques. Pour voir les effets du remplissage de la couche

$\nu g_{9/2}$, la réaction de transfert ^{72}Zn(d,^{3}He)^{71}Cu pour étudier les états trous de proton dans le ^{71}Cu ($N = 42$). Cette seconde expérience a été réalisé au GANIL.

0.3 États trous de proton dans le ^{69}Cu

0.3.1 Montage expérimental

La réaction de transfert ^{70}Zn(d,^{3}He)^{69}Cu a été réalisé en mars 2013 à Orsay en cinématique directe utilisant de spectromètre magnétique split-pole [8] (figure 4). Le faisceau de deuton a été délivré par le tandem à une énergie de 27 MeV et envoyé vers une cible mince de ^{70}Zn purifié à 95 %.
Le système de détection su split-pole placé par défaut au plan focal du spectromètre est composé de trois détecteurs. Le premiers est un conteur proportionnel sensible en position dont la zone active est de 30 cm, le deuxième est aussi un coutent proportionnel qui donne la parte d'énergie ΔE dans le gaz. La gaz utilisé est de l'iso-butane à un expression de 300 mbar. Avec ces deux signals on peut identifier les différentes particules légères. Enfin le dernier détecteur est un scintillateur plastique qui mesure l'énergie résiduel. Néanmoins puisque la partie active de ce détecteur est plus petite, cela réduit la zone d'excitation en énergie accessible c'est pourquoi de détecteur n'a pas été utilisé dans l'analyse.
Enfin, dans le but de compter le nombre d'ions incidents N_{beam} une cage de Faraday est placé après la cible. Ce nombre de particules N_{beam} sert à la procédure de normalisation pour les sections efficaces.

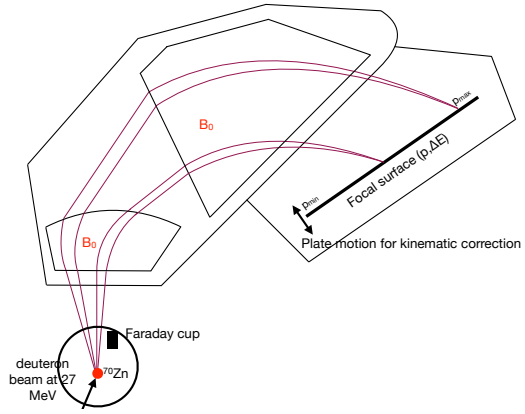

Figure 4: *Schéma de la chambre à réaction et du split-pole*

0.3.2 Résultat

Grâce au détecteurs du plan focal il est possible d'identifier les ^{3}He des autres particules légères. En sélectionnant ces ^{3}He ont peut voir le spectre de la rigidité magnétique $B\rho$ dans la figure 5 à gauche. À l'aide de la méthode de la masse manquante, on peut reconstruire le spectre en énergie d'excitation du ^{69}Cu à droite de la figure 5. Sur ce spectre on peut voir différent pics mais tous ne correspondent pas à des états du ^{69}Cu, certains proviennent de la réaction (d,^{3}He) sur les différents contaminant présent dans la cible (C, O, N et Si). De plus les pics les plus larges correspondent à la réaction de transfert (d,t) sur le carbone. En effet les détecteurs du plan focal ont été positionné de façon à obtenir la meilleure résolution possible pour notre réaction d'intérêt. Les cinématiques très différentes entre les deux réactions expliquent la différence de résolution.
Avec cette réaction il a été possible de peupler huit états dans le ^{69} et déterminer la section efficace de chaque état et donc de connaitre le moment angulaire e d'extraire le facteur spectroscopique de chaque état. Les différents résultats sont lister dans le tableau 1. Ainsi il a été possible dans cette expérience de mesurer 66% de la force $f_{7/2}$. Néanmoins la force manquante est due certainement au fait que l'énergie du faisceau de deuton n'était pas suffisante pour peupler des états $L = 3$ à plus haute énergie d'excitation. Si on regarde le centroid de la force mesurée, il se trouve à $E(f_{7/2}) = 2.45$ MeV, néanmoins la partie mesurée plus le fait que la section efficace s'écroule avec l'énergie d'excitation nous permet d'avoir une contrainte sur la force en manquante. On peut ainsi estimer le centroid de la force $f_{7/2}$ autour de 3.8 MeV.

E (MeV)	L (J^π)	C^2S (ZR)	C^2S (FR)	χ^2/NDF
0	1 ($3/2^-$)	1.40(15)	1.50(17)	0.69/7
1.10	-	-	-	-
1.23	3 ($5/2^-$)	0.80(11)	0.70(10)	1.53/3
1.71	3 ($7/2^-$)	2.00(11)	2.50(14)	14.27/6
1.87	3 ($7/2^-$)	0.40(10)	0.50(10)	8.76/4
3.35	3 ($7/2^-$)	1.60(10)	2.40(15)	2.23/5
3.70	2 ($3/2^+$)	1.90(25)	1.50(20)	2.39/6
3.94	0 ($1/2^+$)	0.70(06)	0.70(10)	9.37/5

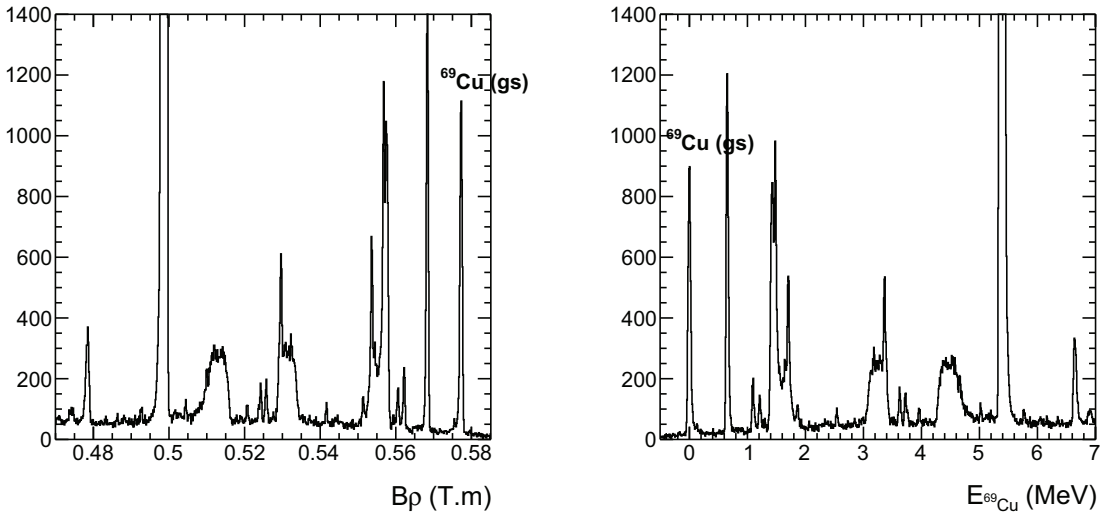

Figure 5: *Rigidité magnétique (gauche) convertie en énergie d'excitation (droite) pour le ^{69}Cu avec la méthode de la masse manquante*

Table 1: *Récapitulatif du moment transféré L, spin-parité J^π et du facteur spectroscopique C^2S pour les différents états peuplés dan sel ^{69}Cu. Comparaison entre portée nulle et portée finie en utilisant $r_0 = 1.25$ fm et $a_0 = 0.65$ fm*

0.4 États trous de proton dans le ^{71}Cu

0.4.1 Montage expérimental

L'expérience E552 a été réalisé au GANIL en avril 2011. Le faisceau de ^{72}Zn a été produit à une énergie de 38 MeV/u par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{76}Ge sur une cible de béryllium. Ce faisceau secondaire a été purifié grâce au spectromètre LISE pour ensuite être envoyé dans l'aire expérimentale D6 sur une cible de CD_2 d'épaisseur de 0.26 mg/cm^2. La pureté du faisceau pour l'ensemble de l'expérience a été de 55% et le principale contaminant était le ^{74}Ga, cependant il a été possible de séparer ces deux noyaux grâce à un temps de vol différent.
Comme tout faisceau produit par fragmentation, celui-ci peut avoir une émittance large. Pour connaitre avec une bonne précision la position du faisceau sur la cible il est donc

indispensable de placé en amont de détecteurs de faisceau pour pouvoir reconstruire événement par événement le point d'impact du faisceau de la cible. Ces deux détecteurs sont les détecteurs CATS[1] [9] qui contiennent 28 fils en X et 28 en Y ce qui permet de connaitre la position du faisceau dans le plan perpendiculaire à la trajectoire.
Le montage expérimental (cf figure 6) a été pensé pour maximiser l'efficacité du système de détection pour notre réaction d'intérêt ^{72}Zn(d,^{3}He)^{71}Cu. Du fait de la cinématique, les ^{3}He d'intérêt sont émis aux angles avant dans le référentiel du laboratoire avec une énergie inférieur à 22 MeV. Pour les détecter 4 détecteurs MUST2[2] [10] sont placés à l'avant. Ces détecteurs consistent en trois étages: 300 μm de silicium doublement strippé, un détecteur SiLi et enfin 16 cristaux de CsI. Néanmoins étant donné l'énergie de nos ^{3}He, ces derniers sont stoppé dans le premier étage de silicium. Du fait le seul moyen de les identifier réside dans le méthode du temps de vol, mais cette méthode ne permet pas de stérer les ^{3}He des tritons. C'est pourquoi il a été nécessaire de placer devant les quatre détecteurs MUST2 des détecteurs de silicium de 20 μm pour pouvoir identifier les particules légères avec la méthode de la perte énergie versus l'énergie résiduel ($\Delta E - E$). Ces détecteurs de 20 μm de silicium sont simplement strippé avec 16 strips. Il est cependant très difficile de fabriquer de tel détecteur avec une bonne homogénéité d'épaisseur. Il se trouve que l'épaisseur peut varier localement de 25% rendant l'identification par $\Delta E - E$ impossible. Il a donc été nécessaire de déterminer une carte un épaisseur de ces détecteurs pour pouvoir corriger événement par événement de ce défaut d'épaisseur. cette carte a été réalisé à l'aide de la perte énergie d'une source α. Après correction il a été en effet possible d'identifier les ^{3}He des autres particules légères et notamment des tritons et des particules α.
Enfin à zéro degré pour identifier le noyaux résiduel, une chambre d'ionization a été placé suivi d'un détecteur plastique. Le signal de la chambre d'ionization est une chambre de 60x60 mm^2 qui contient un gaz de CF_4 à une pression de 100 mbar. Le signal a été digitalisé à une fréquents d'échantillonnage $f_s = 40$ MHz soit un échantillon toute les 25 ns. Pour chaque signal l'échantillon compte 350 points soit un temps de digitalization de 8/75 μs. cette chambre permet d'identifier les différents noyaux résiduels, cependant l'efficacité de cette chamber est moins bonne que celle des MUST2 et elle a utilisé seulement pour permettre de bien identifier le ^{71}Cu et les différents états peuplés dans ce noyau mais aucune condition n'a été imposé pour construire la distribution angulaire de chaque état peuplé.

[1] Chambre A Trajectoire de Saclay
[2] Mur à STrip

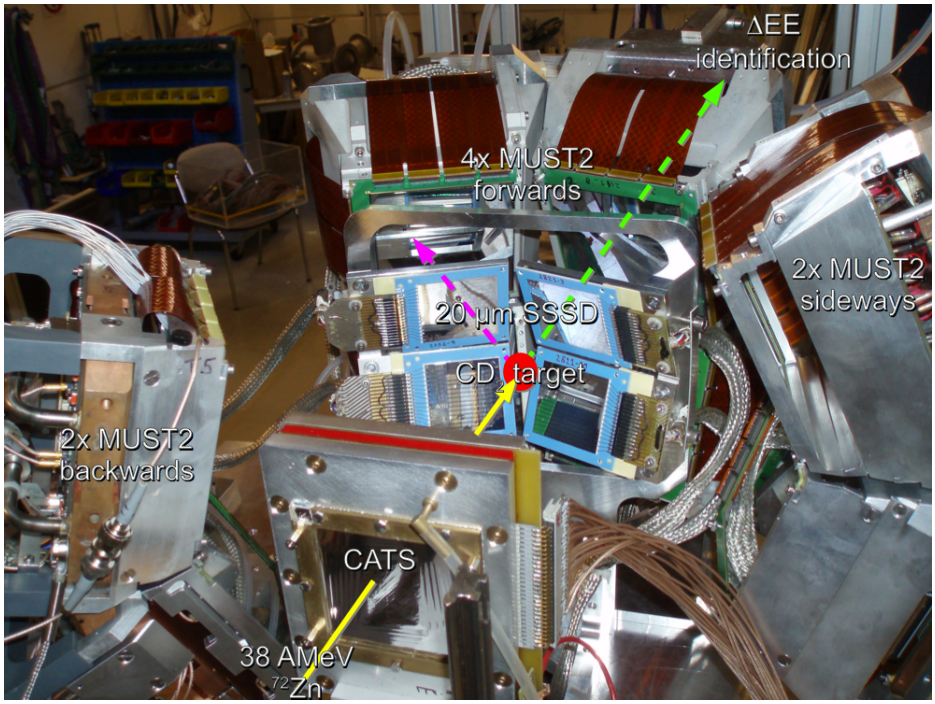

Figure 6: *Montage expérimentale sur la ligne LISE au GANIL*

0.4.2 Résultat

Une fois qu'on peut proprement sélectionner nos ^{3}he d'intérêt on peut reconstruire le spectre d'énergie d'excitation du ^{71}Cu par la méthode de la masse manquante. Sur la figure 7, on voit clairement que plusieurs états ont été peuplé. On constate aussi que le premier pic est plus large que les autres car effet celui-ci contient au moins deux états : le fondamental $3/2^-$ ainsi qu'un état $5/2^-$ à 534 keV. La présence de ces deux états est confirmé par le fait que la distribution angulaire est reproduite à l'aide d'une contribution $L = 1$ et $L = 3$. On peut voir dans le tableau 2 le récapitulatif des différents états peuplés ainsi que leur moment angulaire et leur facteur spectroscopique associé.
Tout comme pour le ^{69}Cu, le code DWUCK5 a été utilisé pour calculer la section efficace théorique de transfert d'un proton de portée finie. Dans la voie d'entré le potentiel de Daehnick a été utilisé [11] et dans la voie de sortie le potentiel de Peray and Perey [12] a été utilisé pour décrire l'interaction entre ^{3}He et le ^{71}Cu. Enfin le potentiel de Brida [13] a été utilisé pour décide le facteur de forme et le recouvrement entre le deuton et l'^{3}He.
On peut voir ainsi que 86% de a force $\pi f_{7/2}$ a été mesuré dans le ^{71}Cu donnant un centroid

expérimental à 3.76 MeV. De plus il est intéressant de noter qu'aucun état a été peuplé autour de 1 MeV concluant donc que la nature de l'état $7/2^-$ à 981 keV n'est pas de nature trou de proton.

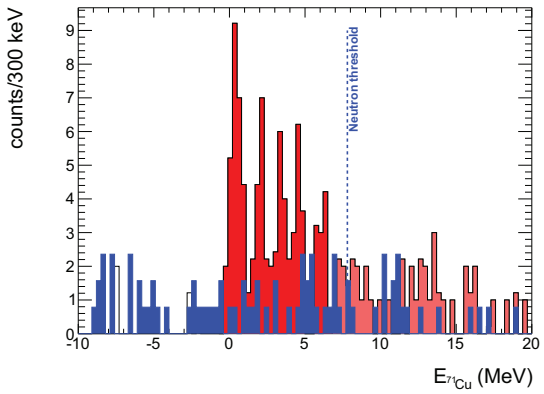

Figure 7: *Spectre d'énergie d'excitation du ^{71}Cu en rouge. Le spectre bleu correspond au fond carbone normalisé*

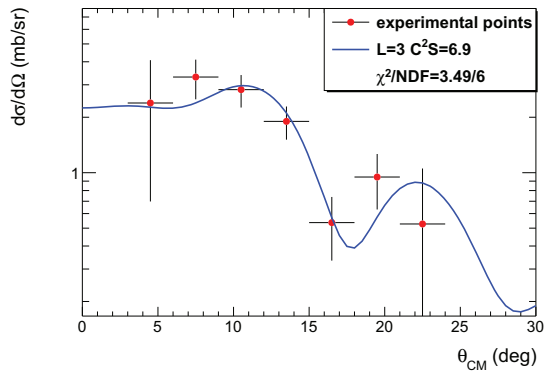

Figure 8: *Distribution angulaire de l'ensemble des états $7/2^-$ peuplés dans le ^{71}Cu*

States	Energy (MeV)	σ (keV)	$L(J^\pi)$	C^2S	χ^2/NDF
1	0.29(19)	390(51)	1 ($3/2^-$)	0.80(15)	2.23/5
2	0.29(19) + 0.534		3 ($5/2^-$)	1.40(63)	2.23/5
3	2.04(15)	324(68)	3 ($7/2^-$)	1.38(18)	0.613/6
4	3.42(20)	333(61)	3 ($7/2^-$)	1.49(34)	4.13/6
5	4.54(17)	280(36)	3 ($7/2^-$)	3.69(62)	2.94/6
6	6.10(18)	290(45)	0 ($1/2^+$)+2 ($3/2^+$)	0.4(1) and 3.0(5)	6.2/4

Table 2: *Energie des différents états peuplés dans le ^{71}Cu, la résolution σ, le moment angulaire L, le spin-parité J^π et le facteur spectroscopique C^2S*

0.5 Conclusion

Nous avons mesuré les états trous de proton dans les noyaux de cuivre riches en neutrons ^{69,71}Cu au moyen de la réaction de transfert (d,^{3}He) dans deux différentes expériences dans le but d'extraire le centroid de la force $\pi f_{7/2}$ de manière cohérente entre les deux isotopes.
Dans le but d'étendre les données existantes pour le ^{69}Cu et d'étudier les deux isotopes de manière consistante nous avons réalisé une nouvelle expérience en cinématique directe avec le spectromètre split-pole à Orsay. Dans cette expérience une autre partie de la force $\pi f_{7/2}$ a été mesuré. Néanmoins, 33% de la force est toujours manquante mais une contrainte sur cette force manquante a pu être déterminé et une estimation du centroid a été donné.
De plus, pour la première fois, les facteurs spectroscopiques des états peuplés dans le ^{71}Cu ont été extrait grâce à la réaction de transfert en cinématique inverse cette fois. 86% de la force $\pi f_{7/2}$ a été mesuré et contrairement à ce qu'on pouvait attendre aucune force n'a été mesuré autour de 1 MeV.
Parce que ces deux isotopes ont été étudié en utilisant les mêmes potentiels optiques de manière cohérente, la comparaison de l'évolution de la force $\pi f_{7/2}$ entre $N = 40$ et $N = 42$ est possible. Nous avons estimé que le centroid de force se situe à 3.81 MeV dans le ^{69}Cu et à 3.76 MeV dans le ^{71}Cu. De plus le premier état $7/2^-$ dans le ^{71}Cu a été mesuré à 2.04 MeV dans cette expérience. On peut conclure que l'effet des neutrons $\nu g_{9/2}$ sur l'orbitale $\pi f_{7/2}$ est le même que sur l'orbitale $\pi p_{3/2}$ puisque le centroid reste identique entre $N = 40$ et $N = 42$. Ou du moins, dans notre sensibilité expérimentale l'effet n'est pas visible contrairement à l'effet sur le partenaire spin-orbite $\pi f_{5/2}$ qui est déjà de 680 keV par rapport au fondamentale $3/2^-$ à $N = 42$.
À partir de ce travail de thèse, il n'y a pas d'indication d'affaiblissement du gap $Z = 28$ entre les orbitales $\pi p_{3/2}$ et $\pi f_{7/2}$ à $N = 42$.

Bibliography

[1] B. Bastin *et al.* *Collapse of the $N = 28$ Shell Closure in ^{42}Si. Physical Review Letters*, **99**(022503), 2007.

[2] T. Otsuka *et al.* *Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force. Physical Review Letters*, **95**(232502), 2005.

[3] S. Franchoo *et al.* *Beta Decay of $^{68-74}Ni$ and Level Structure of Neutron-Rich Cu Isotopes. Physical Review Letters*, **81**(15), 1998.

[4] S. Franchoo *et al.* *Monopole migration in $^{69,71,73}Cu$ observed from β-decay of laser-ionized $^{68-74}Ni$. Physical Review C*, **64**(054308), 2001.

[5] K.T. Flanagan *et al.* *Nuclear Spins and Magnetic Moments of $^{71,73,75}Cu$: Inversion of $\pi 2p_{3/2}$ and $\pi 1f_{5/2}$ Levels in ^{75}Cu. Physical Review Letters*, **103**(142501), 2009.

[6] I. Stefanescu *et al.* *Interplay between Single-Particle and Collective Effects in the Odd-A Cu Isotopes beyond $N = 40$. Physical Review Letters*, **100**(112502), 2008.

[7] B. Zeidman and J. A. Nolen. *Mass and low-lying energy levels of ^{69}Cu. Physical Review C*, **18**(5), 1978.

[8] J.E. Spencer and H.A. Enge. *Split-Pole magnetic spectrograph for precision nuclear spectroscopy. Nuclear Instruments and Methods*, **49**:181–193, 1967.

[9] S. Ottini-Hustache *et al.* *CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL. Nuclear Instruments and Methodes in Physics Research A*, **431**:476–484, 1999.

[10] E. Pollacco *et al.* *MUST2: A new generation array for direct reaction studies. The European Physical Journal*, **25**(10.1140/epjad/i2005-06-162-5):287–288, 2005.

[11] W.W. Daehnick *et al.* *Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV. Physical Review C*, **21**(6), 1980.

[12] C. M. Perey and F. G. Perey. *Compilation of phenomenological optical-model parameters. At. Data Nucl. Data Tables*, **17**(1), 1976.

[13] I. Brida Steven C. Pieper and R. B. Wiringa. *Quantum Monte Carlo calculations of spectroscopic overlaps in $A \leq 7$ nuclei. Physical Review C*, **84**(024319), 2011.