

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE 534 :
MODELISATION ET INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE,
ENERGIES, GEOSCIENCES ET ENVIRONNEMENT

LABORATOIRES: INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE ORSAY
SMOLUCHOWSKI INSTITUTE OF PHYSICS, CRACOVIE

DISCIPLINE : PHYSIQUE

SYNTHÈSE EN FRANÇAIS THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 18 Décembre 2014 par

Hubert Kuc

Di-pion and di-electron production in quasi-free np reactions with HADES

Directeurs de thèse : Mme Béatrice RAMSTEIN Institut de Physique Nucléaire (Orsay)
M. Piotr SALABURA Université Jagellonne (Cracovie)

Composition du jury :

Président du jury : M. Bachir MOUSSALLAM Institut de Physique Nucléaire (Orsay)
Rapporteurs : Mme Hélène FONVIEILLE LPC (Clermont-Ferrand)
M. Pawel MOSKAL Université Jagellonne (Cracovie)
Examineur : M. Mikhail BASHKANOV University of Tübingen

1 Motivations

La physique hadronique s'intéresse à l'étude de l'interaction forte. Celle-ci s'exerce entre les constituants ultimes de la matière, quarks et gluons et est régie par la Chromodynamique Quantique. Les hadrons, qui sont constitués de quarks et gluons, et en premier lieu les nucléons, neutrons et protons, constituent environ 99% de la matière visible. Une des questions fondamentales à laquelle la QCD ne sait pas encore répondre est l'origine de la masse des hadrons. La masse des hadrons légers auxquels appartiennent les nucléons est en effet bien plus grande que la masse des quarks et gluons qui les constituent et est principalement due à l'interaction entre quarks et gluons. Dans ce processus de génération de la masse, la symétrie chirale et plus précisément, sa brisure spontanée, liée à l'existence d'un condensat de quarks non nul joue un rôle important. Une diminution de ce condensat est prédite dans la matière nucléaire lorsque la température ou la densité baryonique augmente et pourrait s'accompagner d'une diminution de la masse des hadrons. Une relation linéaire entre la masse des mésons vecteurs ($\rho, \omega, \phi, \dots$) et le condensat de quarks a d'abord été conjecturée (Brown-Rho scaling)[1], mais les calculs plus récents montrent que la relation est plus complexe. Les règles de somme de QCD n'apportent que des contraintes sur les masses et les largeurs de ces mésons, mais ne permettent pas une description complète des fonctions spectrales. D'autres approches, basées sur des calculs hadroniques, prédisent des élargissements significatifs des fonctions spectrales du méson ρ dans la matière nucléaire, dus à son couplage avec des résonances baryoniques, comme par exemple N(1520) [2]. Ce scénario semble conforté par les mesures de spectres de dileptons dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, mais l'interprétation doit être vérifiée par des mesures complémentaires, en particulier à basse énergie où les résonances baryoniques jouent déjà un rôle au niveau de la production du méson ρ dans les collisions pp et πp . L'objectif de l'expérience HADES installée sur l'accélérateur du GSI à Darmstadt [3] est d'étudier la contribution des résonances baryoniques à la production de dileptons, dans le domaine d'énergie de 1 à 2 GeV/nucléon en étudiant à la fois des réactions induites par ions lourds et des réactions élémentaires (pp et quasi-libre 'pn'). L'émission de dileptons en réactions élémentaires permet aussi d'étudier le rôle du méson ρ dans la structure électromagnétique des résonances baryoniques.

De nombreuses données ont déjà été mesurées par la collaboration HADES [4]. En particulier, le rôle de la résonance Δ dans l'émission de paires e^+e^- a été mis en évidence dans la réaction pp à 1.25 GeV [5]. Un des résultats étonnants est l'observation d'un excès dans la production de dileptons en réaction np par rapport à la réaction pp qui ne peut s'expliquer par le seul processus d'émission non résonante. Récemment, des résultats en meilleur accord avec les données ont été obtenus avec le modèle d'échange d'un boson [6], en ajoutant un facteur de forme électromagnétique pour l'échange d'un pion chargé, contribution qui est absente pour la réaction pp .

La production de dileptons mesurée en réactions pp et pn sert de référence pour les

mesures dans les systèmes légers (C+C), moyens (Ar+KCl) et lourds (Au+Au). Les spectres obtenus en C+C sont compatibles avec une superposition de ceux provenant des réactions pp and pn , alors qu'un excès de plus en plus grand est observé pour les systèmes Ar+KCl [7] et Au+Au. Cet effet est interprété en invoquant la propagation et la régénération des résonances baryoniques.

Le détecteur HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) présente l'avantage de mesurer à la fois la production de paires e^+e^- et de pions chargés. La production de pions en réactions élémentaires apporte des informations sur le cocktail de résonances baryoniques utilisé pour décrire la production de paires e^+e^- . La production simultanée de deux pions est particulièrement intéressante pour la contribution du méson ρ qui décroît avec un rapport de branchement de 100% en une paire $\pi^+\pi^-$.

D'assez nombreuses données sont disponibles, en particulier grâce aux mesures de la collaboration WASA à CELSIUS et COSY pour des énergies allant du seuil jusqu'à 1.4 GeV [8]. Les modèles de Lagrangien effectifs [9, 10] expliquent la production de deux pions près du seuil par l'excitation de la résonance de Roper N(1440) par l'échange d'un σ , puis, autour de 1 GeV, l'excitation de deux résonances $\Delta(1232)$ devient dominante. Le modèle [10] a été ajusté pour reproduire les sections efficaces différentielles de la réaction $pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$ [11]. Les réactions $pn \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ et $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ ont récemment été étudiées par la collaboration HADES [12], et là aussi, le modèle de Valencia modifié donne les meilleurs résultats.

Par ailleurs, les réactions de fusion avec production de deux pions suscitent de l'intérêt depuis les années 1960 à cause de l'observation d'une accumulation de section efficace près du seuil d'émission de deux pions [13], que l'on a appelé l'effet ABC, d'après les initiales des auteurs. La prise en compte de l'excitation simultanée de deux résonances $\Delta(1232)$ a permis d'expliquer au moins qualitativement ces résultats. Cependant, l'intérêt pour ce phénomène a été réactivé lorsqu'une production inexplicée de paires de pions avec une faible masse invariante a été observée par la collaboration WASA dans les réactions de fusion $pd \rightarrow {}^3He\pi\pi$ et $pn \rightarrow d\pi\pi$, d'abord dans les expériences à CELSIUS, puis de façon plus précise à COSY [14]. Cet excès est associé à un pic très prononcé dans l'évolution de la section efficace en fonction de l'énergie, inexplicable par les modèles conventionnels et qui suggère la présence d'une résonance dibaryonique d^* d'isospin 0, de masse 2.38 GeV/ c^2 et de largeur 70 MeV. Une étude systématique de différents canaux a alors été entreprise pour vérifier la cohérence de l'interprétation [15]. Le pic est absent dans la réaction $pp \rightarrow d\pi^+\pi^0$ d'isospin 1 et atténué dans la réaction $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ qui est constituée d'un mélange d'isospin 0 et d'isospin 1.

La première partie de ma thèse consiste en l'analyse de la réaction $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ mesurée avec HADES. Le but de cette étude est de vérifier, dans un domaine d'acceptance complémentaire, les résultats de WASA et leur interprétation basée sur l'existence du dibaryon. Il s'agit aussi de compléter les informations sur la production de paires $\pi^+\pi^-$ en réactions $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ et $pn \rightarrow pn\pi^+\pi^-$ qui sont par ailleurs étudiées par la collaboration. La compréhension des mécanismes sous-jacents a aussi un impact pour l'interprétation de la production de paires e^+e^- .

La deuxième partie de ma thèse consiste donc en l'étude de la réaction $pn \rightarrow de^+e^-$. Le but est ici de tester deux approches très récentes de cette réaction, suggérées pour expliquer la production inclusive de paires e^+e^- en réactions np . La première [16] est un calcul basé sur les données de la réaction inverse de photodésintégration du deuton, en rajoutant un facteur de forme et un facteur d'espace de phase pour tenir compte de l'aspect virtuel du photon. La deuxième [17] est basée sur le processus $np \rightarrow \Delta\Delta \rightarrow \rho d$ et $np \rightarrow \Delta\Delta \rightarrow \rho np$, particulièrement intéressant pour notre étude, puisqu'il contribue aussi à la production de deux pions. Comme le précédent, ce processus est spécifique de la réaction pn , les coefficients d'isospin interdisant le processus $pp \rightarrow \Delta\Delta \rightarrow \rho pp$.

2 Le spectromètre HADES

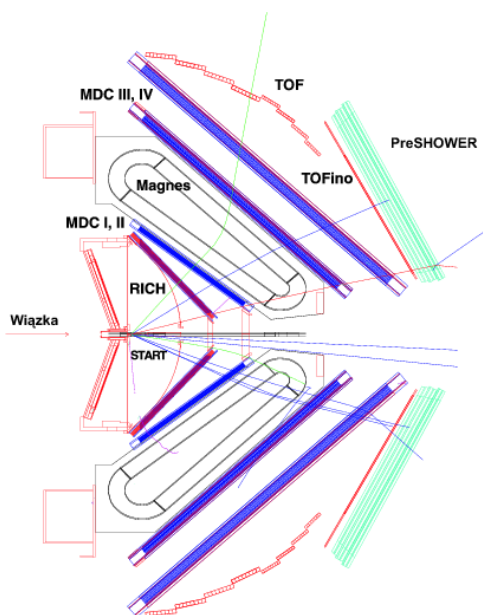


Figure 1: Schéma du dispositif HADES. Le mur avant situé 7m en aval de la cible n'est pas représenté.

L'ensemble expérimental HADES [3] (figure 1) consiste en 6 secteurs identiques couvrant tout le domaine azimuthal et des angles polaires de 18 à 84° par rapport à la direction du faisceau. Chaque secteur contient: un détecteur RICH (Ring Imaging Cerenkov) utilisé pour l'identification de particules, deux séries de deux chambres à dérive (MDC) placées respectivement avant et après le champ magnétique, pour déterminer l'impulsion des particules chargées; des détecteurs de temps de vol (TOF/TOFINO) et un détecteur de pré-gerbe (PRE-SHOWER) pour améliorer l'identification des électrons. En plus, un mur de scintillateurs a été placé 7 m en aval de la cible. Son rôle est de détecter les particules émises aux petits angles, en particulier les protons spectateurs dans les réactions quasi-libres induites par un faisceau de deutons, qui sont celles qui nous intéressent ici. Le détecteur fournit une résolution en masse invariante de paires e^+e^- de l'ordre de 2.7% à la masse du ω et une résolution en impulsion de 3-4% pour les protons. Le trigger de premier niveau est obtenu par un signal de multiplicité en provenance des détecteurs de

temps de vol. Dans le cas de l'expérience avec un faisceau de deutons, un signal provenant du mur avant est aussi requis.

3 Méthode d'analyse de données

Les différentes étapes d'analyse consistent en un traitement des données brutes pour prendre en compte les calibrations, la reconstruction de traces, l'identification de particules et finalement la sélection du canal physique. D'autre part, des simulations sont réalisées en générant des événements physiques dans une interface de type GEANT3 où la géométrie et la réponse des détecteurs est prise en compte. Ces événements suivent ensuite les mêmes étapes de reconstruction que les données. Ces simulations permettent de calculer l'efficacité de la détection et de l'analyse et de corriger les données. Elles permettent aussi de comparer les modèles théoriques aux résultats expérimentaux. Des simulations plus rapides et flexibles sont aussi réalisées en utilisant un filtrage avec des matrices d'acceptance.

Les études des réactions $np \rightarrow d\pi^+\pi^-$ et $np \rightarrow de^+e^-$ sont basées sur l'étiquetage du proton spectateur dans le mur avant pour sélectionner les réactions np quasi-libre parmi les collisions dp. Les paires e^+e^- ou $\pi^+\pi^-$ sont détectées dans HADES. La difficulté principale consiste, comme on va le voir, en l'identification des deutons aux petits angles. En effet, seule une petite fraction des deutons peuvent être détectés dans HADES, où l'identification des deutons est relativement aisée, grâce aux bonnes capacités d'identification. Pour la plupart des événements, il faut utiliser le détecteur avant, qui ne fournit qu'une information de temps de vol, avec une résolution limitée. Il s'agit donc de distinguer les deutons produits dans les réactions de fusion $dp \rightarrow d\pi^+\pi^-p_{spec}$ ou $dp \rightarrow de^+e^-p_{spec}$ des protons spectateurs ou des protons émis dans les processus conduisant à une paire pn non liée: $dp \rightarrow pn\pi^+\pi^-p_{spec}$ ou $dp \rightarrow pne^+e^-p_{spec}$. Pour la réaction $dp \rightarrow de^+e^-p_{spec}$, seuls les événements avec deuton détecté dans le mur avant ont été utilisés. Pour l'émission de deux pions, pour laquelle la statistique est bien plus grande, les deux configurations (détection du deuton dans HADES et dans le mur avant) ont été exploitées. L'identification dans le détecteur HADES est basée sur la corrélation entre l'impulsion et le temps de vol. La seule difficulté provient de l'absence de signal de référence en temps (signal START) dans cette expérience. Le temps de vol absolu pour chaque particule a cependant pu être recalculé en utilisant la technique "d'hypothèse sur l'événement", c'est à dire en comparant la mesure des différences de temps entre les particules d'un même événement avec un calcul à partir des impulsions en faisant une hypothèse sur la nature, et donc la masse des particules. La minimisation de la différence entre mesure et calcul permet de valider la bonne hypothèse. Pour l'identification des électrons et positrons, la corrélation entre l'impulsion et le temps de vol n'est pas suffisante pour éliminer les pions et on utilise le RICH. Le premier critère est la présence d'un anneau, puis les informations spatiales de l'anneau sont corrélés à celles de la trace. Pour les impulsions plus grandes que 500 MeV/c, le signal du détecteur SHOWER permet d'améliorer encore la pureté de l'identification des électrons. Une étape importante consiste en la réjection du bruit de fond combinatoire, dû à la combinaison

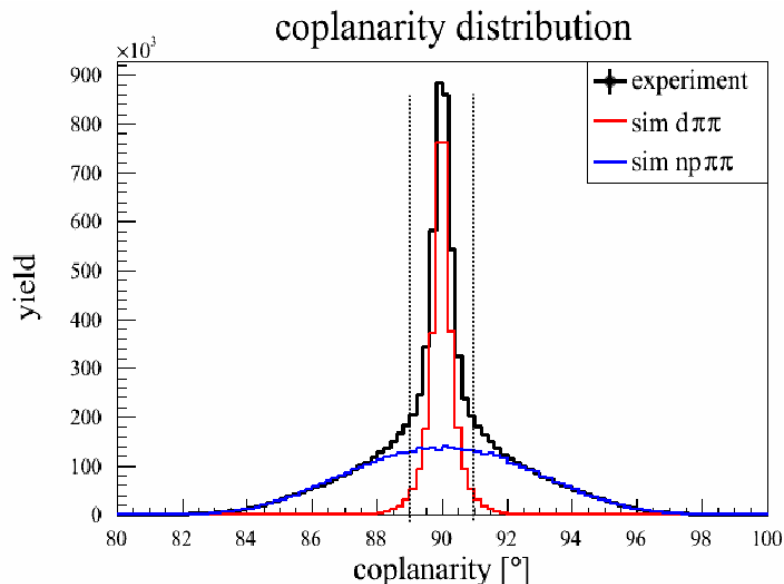


Figure 2: Distributions expérimentales d'angle de coplanarité pour les événements sélectionnés après coupures de temps de vol. Les histogrammes rouges et bleues correspondent respectivement à des simulations GEANT pour les canaux $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ et $pn \rightarrow pn\pi^+\pi^-$.

d'un électron et d'un positron provenant de deux particules distinctes. Nous avons utilisé les paires de même signe pour estimer et soustraire ce bruit de fond. De plus, une limite inférieure est imposée sur l'angle d'ouverture des paires e^+e^- pour rejeter celles provenant de la conversion des photons dans le matériau des détecteurs.

L'analyse des événements avec deutons détectés dans HADES est pratiquement exempte de bruit de fond. La situation est plus délicate dans le cas des deutons détectés dans le mur avant. La mesure du temps de vol permet de distinguer les deutons des protons spectateurs, à cause de leurs différentes vitesses, mais les distributions des vitesses des protons du processus "non-lié" et des deutons se recouvrent. Nous avons donc utilisé en plus un critère de coplanarité entre les différentes particules détectées. En pratique, on définit $\vec{p}_k = \vec{p}_d - \vec{p}_{+-}$ où \vec{p}_d est l'impulsion du deuton incident et \vec{p}_{+-} l'impulsion de la paire $\pi^+\pi^-$ ou e^+e^- . Ce vecteur doit appartenir au plan constitué par les impulsions du deuton émis \vec{p}_d' et du proton spectateur \vec{p}_{spec} . Cette condition est appliquée dans l'analyse de données en demandant que l'angle dit de coplanarité entre le vecteur \vec{p}_k et la normale au plan défini précédemment soit proche de 90° . L'intérêt de cette condition est qu'elle n'utilise que les angles des particules détectées dans le mur avant et les impulsions des particules détectées dans HADES, quantités qui sont mesurées avec une bonne précision et pas les temps de vol dans le mur avant pour lesquels la précision est médiocre (de 550 à 800 ps suivant la taille des scintillateurs). La figure 2 montre un exemple de distribution en angle de coplanarité dans le cas de l'émission de paires $\pi^+\pi^-$. On peut voir que la distribution simulée reproduit très bien les données. Le pic étroit est dû aux événements avec un deuton émis, alors que les événements du processus non-lié produisent une distribution beaucoup plus large. Pour chaque configuration d'analyse, ce fond est soustrait,

en utilisant un fit par une fonction constituée de deux gaussiennes pour le signal et d'une gaussienne et d'une constante pour le fond.

Dans le cas de l'émission d'une paire e^+e^- , il n'y a pas de pic de coplanarité apparent, car le fond dû au processus non-lié domine. Les distributions de coplanarité sont cependant utilisées pour extraire une limite supérieure du nombre d'événements pouvant être attribués au signal.

La calibration de la mesure de temps fournie par le mur avant s'étant avérée insuffisamment précise, une partie de mon travail a consisté à trouver une nouvelle méthode. Aux petits angles, on peut utiliser la dominance du processus quasi-libre, dans lequel les protons détectés ont la vitesse du faisceau. Mais les effets de distorsion du spectre en impulsion due à la résolution en temps avaient été négligés. Ma nouvelle calibration, basée sur des simulations réalistes, donne des résultats cohérents jusqu'à 3.5° , mais au-delà, on observe un décalage de la masse manquante du proton car l'hypothèse participant-spectateur n'est plus valable. J'ai alors utilisé les événements avec deux pions détectés dans HADES et deux particules dans le mur avant et ajusté la calibration pour obtenir une masse manquante positionnée à la masse d'un proton.

Les matrices d'efficacité et d'acceptance sont calculées en fonction de l'impulsion, et des angles pour chaque type de particules en utilisant les simulations. La normalisation des taux de comptage est fournie par la mesure simultanée de la diffusion élastique, dont la section efficace est connue.

4 Résultats pour la production de deux pions

Pour l'analyse du canal de production de deux pions, nous avons utilisé le modèle développé par la collaboration WASA [14]. Quatre contributions sont prises en compte, l'excitation et la décroissance en deux pions et un nucléon des résonances $N(1440)$ et $N(1520)$, l'excitation simultanée de deux résonances $\Delta(1232)$, suivie de leurs décroissances en un pion et un nucléon, et finalement l'excitation de la résonance isoscalaire d^* , mentionnée précédemment, de masse $2.38 \text{ GeV}/c^2$ et de largeur 70 MeV , qui décroît par le processus $d^* \rightarrow \Delta\Delta \rightarrow NN\pi\pi$. Chaque processus est décrit avec des propagateurs et des facteurs de forme spécifiques. En particulier, pour la contribution de la résonance d^* un paramètre de coupure du facteur de forme très petit, égal à $160 \text{ MeV}/c^2$ est utilisé pour reproduire la concentration de section efficace pour les faibles masses invariantes de deux pions observées dans les expériences WASA. La résonance dibaryonique d^* ne contribue qu'au canal d'isospin 0, où elle domine par rapport aux autres processus et produit un pic très intense dans l'évolution de la section efficace pour une énergie dans le centre de masse correspondant à la masse de la résonance. Ce pic est absent dans le canal d'isospin 1. Comme le processus avec résonance dibaryonique produit des masses invariantes plus petites, la distribution angulaire du deuton est beaucoup plus large.

La détection du deuton dans le mur avant, entre 0.7° et 7° ne permet donc de mesurer qu'une fraction de ce processus. D'un autre côté, cette acceptance est complémentaire de celle de WASA et les simulations prédisent que le processus avec dibaryon domine

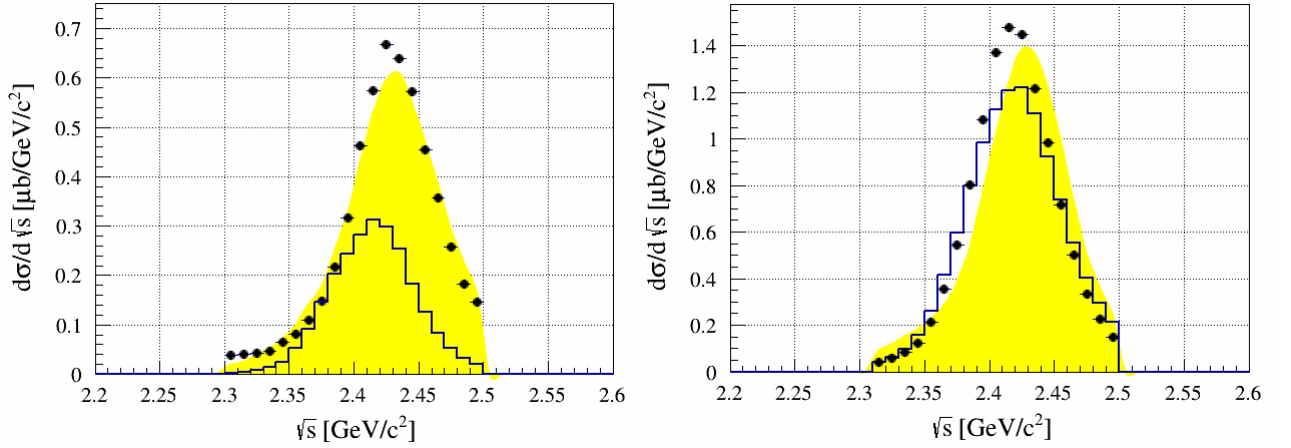


Figure 3: Energie totale de la paire pn calculée dans l’hypothèse d’un processus quasi-libre. Gauche: Le deuteron est détecté dans HADES. Droite: le deuteron est détecté dans le mur avant. Les disques noirs représentent les données expérimentales, l’histogramme indique les prédictions du modèle de WASA, avec une normalisation absolue et la zone jaune des simulations dans un modèle d’espace de phase avec une normalisation arbitraire.

toujours par rapport aux autres contributions plus conventionnelles.

Les données expérimentales mesurées avec deuteron dans HADES et avec deuteron dans le mur avant sont comparées aux prédictions des simulations avec le modèle de WASA ainsi qu’aux distributions simulées avec un modèle d’espace de phase simple, qui servent de référence. Une quantité particulièrement intéressante est l’énergie dans le centre de masse de la paire pn , calculée à partir des caractéristiques cinématiques du deuteron et de la paire $\pi^+\pi^-$ (figure 3). Lorsque le deuteron est détecté dans HADES, les distributions mesurées sont plus proches des simulations utilisant l’espace de phase que celles basées sur le modèle, qui par ailleurs sous-estime le taux de comptage. Cette défaillance du modèle est peut être due au fait que le deuteron est émis dans ce cas à des grands angles qui n’étaient pas couverts par WASA. D’autre part, cette zone est à la limite cinématique et est sensible aux détails des distributions. En particulier, des corrections par rapport à l’hypothèse participant-spectateur sont sans doute nécessaires. Dans le cas de la détection du deuteron dans le mur avant, les distributions sont en bon accord avec le modèle, aussi bien pour la normalisation que pour la forme de la distribution et sont légèrement décalées par rapport aux distributions d’espace de phase.

Pour relier le taux de comptage mesuré dans la réaction dp à la section efficace de la réaction pn à une énergie donnée, il faut déconvoluer la distribution en énergie intrinsèque de la paire pn (\sqrt{s}) due à l’impulsion du neutron dans le deuteron. Cette opération est effectuée en utilisant la densité de probabilité de \sqrt{s} déduite des simulations d’espace de phase. Les sections efficaces ainsi obtenues présentent un pic (figure 4), semblable à celui que l’on observe pour les événements simulés avec le modèle de WASA, auxquels on fait subir la même procédure. Le pic expérimental est légèrement décalé vers les énergies élevées, mais ce décalage est compatible avec les incertitudes sur le spectre initial. L’effet de l’acceptance peut être contrôlé en observant le résultat de la procédure sur les simulations obtenues avec des distributions d’espace de phase. Dans ce cas, la déconvolution

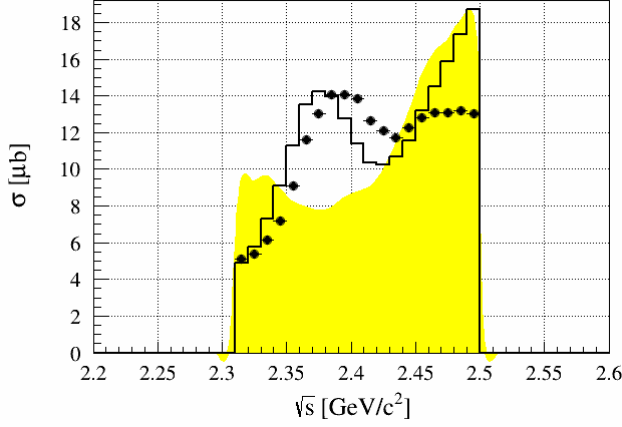


Figure 4: Resultat de la procédure de déconvolution pour obtenir la section efficace de la réaction $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ intégrée sur l’acceptance expérimentale en fonction de l’énergie centre de masse. Les disques noirs représentent les données expérimentales pour la détection du deuton dans le mur avant, l’histogramme indique les prédictions du modèle de WASA, avec une normalisation absolue et la zone jaune les simulations dans un modèle d’espace de phase avec une normalisation arbitraire.

produit un creux dans la région de la résonance (c’est à dire $\sqrt{s} \sim 2.38 \text{ GeV}/c^2$). Ceci prouve que le pic n’est pas dû aux effets d’acceptance qui ont plutôt tendance à atténuer ce pic. Nous avons aussi étudié l’influence d’une mauvaise calibration sur les résultats, mais la variable \sqrt{s} est très peu sensible à ces effets. Les distributions en masse invariante de la paire $\pi^+\pi^-$ sont piquées dans le modèle à des valeurs plus faibles que les distributions expérimentales. Cette description pourrait sans doute être améliorée en utilisant un facteur de forme de vertex moins piqué. Nos résultats sont donc compatibles avec le modèle de WASA dont un ingrédient essentiel est l’excitation d’une résonance dibaryonique. Malgré tout, des études plus poussées seraient nécessaires pour prouver que l’apparition de ce pic est bien due à cette résonance. En particulier, il serait important d’étudier l’effet de petites déviations par rapport au modèle participant-spectateur.

5 Résultats pour la production d’une paire e^+e^-

Comme cela a été expliqué en détail lorsque nous avons décrit les motivations, l’intérêt principal de l’analyse du canal $pn \rightarrow de^+e^-$ est d’estimer sa contribution au canal inclusif ($pn \rightarrow e^+e^-X$) et de vérifier les prédictions de modèles récents. Des simulations ont été réalisées en utilisant un cocktail de sources de paires e^+e^- comportant à la fois des canaux conduisant à la voie finale de^+e^- et pne^+e^- . Les canaux de type pne^+e^- sont inspirés d’un modèle de résonance. Pour la voie $pn \rightarrow de^+e^-$, deux types de calcul ont été utilisés, le premier déduit du modèle de résonance, et le deuxième déduit du modèle de capture radiative [16]. Dans un premier temps, les simulations ont été comparées aux spectres expérimentaux obtenus en utilisant comme simple condition d’avoir deux coups

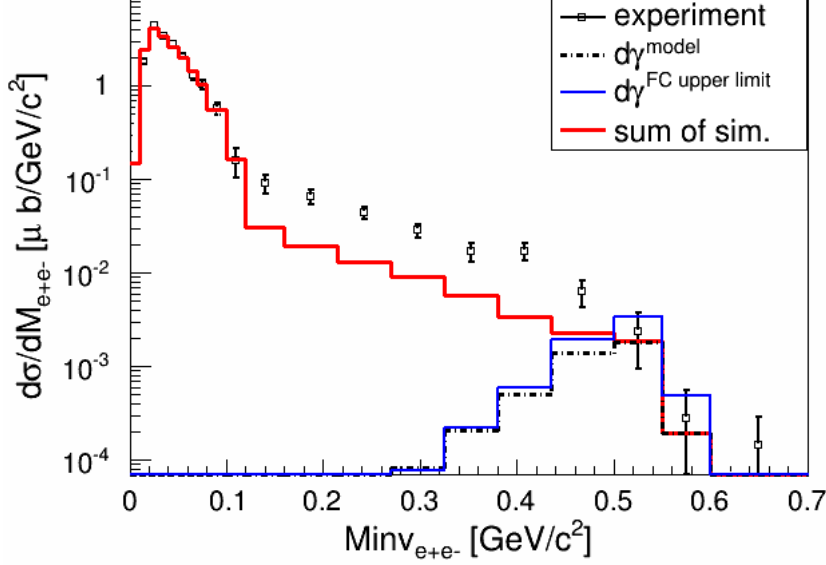


Figure 5: Distribution expérimentale en masse invariante de la paire e^+e^- dans la réaction quasi libre $pn \rightarrow e^+e^-X$ en utilisant des coupures sur le temps de vol entre le proton spectateur et une deuxième particule détectée dans le mur avant (disques vides) comparés à une simulation incluant différentes sources de paires e^+e^- (histogramme rouge). L’histogramme bleu indique la limite supérieure expérimentale pour la réaction $pn \rightarrow de^+e^-$ et l’histogramme en traits mixtes la prédiction du modèle de capture radiatif [16] pour ce canal.

dans le mur avant. Cette étude montre que la description du canal de^+e^- par le modèle de capture radiative donne une bien meilleure description du taux de comptage aux grandes masses invariantes, qui est par contre très sous-estimé par le modèle de résonances. Dans un deuxième temps, nous avons essayé d’isoler la réaction $dp \rightarrow dpe^+e^-$ dans les données pour avoir une meilleure sensibilité. Mais, comme on l’a vu, contrairement au cas de la production de paires e^+e^- , le pic attendu pour les réactions de fusion dans la distribution en angle de coplanarité n’est pas visible. Cependant, cette distribution a tout de même été exploitée pour extraire une limite supérieure de la section efficace différentielle de la réaction $dp \rightarrow de^+e^-$ en fonction de la masse invariante de la paire e^+e^- . Celle-ci a ensuite été comparée aux prédictions du modèle de capture radiative et un très bon accord a été trouvé (figure 5).

La dernière étude de cette thèse a consisté à comparer les données aux prédictions du modèle le plus récent, basé sur l’excitation et l’interaction dans l’état final de deux résonances $\Delta(1232)$. Ce modèle est particulièrement intéressant pour notre étude, car il permet de connecter l’émission d’une paire $\pi^+\pi^-$ à celle d’une paire e^+e^- . Une simulation basée sur ce modèle a donc été développée. Au préalable, le modèle a été modifié pour prendre en compte la production de paires e^+e^- liée au processus $\rho \rightarrow e^+e^-$ pour des masses invariantes inférieures à deux fois la masse d’un pion. Ce modèle donne une meilleure description des masses invariantes intermédiaires, due principalement au processus $pn \rightarrow pne^+e^-$ mais dépasse d’environ un facteur 2 la limite supérieure extraite des données pour le processus $dp \rightarrow de^+e^-$. Par ailleurs, la contribution de la résonance d^* à

la production de paires e^+e^- reste un problème ouvert.

6 Conclusion

Cette thèse a permis d'étudier la production de paires $\pi^+\pi^-$ et e^+e^- associée à la formation d'un deuton dans les réactions $pn \rightarrow d\pi^+\pi^-$ et $pn \rightarrow de^+e^-$ en utilisant les réactions pn quasi-libres induites par un faisceau de deutons sur une cible d'hydrogène liquide. Pour la production de deux pions, deux configurations de détection ont été utilisées. La première, dans laquelle toutes les particules sont détectées dans HADES permet une sélection très pure du signal, mais n'est réalisée que pour des événements proches de la limite cinématique pour un processus quasi-libre où l'importance des mécanismes dissipatifs rend l'interprétation délicate. La deuxième configuration correspond à la détection du deuton dans le mur avant. Dans ce cas, une calibration précise du temps de vol a été nécessaire. Il a fallu aussi développer une méthode de sélection du signal basée sur une condition de coplanarité. Nos résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prédictions du modèle de WASA et ne peuvent s'expliquer que si l'on inclut la contribution de la résonance dibaryonique, les processus conventionnels (double excitation de la résonance $\Delta(1232)$ et résonance de Roper) ayant une section efficace beaucoup plus faible. Dans le canal $pn \rightarrow de^+e^-$, la statistique n'est pas suffisante pour exploiter la détection du deuton dans HADES. D'autre part, le critère de coplanarité ne permet pas de distinguer ce processus de la réaction $np \rightarrow pne^+e^-$ dominante. Une limite supérieure de la section efficace a pu être extraite des données. Cette configuration est significative et est compatible avec un modèle de capture radiative, ce qui confirme l'importance de rajouter cette contribution aux calculs de production inclusive de paires pn . Par contre, le modèle basé sur la double excitation de la résonance Δ , qui est aussi invoquée pour expliquer l'excès de production inclusive de paires e^+e^- en réaction pn par rapport à la réaction pp donne une section efficace trop grande.

References

- [1] G. E. Brown and M. Rho, *Scaling effective lagrangians in a dense medium*, *Phys. Rev. Lett.* **66** (May, 1991) 2720–2723.
- [2] S. Leupold, V. Metag and U. Mosel, *Hadrons in strongly interacting matter*, *Int.J.Mod.Phys.* **E19** (2010) 147–224 [[0907.2388](#)].
- [3] **HADES** Collaboration, G. Agakichiev *et al.*, *The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES*, *Eur. Phys. J.* **A41** (2009) 243 [[nucl-ex/0902.3478](#)].
- [4] **HADES** Collaboration, B. Ramstein *et al.*, *HADES results in elementary reactions*, *EPJ Web Conf.* **81** (2014) 01003.
- [5] **HADES** Collaboration, G. G. Agakichiev *et al.*, *Origin of the low-mass electron pair excess in light nucleus-nucleus collisions*, *Phys. Lett.* **B690** (2010) 118.

- [6] R. Shyam and U. Mosel, *Dilepton production in proton-proton and quasifree proton-neutron reactions at 1.25 GeV*, *Phys. Rev.* **C82** (2010) 062201 [[hep-ph/1006.3873](#)].
- [7] **HADES** Collaboration, G. Agakishiev *et al.*, *Dielectron production in Ar+KCl collisions at 1.76A GeV*, *Phys. Rev.* **C84** (2011) 014902 [[nucl-ex/1103.0876](#)].
- [8] **COSY-TOF Collaboration** Collaboration, S. Abd El-Bary *et al.*, *Two-Pion Production in Proton-Proton Collisions with Polarized Beam*, *Eur.Phys.J.* **A37** (2008) 267–277 [[nucl-ex/0806.3870](#)].
- [9] X. Cao, B.-S. Zou and H.-S. Xu, *Phenomenological analysis of the double pion production in nucleon-nucleon collisions up to 2.2 GeV*, *Phys. Rev.* **C81** (2010) 065201 [[nucl-th/1004.0140](#)].
- [10] L. Alvarez-Ruso, E. Oset and E. Hernandez, *Theoretical study of the $NN \rightarrow NN \pi$ reaction*, *Nucl. Phys.* **A633** (1998) 519 [[nucl-th/9706046](#)].
- [11] T. Skorodko, M. Bashkanov, D. Bogoslawsky, H. Calen, H. Clement *et al.*, *$\Delta\Delta$ Excitation in Proton-Proton Induced $\pi^0\pi^0$ Production*, *Phys. Lett.* **B695** (2011) 115 [[nucl-ex/1007.0405](#)].
- [12] **HADES** Collaboration, G. Agakishiev *et al.*, *Study of the quasi-free $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$ reaction with a deuterium beam at 1.25 GeV/nucleon*, [nucl-ex/1503.04013](#).
- [13] N. E. Booth, A. Abashian and K. M. Crowe, *Anomaly in Meson Production in $p+d$ Collisions*, *Phys.Rev.Lett.* **7** (1961) 35–39.
- [14] **WASA-at-COSY Collaboration** Collaboration, P. Adlarson *et al.*, *ABC Effect in Basic Double-Pionic Fusion — Observation of a new resonance?*, *Phys.Rev.Lett.* **106** (2011) 242302 [[nucl-ex/1104.0123](#)].
- [15] **WASA-AT-COSY** Collaboration, P. Adlarson *et al.*, *Isospin Decomposition of the Basic Double-Pionic Fusion in the Region of the ABC Effect*, *Phys.Lett.* **B721** (2013) 229–236 [[nucl-ex/1212.2881](#)].
- [16] B. Martemyanov, M. Krivoruchenko and A. Faessler, *Dilepton production in pp and np collisions at 1.25 GeV*, *Phys. Rev.* **C84** (2011) 047601 [[nucl-th/1108.4265](#)].
- [17] M. Bashkanov and H. Clement, *On a Possible Explanation of the DLS Puzzle*, *Eur.Phys.J.* **A50** (2014) 107 [[nucl-ex/1312.2810](#)].