



*Université Paris – Sud
Orsay
France*



*Johannes Gutenberg Universität
Mainz
Deutschland*

By
Jérôme Boucher

Faisabilité du canal électromagnétique $\bar{p}p \rightarrow \pi^{\circ}e^{+}e^{-}$ à $\bar{P}ANDA$

1 Introduction

Le phénomène du confinement des quarks, l'existence de boules de glue (gluons seuls) et d'hybrides (gluons et quarks) ainsi que l'origine des masses des systèmes composés interagissant fortement sont des énigmes de longue date et représentent un défi pour notre compréhension de la nature de l'interaction forte et de la matière hadronique. L'interaction forte gouverne la structure microscopique de la matière. Elle lie les nucléons formant ainsi le noyau atomique. Elle définit aussi l'interaction entre les quarks dans le nucléon et les autres hadrons.

Parmi toutes les configurations d'agrégats de quarks et d'antiquarks, le nucléon (le proton et le neutron) est le plus stable des hadrons et a été, par conséquent, le sujet d'études intensives. Sa masse, sa forme, son rayon et des représentations plus complexes sont mesurés depuis plusieurs décennies grâce à différentes sondes.

La diffusion d'électrons a joué un rôle majeur dans la quête de la compréhension de la structure du proton. Dès 1953, des expériences de diffusion d'électrons sont menées au centre de l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC).

La structure composée du proton fut montrée en 1956 au SLAC. Dès lors, des outils (diffusion élastique, diffusion profondément inélastique, réactions exclusives et inclusives, observables de polarisation) ont permis des découvertes sur sa structure. Les facteurs de forme hadroniques caractérisent la structure interne des particules non ponctuelles et sont considérés comme des quantités fondamentales. Une particule de spin S est paramétrisée par $2S+1$ facteurs de forme. Le proton ($S=1/2$) est donc décrit par 2 facteurs de forme traditionnellement le facteur de forme électrique G_E et le facteur de forme magnétique G_M . G_E et G_M dépendent d'une variable cinématique q^2 reliée à la résolution spatiale avec laquelle on "voit" la structure interne du hadron. Schématiquement, à grande distance (faibles énergies), ils sont interprétés comme des distributions de charge et magnétique et à petite distance (hautes énergies) ils testent la structure en termes de composants élémentaires, les quarks.

Le moyen le plus simple de mesurer les facteurs de forme consiste à mesurer la distribution angulaire de la diffusion élastique électron-proton : dans cette région dite espace q^2 est négatif. En utilisant la réaction croisée $\bar{p}p \leftrightarrow e^+e^-$, on atteint une autre région cinématique appelée région temps où $q^2 > 0$. Cependant, à cause du seuil q_{th}^2 des réactions $\bar{p}p \leftrightarrow e^+e^-$, seul le domaine cinématique $q^2 > q_{th}^2 > 0$ est accessible. Pour atteindre la région non physique, on utilise la réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ où le π^0 emporte une partie de l'énergie autorisant ainsi q^2 à varier entre q_{th}^2 et presque 0.

L'étude de la structure du nucléon en utilisant des processus électromagnétiques est l'un des axes de recherche du projet \bar{P} ANDA qui sera situé au futur complexe FAIR.

Dans cette thèse, on vise à démontrer la faisabilité de la mesure des facteurs de forme électromagnétiques du proton grâce à la réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$.

2 The $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ project at FAIR

Le complexe FAIR (“Facility for Antiproton and Ion Research”, [1]) sera située à Darmstadt en Allemagne. Le programme expérimental de FAIR peut être divisé en 4 domaines : la physique des antiprotons de hautes énergies ($\bar{\text{P}}\text{ANDA}$), la matière nucléaire, la physique de NuSTAR (structure nucléaire, astrophysique et réactions) et la physique d’APPA (physique atomique, plasma et applications). Le complexe FAIR fournira non seulement des faisceaux de protons, d’antiprotons et d’ions mais aussi des faisceaux secondaires radioactifs.

La collaboration $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ (“anti $\bar{\text{P}}$ roton ANnihilation at DARMstadt”, [2]) se concentre sur la physique hadronique et sur l’interaction forte. Le programme de physique de $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ se décline en six points : la spectroscopie de mésons, de baryons et d’états exotiques pour mieux comprendre la QCD, la production de paires d’hypérons pour étudier le mécanisme de création de paires de quark-antiquark, la matière hadronique pour comprendre l’origine de la masse des hadrons, l’étude des hypernoyaux et de l’interaction des hypérons avec les nucléons, la physique électrofaible avec la désintégration de mésons D et enfin l’étude de la structure du nucléon grâce à des processus électromagnétiques dans lequel la thèse s’inscrit.

Le détecteur $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ est un détecteur de type cible fixe composé de 2 spectromètres pour répondre aux critères des cas physiques. Le spectromètre centrale, basé sur un solénoïde supraconducteur, mesurera les particules ayant un angle polaire supérieur à 5° tandis que le spectromètre avant basé sur un aimant dipolaire détectera les particules avec un angle polaire inférieur à 5° . Les deux spectromètres et leurs sous-détecteurs (cf figure 1) sont détaillés dans la thèse. On décrira avec plus de détails le calorimètre électromagnétique, car il constitue un point clé pour l’identification des réactions décrites dans cette thèse. Une description complète du détecteur $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ se trouve dans [3].

3 Facteurs de forme électromagnétique du nucléon

3.1 Situation actuelle

Grâce à des intensités de plus en plus élevées, grâce à la polarisation et à la disponibilité prochaine de faisceaux d’antiprotons de très bonne qualité, on observe actuellement un regain d’intérêt très fort pour les facteurs de forme électromagnétiques du proton. L’apport crucial de la polarisation a permis de mettre en évidence, à JLAB un comportement assez différent de ce qu’on mesurait grâce à l’utilisation de la technique classique de Rosenbluth. Ainsi à JLAB, le rapport $\mu G_E/G_M$ (μ est le moment magnétique anomal du proton) est déduit des expériences de polarisation $p(\vec{e}, e)\vec{p}$. Il diffère de 1 et décroît avec q^2 , contrairement aux valeurs extraites à partir de la section efficace non polarisée via la méthode de séparation de Rosenbluth. Les données existantes de G_M extraites avec cette méthode peuvent être décrites par un comportement dipolaire jusqu’à $Q^2 \simeq 31$ (GeV/c)² valeur la plus haute jamais atteinte.

Des mesures de polarisation ont récemment été faites jusqu’à $Q^2=8.5$ (GeV/c)² par la collaboration GEP [4]. L’écart entre les mesures polarisées et non polarisées reste incompris.

Les facteurs de forme peuvent être déterminés dans la région temps (TL) au travers des réactions d’annihilations $\bar{p}p \leftrightarrow e^+e^-$ dans le domaine cinématique où $q^2 > 4M_p^2$. La section

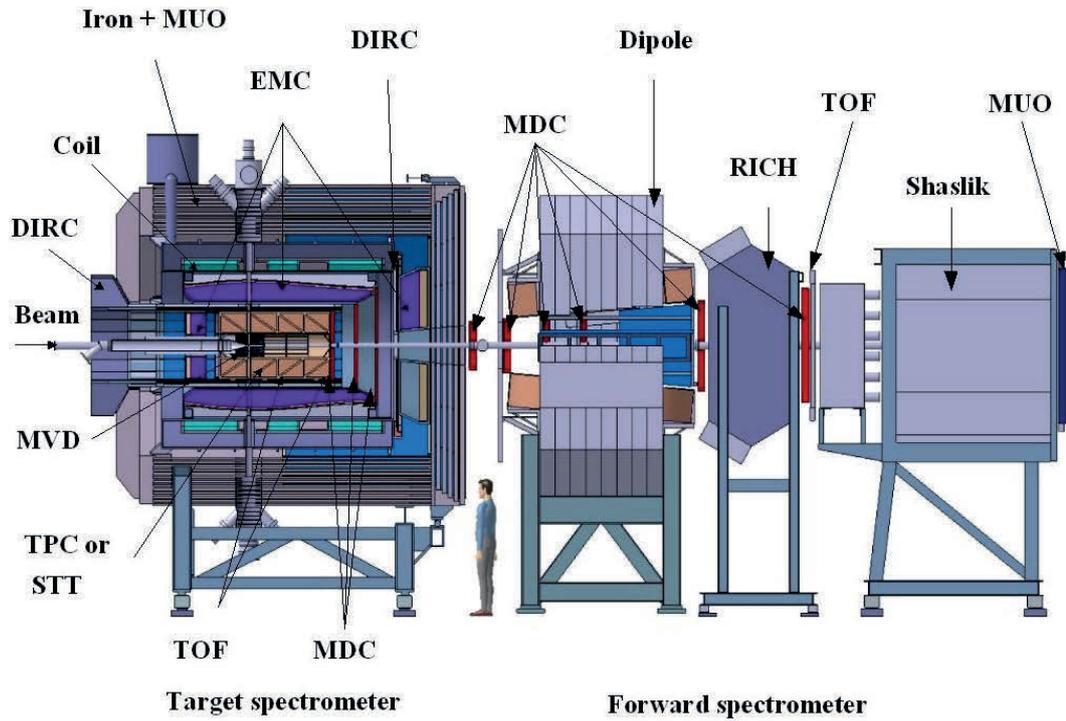


FIGURE 1 – Vue du détecteur \bar{P} ANDA avec ses deux spectromètres. Le spectromètre cible comprend un détecteur de MicroVertex (MVD), un détecteur de traces (Time Projection Chamber (TPC) ou STraw Tubes (STT)), un détecteur Cherenkov (DIRC) et un Time Of Flight (TOF), un calorimètre électromagnétique (EMC), des chambres basées sur l'utilisation de GEMs (gas electron multiplier, GEM) et un détecteur à muons (MUO). Le spectromètre avant est basé sur des STT, un Cherenkov (RICH), un TOF, un calorimètre Shaslik et un MUO.

efficace différentielle $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ dans le centre de masse [5] est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta_e)} = \frac{\pi\alpha_e^2}{8M_p^2\sqrt{\tau(\tau-1)}} \left[|G_M|^2(1 + \cos^2\theta_e) + \frac{1}{\tau}|G_E|^2\sin^2\theta_e \right], \quad \tau = \frac{q^2}{4M_p^2}. \quad (1)$$

La mesure de la distribution angulaire de l'électron dans le centre de masse à une énergie fixe donne un accès direct aux 2 facteurs de forme séparément. En l'absence de normalisation, la forme de la distribution angulaire de l'électron dans le centre de masse autorise cependant l'extraction du rapport des facteurs de forme. Si cette distribution angulaire ne peut être mesurée, un facteur de forme effectif G_{eff} est extrait de la section efficace totale. Au jour d'aujourd'hui, les mesures effectuées, dont certaines présentent de larges barres d'erreurs, ne permettent pas une description complète de G_{eff} dans la région TL. Seules deux expériences (LEAR et BABAR) ont mesuré le rapport des facteurs de forme, malheureusement leurs résultats sont incompatibles.

Concernant la région cinématique où $0 < q^2 < 4M_p^2$ accessible via la réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ aucune donnée n'est disponibles.

3.2 Paramétrisation des facteurs de forme

Pour reproduire ces données à la fois dans la région espace et dans la région temps, des modèles ont été développés. Deux d'entre eux sont présentés dans la thèse. Le premier modèle

suppose que le couplage du nucléon au photon échangé se fait par l'intermédiaire d'un couplage aux mesons vecteurs (VMD = "Vector Meson Dominance", [6, 7]). Un méson vecteur est un méson de spin total 1 ayant une parité impaire. L'intérêt de ce modèle réside dans l'existence de résonances autour des masses des mésons vecteurs dues à des pôles dans la région non physique. Le deuxième modèle est "inspired pQCD" (perturbative QCD) et ne présente aucune résonance [8]. Dans ce modèle, $|G_E| = |G_M|$.

La figure 2 montre $|G_{eff}^p|$ ces deux paramétrisations en fonction de q^2 pour la région temps ainsi que les données de [9], [10], [11] et [12] (BABAR, BES et E835). La paramétrisation "inspired pQCD" reproduit les données. A partir de $q^2 = 8$ (GeV/c²)², des écarts entre le modèle VMD et l'expérience E835 apparaissent.

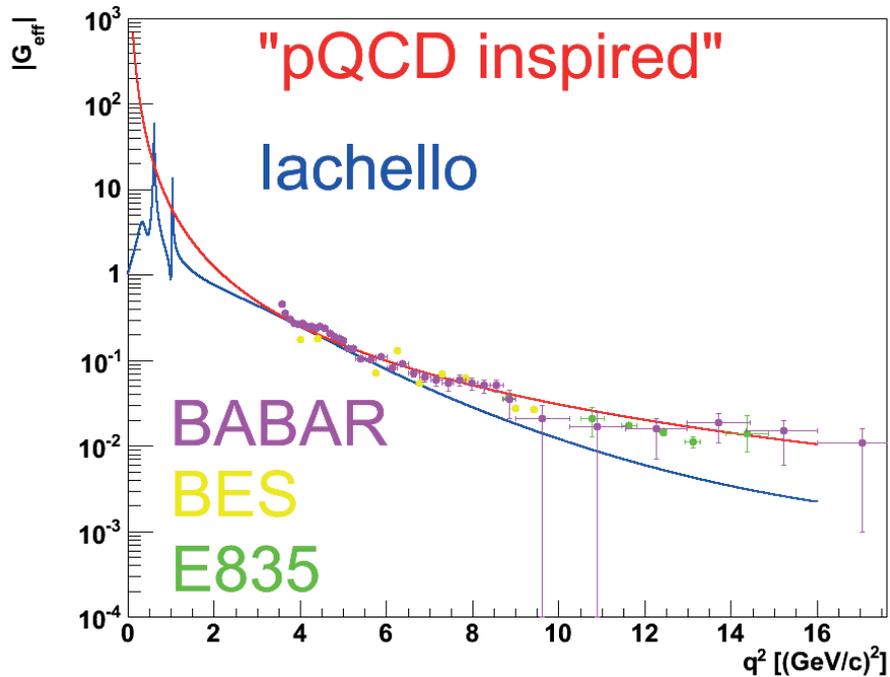


FIGURE 2 – $|G_{eff}^p|$ est tracé en fonction de q^2 dans la région temps. La couleur rouge (bleue) correspond à la paramétrisation "inspired pQCD" (VMD). Les données proviennent de BABAR (violet, [9]), BES (jaune, [10]) et E835 (vert, [11] et [12]).

3.3 Futures mesures à PANDA

L'étude de faisabilité de la mesure des facteurs de forme électromagnétique du proton via la réaction $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ à PANDA est disponible dans [13]. A partir de l'équation 1, le nombre de coups fut évalué avec une paramétrisation de la section efficace. Trois hypothèses furent choisies pour $|G_E|$. En plus du cas $|G_E| = |G_M|$, ($\mathcal{R} = 1$), strictement valide à $q^2 = 4M_p^2$, les cas $\mathcal{R} = 0$ et $\mathcal{R} = 3$ ont été considérés. Les distributions correspondantes ont été simulées en gardant la même section efficace totale à chaque q^2 . Elles sont montrées dans la figure3, pour 3 valeurs de $q^2 = 5.4, 8.2, 13.8$ (GeV/c²)². Les barres d'erreurs sont statistiques uniquement. La sensibilité à \mathcal{R} diminue quand q^2 augmente, à cause de la diminution rapide de la section efficace et au poids relatif du terme électrique.

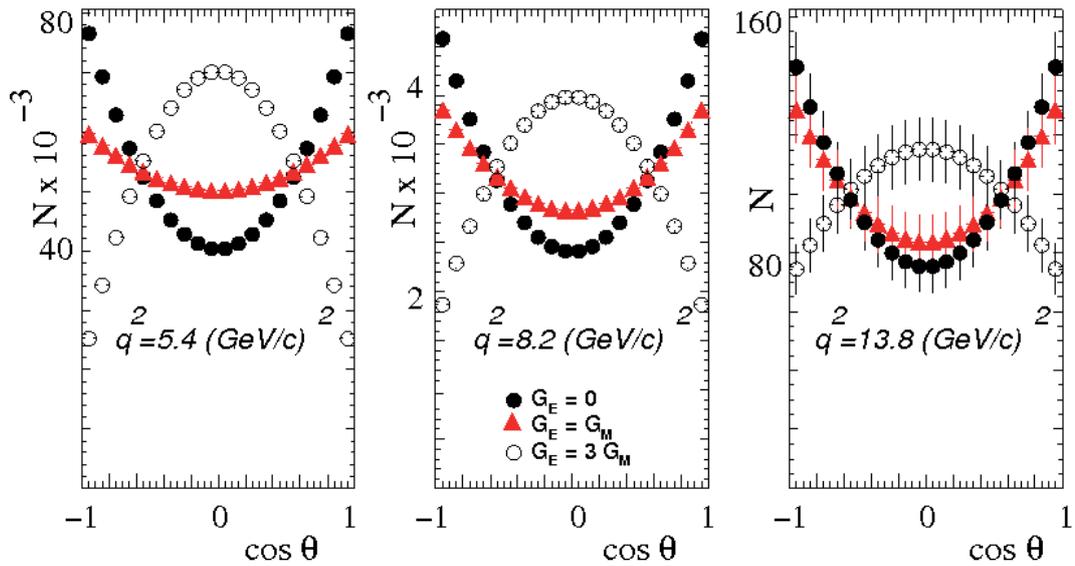


FIGURE 3 – Distribution angulaire dans le centre de masse à $q^2=5.4, 8.2, \text{ et } 13.8 \text{ (GeV/c)}^2$, pour $\bar{p}p \rightarrow e^-e^+$ et trois hypothèses : $\mathcal{R} = 0$ (cercles pleins noirs), $\mathcal{R} = 1$ (triangles rouges), and $\mathcal{R} = 3$ (cercles ouverts noirs).

Les réactions ayant 2 hadrons ou plus à l'état final constituent un bruit de fond important et plus particulièrement la réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+$. La section efficace pour ce canal est environ 6 ordres de grandeur supérieure à la section efficace du processus $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$. Pour séparer les pions des électrons, des coupures ont été effectuées. Pour cela, on utilise la probabilité de chaque particule d'être identifiée en tant qu'électrons ou positrons. En appliquant ces coupures, un facteur de réjection du bruit de fond de quelques 10^7 est atteint. Une autre coupure basée sur le fit cinématique qui contraint les quadrivecteurs est aussi utilisée. Cette condition apporte un facteur 100 de réjection supplémentaire. finalement, en combinant ces deux coupures, un facteur de réjection de l'ordre de 10^9 est obtenu menant à une contamination du signal très inférieure au pour-cent.

La figure 4 montre l'erreur statistique attendue sur \mathcal{R} en fonction de q^2 en jaune pour le cas $\mathcal{R} = 1$ et la compare à celle obtenue par les expériences précédentes [14] (carrés) et [9] (triangles). Les prédictions théoriques (courbes verte, bleue et rouge) présentent 3 comportements très différents. Elles sont détaillées dans [15].

A grand q^2 , quand l'extraction de \mathcal{R} sera impossible due à la perte de sensibilité, il sera alors toujours possible d'extraire $|G_M|$ sous une hypothèse sur la valeur du rapport, on prend généralement $\mathcal{R}=1$. Connaissant précisément la luminosité, la section efficace absolue peut être mesurée jusqu'à $q^2 \sim 28 \text{ (GeV/c)}^2$.

4 La réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

L'avantage de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ est de permettre l'accès à la région non physique. Pour démontrer la faisabilité de la mesure de ce canal, un modèle théorique décrivant les 3 particules de l'état final est nécessaire. Un panorama des modèles existants est donné dans la

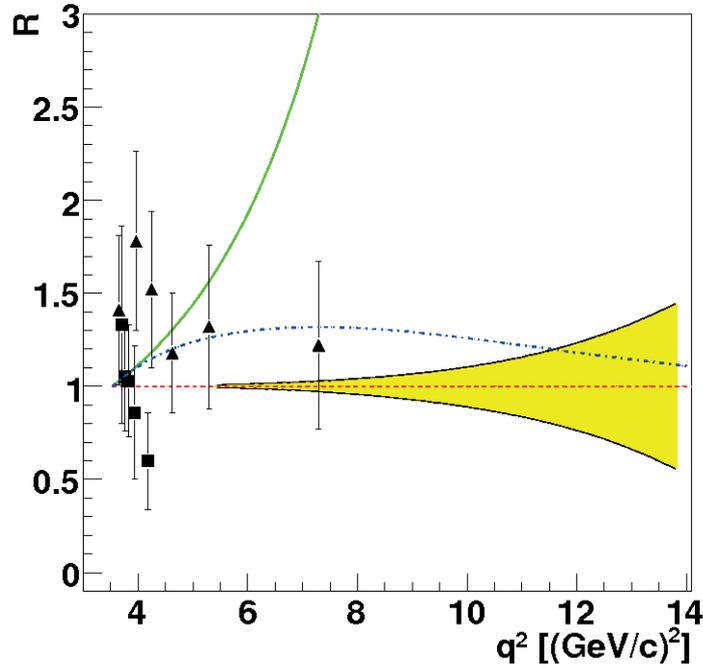


FIGURE 4 – Précision attendue sur la détermination du rapport \mathcal{R} , (bande jaune) pour $\mathcal{R} = 1$, en fonction de q^2 , comparée avec les données existantes de [9] (triangles) and [14] (carrés). Les courbes sont des prédictions théoriques (voir texte).

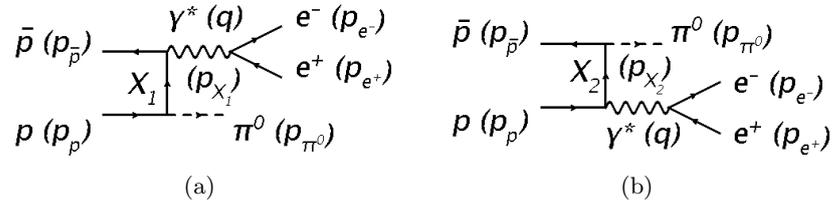


FIGURE 5 – $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

thèse. Ceux-ci ne donnant pas explicitement la distribution angulaire des électrons issus du photon virtuel, laquelle est absolument indispensable à l'extraction des grandeurs physiques, le modèle d'un nucléon échangé a été complètement redérivé pour obtenir la section efficace 5 fois différentielle [16]. Cette section efficace est exprimée en termes de tenseurs leptonique et hadronique. Le tenseur hadronique contient les informations sur la structure du nucléon. Il est montré que dans le référentiel du photon virtuel, la section efficace différentielle peut s'écrire :

$$\frac{d^5\sigma}{dq^2 (d\Omega_{\pi^0})_{lab} d\Omega_{e^+}^*} \propto \begin{aligned} & 2e^2 q^2 (\mathcal{H}^{11} + \mathcal{H}^{22} + \mathcal{H}^{33}) \\ & - 8e^2 |\vec{p}_{e^+}^*|^2 (\mathcal{H}^{11} \sin^2\theta_e^* \cos^2\varphi_e^* + 2\Re\mathcal{H}^{12} \sin^2\theta_e^* \sin\varphi_e^* \cos\varphi_e^* \\ & \quad + 2\Re\mathcal{H}^{13} \sin\theta_e^* \cos\theta_e^* \cos\varphi_e^* + \mathcal{H}^{22} \sin^2\theta_e^* \sin^2\varphi_e^* \\ & \quad + 2\Re\mathcal{H}^{23} \sin\theta_e^* \cos\theta_e^* \sin\varphi_e^* + \mathcal{H}^{33} \cos^2\theta_e^*), \end{aligned} \quad (2)$$

où $|\vec{p}_{e^+}^*|^2 = \frac{q^2}{4} - M_e^2$ et $e = -\sqrt{4\pi\alpha_{em}}$. la structure très particulière de la distribution angulaire en theta et phi est une conséquence directe du fait que l'interaction procède par l'intermédiaire

d'un photon virtuel, de spin 1, vers une paire e^+e^- .

A partir de l'équation 2, à une énergie d'antiprotons fixée, pour les intervalles en q^2 et Ω_{π^0} fixés, la mesure de la distribution angulaire de l'électron (ou du positron) dans le référentiel du photon virtuel ($d^2N/d\Omega_{e^+}^*$) permet d'accéder directement aux tenseurs hadroniques.

En supposant que la particule échangée (p_{X_1} ou p_{X_2}) est un proton, il est possible de relier les tenseurs hadroniques aux modules des facteurs de forme mais aussi pour la première fois lors d'une expérience non polarisée à leur phases respectives :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{\mu\nu} = & \alpha^{\mu\nu} |G_E|^2 + \beta^{\mu\nu} |G_M|^2 \\ & + \gamma^{\mu\nu} |G_E||G_M|\cos(\varphi_E - \varphi_M) + \delta^{\mu\nu} |G_E||G_M|\sin(\varphi_E - \varphi_M), \end{aligned} \quad (3)$$

où $\alpha^{\mu\nu}$, $\beta^{\mu\nu}$, $\gamma^{\mu\nu}$ et $\delta^{\mu\nu}$ dépendent de q^2 et Ω_{π^0} . Les facteurs de forme ne dépendent ici que de q^2 [7]. Pour éviter des problèmes de statistiques, 3 projections de $d^2N/d\Omega_{e^+}^*$ sont utilisées. Les formes de ces trois projections sont liées aux facteurs de forme. Cependant, sans connaître la normalisation, il n'est possible d'extraire que des rapports de tenseurs hadroniques. On a montré de plus, par une étude numérique, que $\delta^{\mu\nu} = 0$. On a donc finalement accès qu'à 2 paramètres qui sont $R = |G_E|/|G_M|$ et $\cos(\varphi_E - \varphi_M)$.

Pour contraindre ce modèle, les données de $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\gamma$ provenant de l'expérience E760 [17] sont utilisées puisque pour $\bar{p}p \rightarrow \pi^0e^+e^-$ aucune donnée n'existe. Comme précédemment, la section efficace différentielle est calculée [16] en utilisant le même formalisme. Pour prendre en compte l'effet hors couche du proton tout en respectant l'invariance de Jauge, le propagateur représentant le nucléon échangé doit être modifié par un facteur multiplicatif. Il est choisi de la forme :

$$F^2(\sqrt{s}, p_{X_1} \cdot p_{X_2}) = \left[\frac{\lambda^2(\sqrt{s}, p_{X_1} \cdot p_{X_2}) - M_p^2}{\lambda^2(\sqrt{s}, p_{X_1} \cdot p_{X_2}) - p_{X_1}^2} \right]^2 \left[\frac{\lambda^2(\sqrt{s}, p_{X_1} \cdot p_{X_2}) - M_p^2}{\lambda^2(\sqrt{s}, p_{X_1} \cdot p_{X_2}) - p_{X_2}^2} \right]^2 \quad (4)$$

où p_{X_i} sont les quadrvecteurs transférés et $\lambda(\sqrt{s}, p_{X_1} \cdot p_{X_2})$ est un paramètre en $(\text{GeV}/c^2)^2$. L'effet principal de ce facteur est de réduire la section efficace. Plus de détails sont disponibles dans la thèse.

5 Faisabilité de $\bar{p}p \rightarrow \pi^0e^+e^-$

Pour étudier la faisabilité de ces mesures, la paramétrisation des facteurs de forme basée sur la dominance des mésons vecteurs fut utilisée. La première étape fut l'étude de la section efficace différentielle de $\bar{p}p \rightarrow \pi^0e^+e^-$ ainsi que ses variations en fonction des variables cinématiques. A titre d'exemple, la figure 6 montre la section efficace différentielle $d\sigma/dq^2$ en fonction de q^2 . Il apparaît que la section efficace différentielle augmente quand l'énergie cinétique du faisceau diminue. Par conséquent l'énergie cinétique choisie est la plus basse possible soit $T_{\bar{p}} = 1 \text{ GeV}$. Deux intervalles en q^2 ont alors été choisis : le premier étant dans la région des résonances $q^2 = 0.605 \pm 0.005 (\text{GeV}/c^2)^2$ et le deuxième dans une région où les facteurs de formes varient linéairement $q^2 = 2 \pm 0.125 (\text{GeV}/c^2)^2$. finalement trois intervalles en θ_{π^0} dans le laboratoire $10^\circ < \theta_{\pi^0} < 30^\circ$, $80^\circ < \theta_{\pi^0} < 100^\circ$ et $140^\circ < \theta_{\pi^0} < 160^\circ$ sont sélectionnés. Ils correspondent respectivement à des π^0 émis à l'avant, dans le tonneau et à l'arrière.

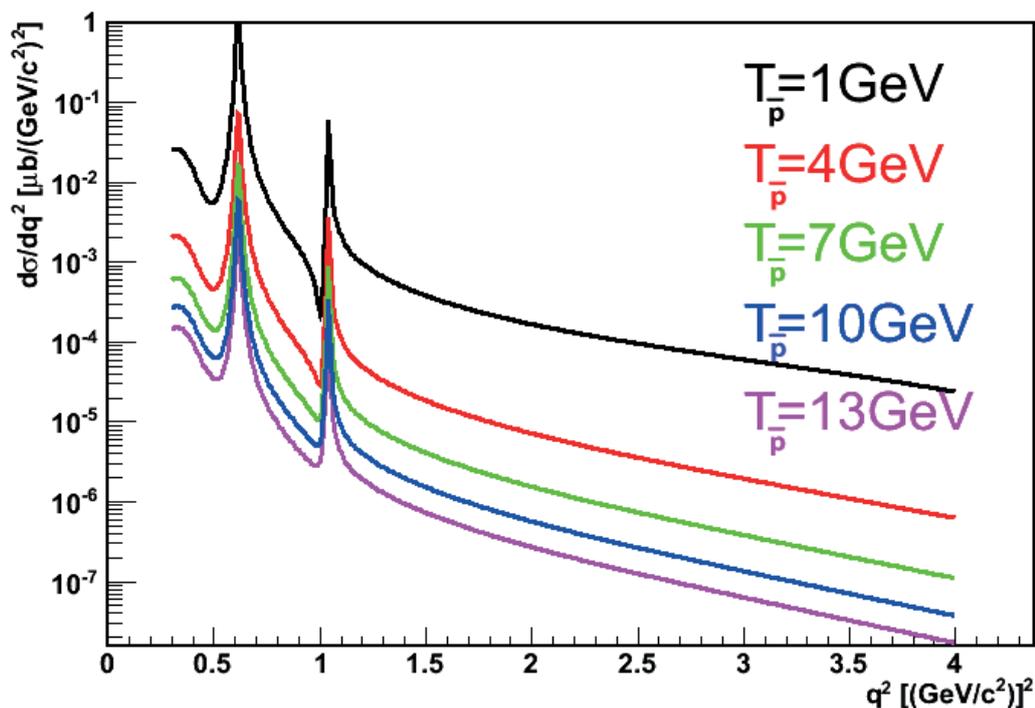


FIGURE 6 – Section efficace différentielle $d\sigma/dq^2$ en fonction de q^2 pour différentes énergies cinétiques. La section efficace différentielle augmente quand l'énergie cinétique du faisceau diminue.

Dans un deuxième temps, la résolution en q^2 et en Ω_{π^0} est déterminée. Pour cela 10^6 événements ont été générés pour chaque cas, transportés par GEANT4 et reconstruits en incluant la géométrie et la résolution des sous détecteurs. Deux méthodes sont utilisées pour reconstruire q^2 : la masse invariante carrée et la masse manquante carrée. La méthode utilisant la masse invariante carrée (cad l'électron et le positron pour reconstruire le photon virtuel) s'est avérée la plus précise. Après le fit cinématique, il est montré que la résolution dépend très peu voire pas de Ω_{π^0} et est suffisante pour étudier les deux intervalles en q^2 précédemment définis.

Un point important dans une étude de faisabilité a été de montrer que le bruit de fond peut être supprimé. Le canal $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ est identifié pour être le plus dur à éliminer. Utilisant le même formalisme que précédemment, la section efficace différentielle est calculée [16]. Le modèle inclut la production non résonante de 3 π ainsi que les processus résonants résultant de la formation des mésons ρ et F_2 , suivis de leur décroissance hadronique en $\pi\pi$. C'est un modèle de premier ordre qui a été ajusté pour reproduire la section efficace totale et les résonances des données [18]. Dans le cadre de ce modèle simpliste, 10^8 ont été générés, transportés et reconstruits pour chaque cas. Des coupures basées sur l'identification de particules, le vertex de réaction et sur le fit cinématique sont utilisées pour supprimer le bruit de fond. Les combinaisons pertinentes sont indiquées dans la thèse.

Ensuite, on doit montrer que l'extraction des tenseurs hadroniques et des facteurs de forme ne sera pas biaisée par la contamination du signal par le bruit de fond. La contamination du signal peut s'écrire comme :

$$S_C = \frac{\sigma_B \epsilon_B}{\sigma_S \epsilon_S}, \quad (5)$$

où σ_B et σ_S sont respectivement les sections efficaces du bruit de fond et du signal, ϵ_B est le facteur de suppression du bruit de fond et ϵ_S est le facteur d'acceptance et d'efficacité du signal. Le rapport de section efficace est donné par les modèles. A $q^2 = 0.605 \pm 0.005 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$, il est de l'ordre de 10^3 - 10^4 et à $q^2 = 2 \pm 0.125 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ il est environ 10^6 - 10^7 . On cherche donc à supprimer le bruit de fond pour ne pas être contaminé tout en gardant un maximum de signal pour ensuite permettre l'extraction des tenseurs hadroniques et des facteurs de forme. On montre qu'une contamination du signal en dessous du pour-cent est atteinte à $q^2 = 0.605 \pm 0.005 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ et est de l'ordre de 10% à $q^2 = 2 \pm 0.125 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ tout en permettant l'extraction.

Comme il a été mentionné auparavant, les tenseurs hadroniques sont accessibles par la mesure de la forme de la distribution angulaire du positron (ou de l'électron) dans le référentiel du photon virtuel. Afin de valider la méthode, on suppose 100% d'acceptance et d'efficacité. On choisit d'extraire les tenseurs hadroniques par intervalle de 1° en θ_{π^0} . Pour chacun de ces intervalles, les distributions angulaires sont générées en tenant compte du nombre de coups théorique en considérant la luminosité intégrée de 2 fb^{-1} (4 mois d'acquisition). L'effet de la statistique est pris en compte à l'aide d'un tirage poissonien. Ces distributions sont enfin fittées et les tenseurs sont extraits. Pour déterminer les erreurs sur ces tenseurs, une méthode Monte Carlo est utilisée. Elle consiste à répéter la génération puis les fits en enfin l'extraction 2000 fois. La figure 7 montre à titre d'exemple les résultats pour $q^2 = 2 \pm 0.125 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$. Les valeurs extraites reproduisent les valeurs théoriques et valident ainsi la méthode d'extraction.

Pour les facteurs de forme, les distributions sont générées de la même façon. L'effet de la statistique, de l'acceptance et de l'efficacité de reconstruction ont ainsi été étudiées séparément en détails. Pour avoir une idée plus précise, la figure 8 présente à gauche la distribution théorique et à droite la distribution correspondante incluant les effets de la statistique, de l'acceptance et de l'efficacité qui est appelée distribution corrigée pour $q^2 = 2 \pm 0.125 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ et $10^\circ < \theta_{\pi^0} < 30^\circ$.

On obtient, à partir de la figure 8(b), trois projections qui sont alors fittées pour obtenir 3 paramètres. La figure 9 montre les trois projections ainsi que leurs fits respectifs. L'avantage de ces projections est de réduire l'erreur due à la statistique sur les paramètres extraits. Il a été vérifié que ces paramètres sont non corrélés. Ils sont utilisés pour extraire le rapport des facteurs de forme ainsi que le cosinus de la différence de phases par l'intermédiaire d'une minimisation de fonction.

Pour déterminer l'erreur sur le rapport R et sur le cosinus de la différence de phase, la méthode Monte Carlo est utilisée. Elle consiste à répéter la génération puis les fits en enfin l'extraction 2000 fois. Les résultats sont en accord avec les valeurs théorique à a fois pour le rapport et pour le cosinus de la différence de phase. La résolution relative sur le rapport est de 1% à $q^2 = 0.605 \pm 0.005 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ et de 10% à $q^2 = 2 \pm 0.125 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$. Pour le cosinus de la différence de phase, elle est de 10-20% et 20-30% pour $q^2 = 0.605 \pm 0.005 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ et $q^2 = 2 \pm 0.125 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ respectivement.

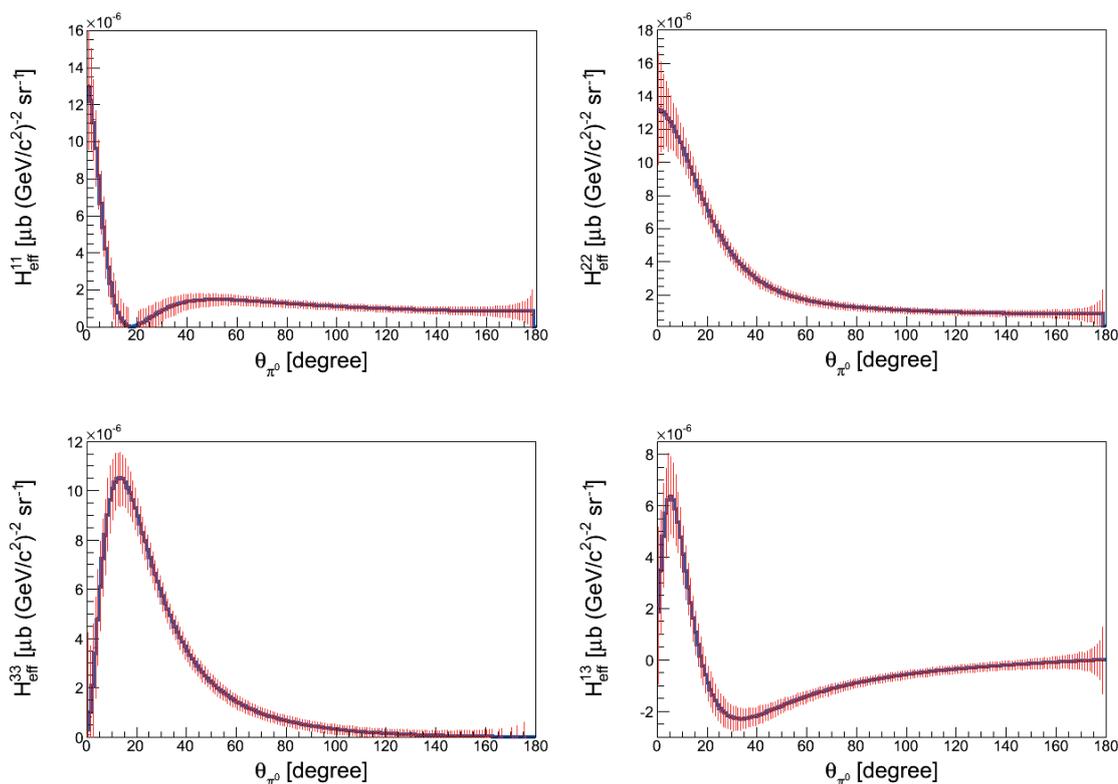
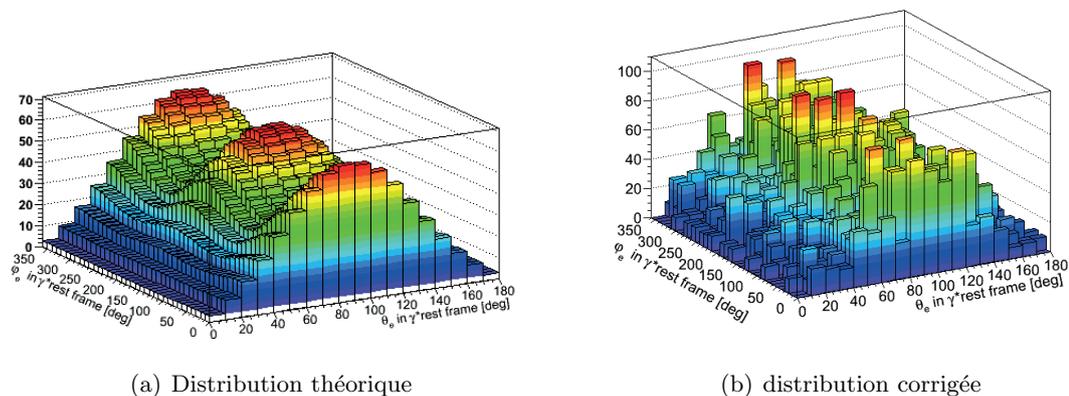


FIGURE 7 – Tenseurs hadroniques ($H_{eff}^{\mu\nu}$ extraits (barres rouges) comparés aux valeurs théoriques (courbe bleue). Tenseurs hadroniques en fonction de θ_{π^0} pour $T_{\bar{p}}=1\text{GeV}$ et $q^2 = 2 \pm 0.25(\text{GeV}/c^2)^2$.



(a) Distribution théorique

(b) distribution corrigée

FIGURE 8 – A $q^2 = 2 \pm 0.125 (\text{GeV}/c^2)^2$, à gauche la distribution théorique en fonction de φ_{e^+} et θ_{e^+} , à droite la distribution corrigée en fonction de φ_{e^+} et θ_{e^+} . La luminosité intégrée est 2 fb^{-1} avec 10° par bin pour φ_{e^+} et θ_{e^+} .

6 L'étude du calorimètre

Des simulations ont été faites pour déterminer la résolution et l'efficacité du bouchon arrière du calorimètre à trois énergies de photons : 0.1 GeV, 0.25 GeV et 0.5 GeV. Des résolutions de

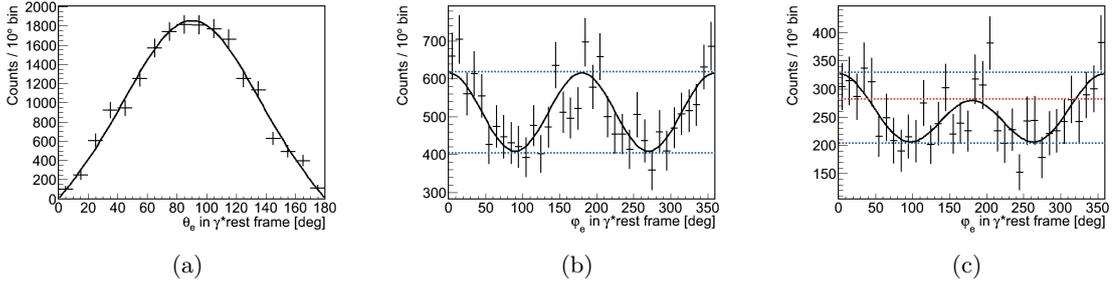


FIGURE 9 – Les trois projections pour le cas $q^2 = 2 \pm 0.125 \text{ (GeV}/c^2)^2$ and $10^\circ < \theta_{\pi^0} < 30^\circ$.

11%, 7% et 5% sont obtenues pour des efficacités de l'ordre de 85%. En extrapolant à 1 GeV, une résolution de 3.1% est obtenue.

Un prototype de 60 cristaux construit à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay a été testé sous un faisceau de photons étiquetés. Il fut calibré à l'aide de rayons cosmiques (muons). La linéarité a été contrôlée et la résolution à 1 GeV est de 2.47% ce qui est meilleur que les résultats obtenus par la simulation. En effet la simulation prend en compte une calibration et une linéarité parfaite.

7 Conclusion

La réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ a été proposée pour accéder aux facteurs de forme électro-magnétiques du proton dans la région non physique non accessible via la diffusion élastique d'électron-proton ni via la réaction d'annihilation $\bar{p}p \leftrightarrow e^+ e^-$. La thèse présente la faisabilité de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ avec le futur détecteur \bar{P} ANDA et un travail technique dédié au calorimètre électromagnétique de \bar{P} ANDA.

Pour décrire $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ une approche lagrangienne fut développée au sein du groupe. En supposant que la paire électron-positron provient du photon virtuel (spin 1), la section efficace 5 fois différentielle fut calculée. Le modèle a été contraint par les données disponibles de $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$ et l'effet d'hors couche du proton fut pris en compte en introduisant un facteur de forme sur le propagateur. Il fut montré que la distribution angulaire du positron (ou de l'électron) dans le référentiel du photon virtuel est donnée par des combinaisons linéaires des tenseurs hadroniques.

Sous l'hypothèse d'un nucléon échangé, les tenseurs hadroniques sont reliés aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon. En reprenant la méthode développée pour la faisabilité de la réaction $\bar{p}p \rightarrow e^+ e^-$, une méthode d'extraction des quantités pertinentes est développée. Cette méthode utilise la forme de la distribution angulaire du positron (ou de l'électron) dans le référentiel du photon virtuel seulement et non la normalisation absolue. Elle donne accès au rapport des facteurs de forme $R = |G_E|/|G_M|$ et pour la première fois dans une expérience non polarisée au cosinus de la différence des phases $\cos(\varphi_E - \varphi_M)$. De telles mesures n'ont jamais été effectuées dans la région non physique.

Une paramétrisation où le couplage du nucléon au photon échangé se fait par l'intermédiaire d'un couplage aux mesons vecteurs est utilisée. Il fut trouvé que $T_{\bar{p}} = 1 \text{ GeV}$ est l'énergie la plus

favorable en terme de nombre de coups. Deux valeurs de q^2 ont été étudiées : $q^2 = 0.605 \pm 0.005$ $(\text{GeV}/c^2)^2$ qui est proche de la résonance ω et $q^2 = 2.0 \pm 0.125$ $(\text{GeV}/c^2)^2$ qui est dans une région linéaire. Pour ces deux régions et trois intervalles angulaires dans le laboratoire θ_{π^0} ($10^\circ < \theta_{\pi^0} < 30^\circ$, $80^\circ < \theta_{\pi^0} < 100^\circ$ and $140^\circ < \theta_{\pi^0} < 160^\circ$), le rapport des sections efficaces du signal sur le bruit de fond ainsi que la précision sur les valeurs de R et de $\cos(\varphi_E - \varphi_M)$ ont été déterminés.

Un modèle pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ considérée comme la plus dangereuse a été développé et contraint par les données de LEAR. A $q^2 = 0.605 \pm 0.005$ $(\text{GeV}/c^2)^2$ et $q^2 = 2.0 \pm 0.125$ $(\text{GeV}/c^2)^2$, le rapport des sections efficaces du bruit de fond sur le signal est estimé à 10^4 et 10^7 respectivement. La contamination du signal peut être réduite au pour-cent voire moins. La précision sur la détermination de R et de $\cos(\varphi_E - \varphi_M)$ est obtenue grâce à une méthode Monte Carlo. Elle est, pour R, à $q^2 = 0.605 \pm 0.005$ $(\text{GeV}/c^2)^2$ de l'ordre du pour-cent tandis qu'à $q^2 = 2.0 \pm 0.125$ $(\text{GeV}/c^2)^2$ elle est de 10%. La précision sur $\cos(\varphi_E - \varphi_M)$ est autour de 10% à $q^2 = 0.605 \pm 0.005$ $(\text{GeV}/c^2)^2$ et 20% à $q^2 = 2.0 \pm 0.125$ $(\text{GeV}/c^2)^2$.

Une fois $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ en fonctionnement, tous les sous détecteurs devront être caractérisés et leurs performances réelles comparées à celles qui ont été utilisée pour les simulations. Cette étude pourrait aussi être extrapolée pour l'étude des TDA puisque ce mécanisme est aussi relié à la réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Comme $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ est un détecteur quasi 4π , la mesure de la distribution angulaire de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \gamma$ aidera à mieux contraindre le modèle pour le signal. Un autre travail important consiste à mesurer les canaux hadroniques pour améliorer la description du bruit de fond ainsi que le rapport des sections efficaces permettant d'optimiser les coupures appliquées. finalement, la mesure de $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ doit être comparée au modèle d'un nucléon échangé développé ici. Si l'échange d'un nucléon n'est pas le diagramme dominant, il faudra peut être rajouter l'échange du N^* ou du Δ .

Concernant le calorimètre électromagnétique, les simulations du bouchon arrière ont montré une résolution σ/E de 3.1% à $E = 1$ GeV. Le prototype de 60 cristaux a aussi été étudié et testé sous un faisceau de photons étiquetés. Après la calibration, la résolution est de $\sigma/E = 2.47\%$ à 1 GeV.

Références

- [1] FAIR Baseline Technical Report. <http://www.fair-center.de/publications.171.0.html>. 2006.
- [2] Physics performance report, March 2009. arXiv :0903.3905v1.
- [3] Technical Progress Report for $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$: Strong Interaction Studies with Antiprotons. http://www.panda.gsi.de/archive/public/panda_tpr.pdf. $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Collaboration, 2005.
- [4] A. J. R. Puckett et al. Recoil polarization measurements of the proton electromagnetic form factor ratio to $Q^2=8.5$ GeV². *Phys. Rev. Lett.*, 104 :242301, 2010.
- [5] A. Zichichi et al. *Nuovo Cim.*, 24 :170, 1962.
- [6] F. Iachello et al. Semi-phenomenological fits to nucleon form factors. *Phys. Lett. B*, 43 :191–196, 1973.
- [7] F. Iachello and Q. Wan. Structure of the nucleon from electromagnetic time-like form factors. *Phys. Rev. C*, 69(055204) :055204, 2004.

- [8] C. Adamušćin et al. Testing axial and electromagnetic nucleon form factors in time-like regions in the processes $\bar{p} + n \rightarrow \pi^- + l^- + l^+$ and $\bar{p} + p \rightarrow \pi^0 + l^- + l^+$, $l = e, \mu$. *Phys. Rev. C*, 75(045205) :045205, 2007.
- [9] B. Aubert et al. Study of $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ using initial state radiation with BABAR. *Phys. Rev. D*, 73 :012005, 2006.
- [10] M. Ablikim et al. Measurements of the cross section for $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ at center-of-mass energies from 2.0 to 3.07 GeV. *Phys. Lett. B*, 630 :14, 2005.
- [11] M. Ambrogiani et al. Measurements of the magnetic form factor of the proton in the time-like region at large momentum transfer. *Phys. Rev. D*, 60 :032002, 1999.
- [12] M. Andreotti et al. Measurements of the magnetic form factor of the proton for the time-like momentum transfers. *Phys. Lett. B*, 559 :20–25, 2003.
- [13] M. Sudol et al. Feasibility studies of the time-like proton electromagnetic form factor measurement with PANDA at fair. *Eur. Phys. J.*, A44 :373–384, 2010.
- [14] G. Bardin et al. *Nucl. Phys. B*, 411 :3, 1994.
- [15] E. Tomasi-Gustafsson et al. Nucleon electromagnetic form factors and polarization observables in space-like and time-like regions. *Eur. Phys. J. A*, 24 :419, 2005.
- [16] J. Van de Wiele. Private communication.
- [17] T. A. Armstrong et al. Two-body neutral final states produced in antiproton-proton annihilations at $2.911 < \sqrt{s} < 3.686$ GeV. *Phys. Rev. D*, 56 :2509–2531, 1997.
- [18] T. C. Bacon et al. $\bar{p}p$ Annihilations into $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $\pi^+\pi^-\pi^0$, and $\pi^+\pi^- +$ Neutrals near Center-of-Mass Energy 2200 MeV. *Phys. Rev. D*, 7 :No. 3, 1973.