

ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

დავით ჭილაძე

ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი
ფიზიკის მიმართულება

პოლარიზებული გადაბუხტვის რეაქციის $dp \rightarrow (pp)n$ შესწავლა
ANKE-COSY სპექტრომეტრზე

სადოქტორო დისერტაციის შედეგების
მოკლე აღწერა

სადოქტორო პროგრამის ხელმძღვანელი,
თსუ ასოცირებული პროფესორი:

სიმონ წერეთელი

სამეცნიერო ხელმძღვანელები:

ფიზ-მათ-მეცნ. დოქტორი, პროფესორი:

მიხეილ ნიორაძე

ფიზ-მათ-მეცნ. დოქტორი:

ანდრო კაჭარავა

ფიზ-მათ-მეცნ. დოქტორი:

ფრანკ რატმანი



2008 წელი

შესავალი

ნუკლონ-ნუკლონური (NN) ურთიერთქმედება წარმოადგენს ბირთვული ფიზიკის შესწავლის ძირითად ობიექტს. NN ურთიერთქმედების ექსპერიმენტულ კვლევას ფუნდამენტური მნიშვნელობა აქვს ბირთვული ძალების ხასიათისა და საერთოდ ძლიერი ურთიერთქმედების შესწავლისათვის. ნუკლონები მონაწილეობენ ყველა ურთიერთქმედებებში (ძლიერი, სუსტი, ელექტრომაგნიტური და გრავიტაციული) და მნიშვნელოვან როლს ასრულებენ ნაწილაკების დაბადების პროცესებში. NN ურთიერთქმედების შესწავლა წარმოადგენს მრავალი ლაბორატორიის საერთო კვლევის საგანს. ნუკლონები წარმოადგენენ ნახევარსპინიან ნაწილაკებს და ემორჩილებიან ფერმი-დირაკის სტატისტიკას, სპინი კი გავლენას ახდენს ურთიერთქმედების ინტენსივობაზე. აქედან გამომდინარე, NN ურთიერთქმედების სპინური სტრუქტურის შესწავლა მეტად მნიშვნელოვანია. ეს კი შესაძლებელია მხოლოდ პოლარიზებული ნაკადებისა და სამიზნეების გამოყენებით. თავის მხრივ ასეთი ტიპის ექსპერიმენტები, რომლებიც „ორმაგი“ პოლარიზაციული ექსპერიმენტების სახელწოდებითაა ცნობილი, ძნელად განსახორციელებელია.

ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედების აღწერისთვის ძირითადად გამოიყენება ფაზური ანალიზი. სრულყოფილი ფაზური ანალიზისათვის საჭიროა ურთიერთქმედებამდე და მის შემდეგ ნაწილაკთა პოლარიზაციის და რეაქციის პოლარიზაციული მახასიათებლების ცოდნა. დღემდე არსებული ექსპერიმენტები ძირითადად ეხებოდა პროტონების წყალბადის სამიზნეზე გაბნევას და იძლეოდა ინფორმაციას pp ურთიერთქმედებაზე იზო-ტრიპლეტურ მდგომარეობაში ($I = 1$) ფართო ენერგეტიკულ არეში. ამ შემთხვევაში ექსპერიმენტული მონაცემების არსებობა pp დრეკადი გაბნევის დიფერენციალურ და სრულ კვეთებზე და სხვადასხვა პოლარიზაციულ მახასიათებლებზე იძლევა საიმედო ფაზური ანალიზის ჩატარების საშუალებას 3GeV ენერგიაზე. იზოსინგლეტური ($I = 0$) მდგომარეობისათვის იგივეს გაკეთება შეუძლებელია np გაბნევის საიმედო მონაცემების არარსებობის გამო. მდგომარეობა შედარებით დამაკმაყოფილებელია 800 MeV ენერგიაზე. დაბალი ინტენსივობა, ფართო იმპულსური სპექტრი და საერთოდ სიძნელები, რომლებიც წარმოიქმნება ნეიტრალურ ნაწილაკებთან მიმართებაში გვადიულებს np გაბნევის შესასწავლად კვებოთ ნეიტრონული ნაკადების გამოყენების ალტერნატივა. მრავალი წლის განმავლობაში დეიტრონი გამოიყენებოდა თავისუფალი ნეიტრონული სამიზნედ.

სადისერტაციო ნაშრომის მიზანია $np \rightarrow pn$ გადამუხტვის რეაქციის ამპლიტუდის სპინური სტრუქტურის განსაზღვრა დეიტრონზე გადამუხტვის რეაქციის $dp \rightarrow (pp)n$ შესწავლის საფუძველზე. ასეთ შესაძლებლობას საფუძველად უდევს პომერანჩუკის თეორიულ ნაშრომში[1] გამოთქმული იდეა, რომელიც შემდეგ სხვადასხვა ავტორების[2] მიერ იყო განვითარებული. იდეის არსი შემდეგში მდგომარეობს: ორი ნუკლონი დეიტრონში იმყოფება 3S_1 ან 3D_1 მდგომარეობაში, ანუ სივრცული და სპინური მდგომარეობები სიმეტრიულია ($L = 0, 2; S = 1$). მაშინ პაულის განზოგადოებული პრინციპის თანახმად მისი იზოტოპური მდგომარეობა ანტისიმეტრიული უნდა იყოს ($I = 0$). დეიტრონზე გადამუხტვის რეაქციაში გაბნევის კუთხეებზე ნულთან ახლოს, როცა ორი პროტონის ალგზნების ენერგია მცირეა, ისინი რჩებიან ($L = 0$) მდგომარეობაში, ხოლო იზოტოპური მდგომარეობის გადასვლა $I = 1$ მდგომარეობაში მოითხოვს სპინური მდგომარეობის ცვლილებას, ანუ ერთ-ერთი პროტონის სპინის მიმართულების შეცვლას ($S = 0$). ამ შემთხვევაში დეიტრონი ასრულებს „სპინური ფილტრის“ როლს ($^3S_1 \rightarrow ^1S_0$). ნაჩვენები იყო, რომ ნულოვან კუთხეებზე გაბნევისას დეიტრონზე გადამუხტვის რეაქციის ამპლიტუდა განისაზღვრება მხოლოდ ელემენტარული

$np \rightarrow pn$ ამპლიტუდის სპინზე დამოკიდებული ნაწილით და შესაძლებელია მისი ექსპერიმენტული განსაზღვრა.

ელემენტარული $np \rightarrow pn$ რეაქციის ამპლიტუდა მასათა ცენტრის სისტემაში გამოისახება ხუთი სკალარული ამპლიტუდის ჯამის სახით:

$$f_{np} = \alpha + i\gamma(\vec{\sigma}_n + \vec{\sigma}_p) \cdot \vec{n} + \beta(\vec{\sigma}_n \cdot \vec{n})(\vec{\sigma}_p \cdot \vec{n}) + \delta(\vec{\sigma}_n \cdot \vec{m})(\vec{\sigma}_p \cdot \vec{m}) + \varepsilon(\vec{\sigma}_n \cdot \vec{l})(\vec{\sigma}_p \cdot \vec{l}) \quad (1.1)$$

სადაც $\vec{\sigma}_n$ და $\vec{\sigma}_p$ ნეიტრონისა და პროტონის პაულის მატრიცებია, ხოლო ერთეულოვანი ორთოგონალური ვექტორები განისაზღვრებიან საწყისი (\vec{k}) და საბოლოო (\vec{k}') იმპულსებით:

$$\vec{n} = \frac{\vec{k} \times \vec{k}'}{|\vec{k} \times \vec{k}'|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}' - \vec{k}}{|\vec{k}' - \vec{k}|}, \quad \vec{l} = \frac{\vec{k}' + \vec{k}}{|\vec{k}' + \vec{k}|} \quad (1.2)$$

ამ პროცესის ნორმირებული დიფერენციალური კვეთა შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგნაირად:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{np \rightarrow pn} = |\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2|\gamma|^2 + |\delta|^2 + |\varepsilon|^2 \quad (1.3)$$

სადაც α ამპლიტუდის სპინზე დამოუკიდებელი ნაწილია, γ დამოკიდებულია სპინ-ორბიტალურ ურთიერთქმედებაზე, ხოლო β , δ და ε სპინ-სპინური ურთიერთქმედების ამპლიტუდებია.

გადამუხტვის რეაქციაში $dp \rightarrow (pp)n$ pp წყვილის მცირე ალგზების ენერგიებზე ($E_{pp} < 3 \text{ MeV}$) და პროტონიდან ნეიტრონზე (ან დეიტრონიდან დიპროტონზე) მცირე გადაცემული იმპულსებისათვის ($q \approx 0$), როგორც ეს შესავალსი იყო აღნიშნული, pp სისტემა ძირითადად იმყოფება 1S_0 მდგომარეობაში. იმპულსურ მიახლოებაში[2] ამპლიტუდა განისაზღვრება მხოლოდ სპინზე დამოკიდებული ნაწილით, ანუ β , γ , δ , და ε ამპლიტუდებით. ნაჩვენები იყო[2], რომ ამ შემთხვევაში λ პროექციის სპინის მქონე დეიტრონის გადასვლა pp სისტემის 1S_0 მდგომარეობაში აღიწერება ორი ფორმ-ფაქტორით:

$$\begin{aligned} S^+\left(k, \frac{1}{2}q\right) &= F_s\left(k, \frac{1}{2}q\right) + \sqrt{2}F_D\left(k, \frac{1}{2}q\right) \\ S^-\left(k, \frac{1}{2}q\right) &= F_s\left(k, \frac{1}{2}q\right) - \frac{1}{\sqrt{2}}F_D\left(k, \frac{1}{2}q\right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

სადაც S^+ და S^- -ით აღნიშნულია გასწვრივი ($\lambda = 0$) და განივი ($\lambda = \pm 1$) ფორმ-ფაქტორები. F_s და F_D მატრიცული ელემენტები განისაზღვრებიან დეიტრონის S და D მდგომარეობების აღმწერი $u(r)$ და $w(r)$ ტალღური ფუნქციებით და $pp(^1S_0)$ მდგომარეობის აღმწერი $\psi_k^{(-)}(r)$ ტალღური ფუნქციით:

$$F_S\left(k, \frac{1}{2}q\right) = \langle \psi_k^{(-)} | j_0\left(\frac{1}{2}qr\right) | u \rangle \quad (1.4)$$

$$F_D\left(k, \frac{1}{2}q\right) = \langle \psi_k^{(-)} | j_2\left(\frac{1}{2}qr\right) | \omega \rangle$$

სადაც \vec{k} არის pp სისტემის ფარდობითი იმპულსი, რომელიც განსაზღვრავს ალგზნების $E_{pp} = \vec{k}^2/m$ ენერგიას (m პროტონის მასა). თუ შემოვიტანთ აღნიშვნებს

$$\mathfrak{R} = S^+\left(k, \frac{1}{2}q\right) / S^-\left(k, \frac{1}{2}q\right) \quad (1.5)$$

მაშინ $dp \rightarrow (pp)n$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთა, ტენზორული ანალიზური უნარი და განივი სპინ-სპინური კორელაციის პარამეტრები ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$I = |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\varepsilon|^2 + |\delta|^2 |\mathfrak{R}|^2, \quad (1.6)$$

$$\frac{d^4\sigma}{dt d^3k} = I \left[S^-\left(k, \frac{1}{2}q\right) \right]^2 / 3, \quad (1.7)$$

$$I t_{11} = 0, \quad (1.8)$$

$$I t_{20} = \left[|\beta|^2 + |\delta|^2 |\mathfrak{R}|^2 - 2|\varepsilon|^2 + |\gamma|^2 \right] / 2, \quad (1.9)$$

$$I t_{22} = \sqrt{3} \left[|\beta|^2 - |\delta|^2 |\mathfrak{R}|^2 + |\gamma|^2 \right] / 2 \quad (1.10)$$

$$I C_{x,x} = -2 \operatorname{Re}(\beta^* \varepsilon) \quad (1.11)$$

$$I C_{y,y} = -2 \operatorname{Re}(\varepsilon^* \delta) \mathfrak{R} \quad (1.12)$$

ამრიგად, დიფერენციალური კვეთის, ტენზორული t_{20} და t_{22} სიდიდეების გაზომვით შესაძლებელია განისაზღვროს $|\beta|^2 + |\gamma|^2$, $|\delta|^2$ და $|\varepsilon|^2$ ამპლიტუდების მნიშვნელობები მცირე გადაცემულ იმპულსებზე. ჩვენ ენერგიებზე და კუთხურ არეში γ მცირეა, ხოლო როცა $q \rightarrow 0$ მაშინ $\gamma \rightarrow 0$, რაც იძლევა np გადამუხტვის რეაქციის სპინზე დამოკიდებული ამპლიტუდების აბსოლუტური მნიშვნელობების ექსპერიმენტული განსაზღვრის შესაძლებლობას. მნიშვნელოვანია აღინიშნოს, რომ 800 მევ ენერგიაზე, ამპლიტუდის სპინზე დამოუკიდებელი ნაწილი α ბევრად მცირეა, ვიდრე β .

კოლინეალური კინემატიკის შემთხვევაში, როდესაც ყველა იმპულსი ნაკადის გასწვრივა მიმართული ($\vec{k} = \vec{k}'$), აზიმუტალური სიმეტრიის გამო სკალარული ამპლიტუდების რაოდენობა (1.1) ფორმულაში მცირდება სამამდე. ამ დროს $\delta = \beta$ (რადგანაც $|\beta|^2 + |\delta|^2 = \sin^2 \vartheta$) და $\gamma = 0$ ($|\gamma|^2 = \sin^2 \vartheta$) ნულოვან გადაცემულ იმპულსების შემთხვევაში, D -ტალლის შესაბამისი დეიტრონის ფორმ-ფაქტორი ქრება, რის შედეგადაც $\mathfrak{R} = 1$ და $t_{22} = 0$, ხოლო (1.7-1.12) ტოლობებიდან ვღებულობთ:

$$\frac{d^4\sigma}{dt d^3k} = \frac{1}{3} \{ |\varepsilon|^2 + 2|\beta|^2 \} F_s^2(k,0) \quad (1.13)$$

$$I = 2|\beta|^2 + |\varepsilon|^2, \quad (1.14)$$

$$I t_{20} = \sqrt{2} \{ |\beta|^2 - |\varepsilon|^2 \} \quad (1.15)$$

$$I C_{x,x} = I C_{y,y} = -2 \operatorname{Re}(\varepsilon\beta^*) \quad (1.16)$$

გამოთვლილი β და ε ამპლიტუდების მოდულების ცოდნა და სპინ-სპინური კორელაციის $C_{y,y}$ კოეფიციენტის გაზომვა გვაძლევს ამპლიტუდებს შორის ფარდობითი ფაზის $\cos(\varphi_\varepsilon - \varphi_\beta)$ განსაზღვრის საშუალებას. ამისათვის კი საჭიროა პოლარიზებული დეიტრონების ნაკადი და პოლარიზებული წყალბადის სამიზნე. pp სისტემის მცირე ადგზნების ენერგიებისათვის ასეთი ექსპერიმენტები მეტად მგრძობიარება np გადაძხვტვის რეაქციის ამპლიტუდის სპინზე დამოკიდებული ნაწილის მიმართ. ამ შემთხვევაში დეიტრონის ტენზორული პოლარიზაციის ანალიზური უნარი ექვივალენტურია $\bar{n}p \rightarrow \bar{p}n$ გადაძხვტვის რეაქციაში სპინის გადაცემის პარამეტრის. პოლარიზებული დეიტრონების ნაკადისა და პოლარიზებული წყალბადის სამიზნის გამოყენება დამატებით იძლევა სპინური კორელაციების შესწავლის საშუალებას.

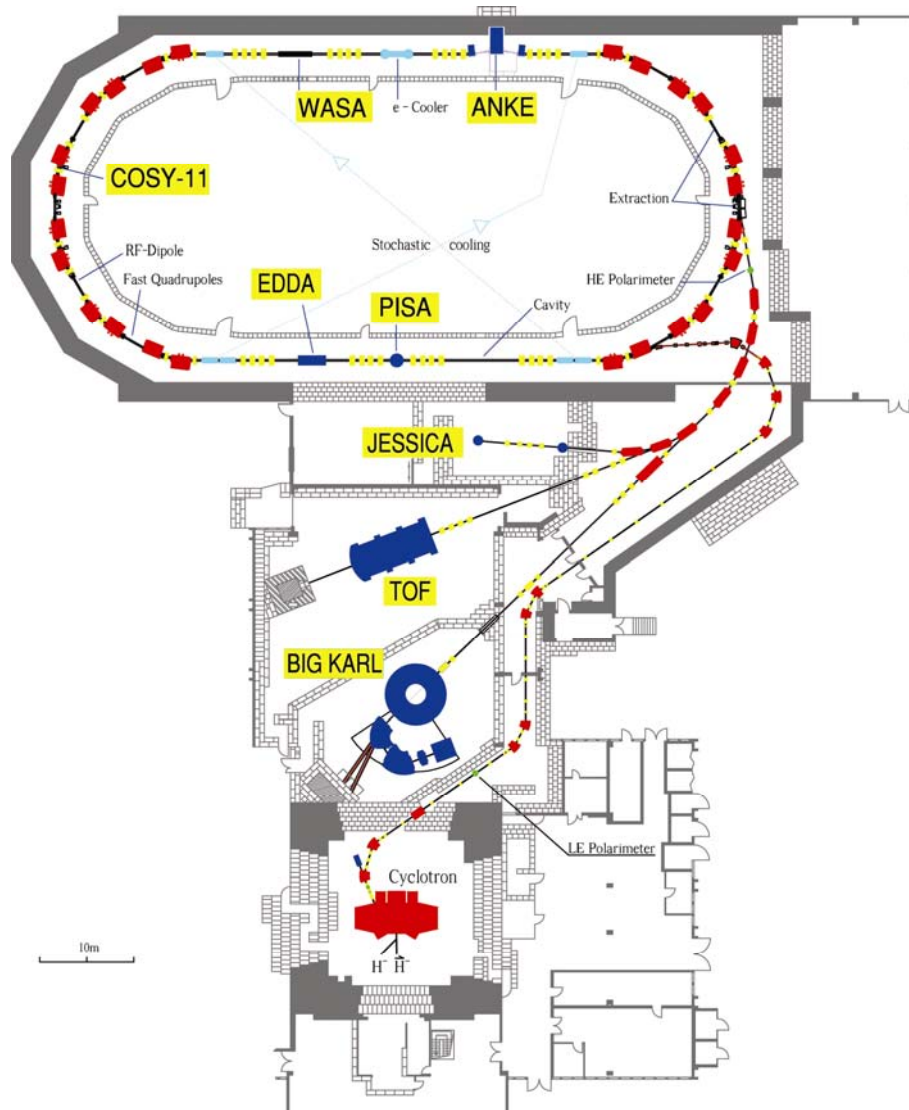
წარმოდგენილ სადისერტაციო ნაშრომში განხილულია დეიტრონის გადაძხვტვის $dp \rightarrow (pp)n$ რეაქცია np ურთიერთქმედების ამპლიტუდის სპინური სტრუქტურის განსაზღვრისათვის.

ემსპერიმენტული დანადგარი

ექსპერიმენტი ჩატარდა ANKE სპექტრომეტრზე იულიხის კვლევითი ცენტრის COSY ამჩქარებელზე, რომელიც საშუალებას იძლევა დაგაფიქსიროთ მცირე კუთხეებზე გაბნეული მაღალი იმპულსის მქონე დამძხვტული ნაწილაკები. ასევე გამოყენებული იყო სილიკონური ტელესკოპი dp კვაზი-დრეკადი რეაქციის გამოსაყოფად.

COSY ამჩქარებელი

COSY (COoler SYnchrotron) ამჩქარებელი იძლევა მაღალი სიზუსტის $\Delta p/p = 10^{-4} - 10^{-3}$ პოლარიზებულ და არაპოლარიზებულ პროტონებისა და დეიტრონების ნაკადს 300 MeV/c-დან 3.7 GeV/c ინტერვალში. ნაკადის "გასაციებლად" დაბალ ენერგიებზე გამოიყენება ელექტრონული გაციების მეთოდი (600 MeV/c-მდე), ხოლო მაღალ ენერგიებზე სტოხასტიკური გაციების მეთოდი (1.5 GeV/c-დან 3.7 GeV/c-მდე). COSY ამჩქარებლის სქემატური სურათი მოცემულია ნახ. 1-ზე. პოლარიზებული ნაკადი მიიღება პოლარიზებული იონების წყაროს გამოყენებით. წყარო საშუალებას იძლევა მივიღოთ, როგორც მარტო ვექტორულად პოლარიზებული დეიტრონების ნაკადი, ასევე დეიტრონული ნაკადის ვექტორული და ტენზორული პოლარიზაციის ყველა შესაძლო კომბინაცია. ამჩქარებელზე ექსპერიმენტები მიმდინარეობს როგორც შიდა (ANKE, WASA, EDDA), ასევე გამოყვანილ (TOF, BIG KARL) ნაკადებზე.

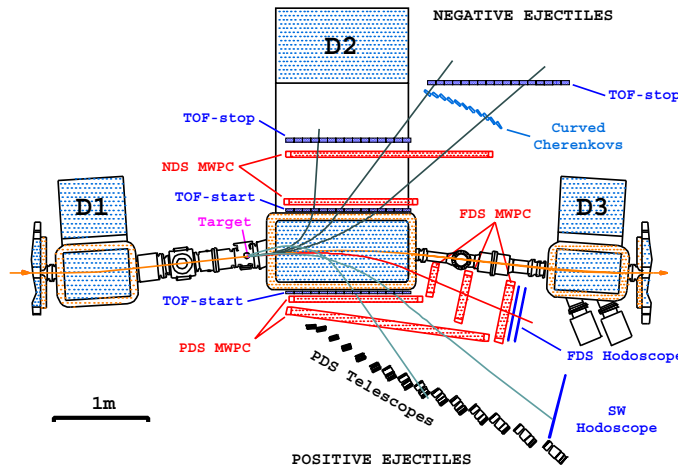


ნახაზი 1. იულიხის კვლევითი ცენტრის COSY ამაჩქარებელი

ANKE მაგნიტური სპექტრომეტრი

ANKE (“Aparatus for studies of Nucleon and Kaon Ejectiles”) მაგნიტური სპექტრომეტრის დეტალური სქემა მოცემულია ნახ. 2-ზე. დეტექტორის ძირითადი შემადგენელი ნაწილებია: მაგნიტური სისტემა, შიდა სამიზნე და ოთხი დეტექტორული სისტემა: დადებითი და უარყოფითი ნაწილაკებისა და წინ და უკან გაფანტული ნაწილაკების რეგისტრაციისა და იდენტიფიკაციისთვის. დეტექტორის მაგნიტური სისტემა შედგება სამი დიპოლური მაგნიტისგან, რომელთაგან D1 გადაზრის ნაკადს α კუთხით, D2 სპექტრომეტრის მთავარი მაგნიტი, რომელიც ცვლის ნაკადის მიმართულებას -2α კუთხით, ხოლო D3 მაგნიტი, რომელიც იდენტურია D1 მაგნიტისა აბრუნებს ნაკადს ძირითად ორბიტაზე. გადაზრის α კუთხე დამოკიდებულია მაგნიტური ველის მნიშვნელობაზე, რომლის მაქსიმუმიც არის 1.56 T და არაა დამოკიდებული ამაჩქარებლის ნაკადის იმპულსზე. ANKE სპექტრომეტრზე გამოიყენება სტრიპული სამიზნე (ნახშირბადი, პოლიეთილენი ან სხვა) და კლასტერული სამიზნე, რომელიც წარმოადგენს წყალბადის ან დეიტერიუმის გაზურ ჭავლს. პოლარიზაციულ ექსპერიმენტებისთვის სამიზნედ გამოიყენება პოლარიზებული ატომური ნაკადის წყარო (Polarised Atomic

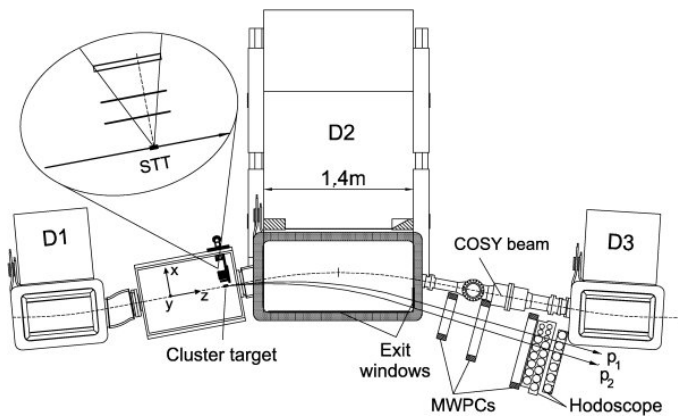
Beam Source). უარყოფითი და დადებითი ნაწილაკების დეტექტორები ფარავენ იმპულსურ არეს 0.3 – 0.8 GeV/c, ხოლო წინა დეტექტორული სისტემა ეფექტურია 0.3 – 3.7 GeV/c არეში.



ნახაზი 2. ANKE სპექტრომეტრის სქემატური ნახაზი

წინა დეტექტორული სისტემა (Forward detector system)

წინა დეტექტორული სისტემა მოთავსებულია D2 და D3 დიპოლურ მაგნიტებს შორის. ნახ. 3-ზე მოცემულია ANKE სპექტრომეტრის ის ნაწილი, რომელიც მნიშვნელოვანია ჩვენი ექსპერიმენტისთვის. დიპოლებს შორის მანძილი 1.6 მ-ია, ხოლო ნაკადის მილსა და გვერდით დეტექტორს შორის 0.7 მ. ეს გარკვეულ პირობებს უყენებს ტრეკულ სისტემას, რომელმაც უნდა შეძლოს დროის ერთეულში დიდი რაოდენობის შემთხვევების დაფიქსირება (High counting rate $>10^5 s^{-1}$). წინა დეტექტორული სისტემის გეომეტრიული შეზღუდულობის გამო, სამი პროპორციული კამერა ახლოს არის ერთმანეთთან, რაც მოითხოვს მათ მაღალ სივრცულ გარჩევისუნარიანობას (დაახლოებით 1 მმ), რაც იმპულსის აღდგენისას იძლევა 1%-იან ცდომილებას. ამის შედეგად შესაძლებელია გამოვყოთ ორ პროტონიანი წყვილები, რომელთა აღზნების ენერგია $E_{pp} < 3 MeV$.



ნახაზი 3. ANKE სპექტრომეტრის ძირითადი ნაწილი, რომელიც მნიშვნელოვანია ექსპერიმენტისთვის

სცინტილატორული ჰოდოსკოპების სისტემა შედგება ორი სიბრტყისგან, რომლებიც შეიცავს შესაბამისად 8 და 9 კერტიკალურად ორიენტირებულ სცინტილატორებს. მათ ორივე ბოლოზე მოთავსებულია ფოტოგამამრავლებლები, რომელთა საშუალებითაც ხდება ამპლიტუდებისა და დროითი ინფორმაციის წაკითხვა. ჰოდოსკოპების სისტემა გამოიყენება ენერგიის დანაკარგის

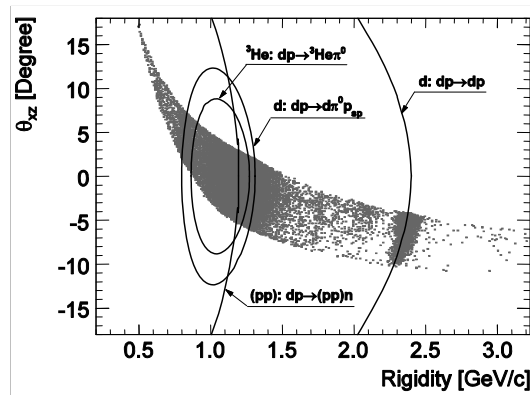
გასაზომად და სხვადასხვა მივლელეებში მოხვედრილი ნაწილაკების ფრენის დროებს შორის სხვაობის განსაზღვრისთვის. მათი ენერგეტიკული გარჩევის უნარიანობა დაახლოებით 10%-ია, ხოლო დროითი გარჩევისუნარიანობა 0.5 ნწ.

Mode	P_z^{ideal}	P_{zz}^{ideal}
0	0	0
1	-2/3	0
2	+1/3	+1
3	-1/3	-1
4	+1/2	-1/2
5	-1	+1
6	+1	+1
7	-1/2	-1/2

ცხრილი 1. ნაკადის ვექტორული და ტენზორული პოლარიზაციები

ნაკადის პოლარიზაცია

პოლარიზებული დეიტრონების ნაკადის მისაღებად გამოიყენებოდა პოლარიზებული ატომების წყარო, რომელიც იძლეოდა რვა სხვადასხვა მოდის პოლარიზებულ ნაკადს. ამათგან ერთ-ერთი იყო არაპოლარიზებული ($P_z = 0$, $P_{zz} = 0$), ხოლო დანარჩენ შვიდ მოდაში გვექონდა ვექტორული და ტენზორული პოლარიზაციების სხვადასხვა კომბინაცია (ცხრილი 1). აჩქარებამდე ნაკადის პოლარიზაციის გაზომვამ აჩვენა, რომ ვექტორული პოლარიზაცია იყო $P_z = 74\%$, ხოლო ტენზორული $P_{zz} = 59\%$.



ნახაზი 4. ANKE სპექტრომეტრის ფაზური სივრცე (Acceptance)

COSY ამაჩქარებლის ენერგეტიკულ არეში დეიტრონის ნაკადისთვის არ არსებობს დეპოლარიზაციული რეზონანსები, რამაც აჩქარების პროცესში შეიძლება გამოიწვიოს ნაკადის დეპოლარიზაცია. მიუხედავად ამისა საჭიროა ნაკადის პოლარიზაციის კიდევ ერთხელ გაზომვა ექსპერიმენტის ენერგიაზე ($T_d = 1170$ MeV). ამ მიზნით გამოყენებულ იქნა სამი სხვადასხვა რეაქცია:

- $\vec{d}p \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$.
- კვაზი თავისუფალი $\vec{n}p \rightarrow d\pi^0$ გაბნევა, როცა პროტონი სპექტატორია $\vec{d}p \rightarrow d\pi^0 p_{sp}$.
- დრეკადი $\vec{d}p \rightarrow dp$ გაბნევა მცირე კუთხეებზე.

ამ რეაქციების ანალიზური უნარები გაზომილია სხვადასხვა ექსპერიმენტებში და შესაძლებელია მათი გამოყენება. ნახ. 4-ზე მოცემულია ANKE სპექტრომეტრის ფაზური სივრცე - აქსეპტანსი

(Acceptance) რეაქციების კინემატიკურ მრუდებთან ერთად. პოლარიზებული დეიტრონული ნაკადის შემთხვევაში რეაქციის კვეთა გამოისახება შემდეგი ფორმულით:

$$\frac{d\sigma^\uparrow}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\vartheta) \left\{ 1 + \frac{3}{2} P_z A_y(\vartheta) \cos \varphi + \frac{1}{4} P_{zz} [A_{yy}(\vartheta)(1 + \cos 2\varphi) + A_{xx}(\vartheta)(1 - \cos 2\varphi)] \right\} \quad (3.1)$$

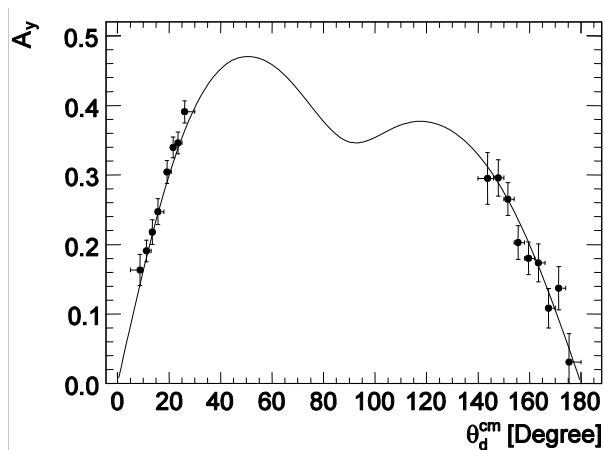
სადაც P_z და P_{zz} ნაკადის ვექტორული და ტენზორული პოლარიზაციებია, A_y რეაქციის ვექტორული, ხოლო A_{yy} , A_{xx} ტენზორული ანალიზური უნარებია. $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ რეაქციის კვეთაა არა-

პოლარიზებული ნაკადის შემთხვევაში. კოორდინატა ღერძები აღებულია ისე, რომ z ღერძი ემთხვევა ნაკადის მიმართულებას, y მიმართულია ამჩქარებლის სიბრტყის მართობულად ზემოთ, ხოლო x შერჩეულია ისე, რომ მივიღოთ მარჯვენა კოორდინატა სისტემა. როგორც ვხედავთ ნაკადის პოლარიზაცია იწვევს კუთხური განაწილების შეცვლას. პოლარიზაციის გასაზომად საჭიროა შესაბამისი რეაქციების ანალიზური უნარის ცოდნა და კუთხური განაწილების შესწავლა (პოლარიზებულის არაპოლარიზებულთან მიმართებაში).

ANKE სპექტრომეტრის წინა დეტექტორული სისტემა საშუალებას იძლევა დავაფიქსიროთ $\vec{d}p \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ რეაქციაში მცირე კუთხეებზე გაბნეული ${}^3\text{He}$ ($\vartheta_{cm}^{{}^3\text{He}} \approx 0^\circ$). ამ რეაქციის ტენზორული ანალიზური უნარის (A_{yy}) ენერგიაზე დამოკიდებულება $\vartheta_{cm} = 0^\circ$ და $\vartheta_{cm} = 180^\circ$ კუთხეებისთვის ექსპერიმენტულად საკმაოდ კარგად არის გაზომილი [3]. ამ კუთხეებზე ვექტორული ანალიზური უნარი ნულის ტოლია, ხოლო $\cos 2\varphi \approx 1$, რაც (3.1) გამოსახულებას ამარტივებს:

$$\frac{d\sigma^\uparrow}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\vartheta) \left\{ 1 + \frac{1}{2} P_{zz} A_{yy}(\vartheta) \right\} \quad (3.2)$$

როგორც უკანასკნელი ფორმულიდან ჩანს $\vec{d}p \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ რეაქციიდან შესაძლებელია მხოლოდ ტენზორული პოლარიზაციის განსაზღვრა. ჩვენს მიერ მიღებული შედეგი $A_{yy}(0^\circ) = 0.461 \pm 0.030$ საკმაოდ კარგად ემთხვევა კოლაბორაცია SATURNE-ის მიერ გაზომილ მნიშვნელობას $A_{yy}(0^\circ) = 0.458 \pm 0.014$ [3].

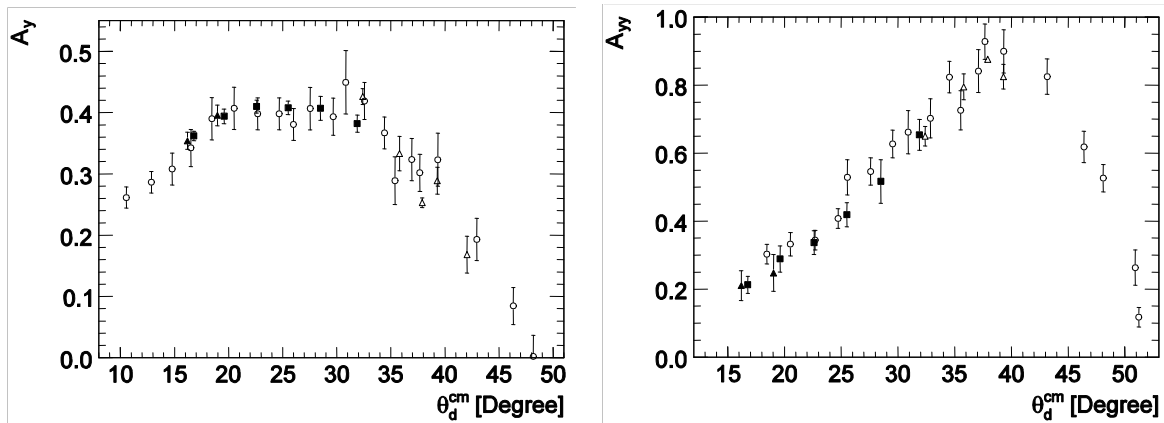


ნახაზი 5. ANKE-ზე გაზომილი $\vec{n}p \rightarrow d\pi^0$ რეაქციის ვექტორული ანალიზური უნარის შედარება SAID-ის მონაცემთა ბაზიდან აღებულ $\vec{p}p \rightarrow d\pi^+$ რეაქციის ვექტორულ ანალიზურ უნართან

დეიტრონული ნაკადის ვექტორული პოლარიზაციის შესასწავლად განხილული იყო კვაზი-თავისუფალი $\bar{n}p \rightarrow d\pi^0$ გაბნევა. ამ რეაქციის გამოყოფა შესაძლებელია ორნაწილაკოვანი შემთხვევებიდან დეიტრონ-პროტონის წყვილების ამორჩევით, როცა ნაკლული მასის განაწილება იძლევა პიკს π^0 მეზონის მასაზე. აქვე ყურადღება უნდა მიექცეს იმას, რომ ასეთი შემთხვევებისთვის პროტონ სპექტატორის იმპულსს უნდა ქონდეს ფერმის განაწილება. ასეთი დეიტრონ-პროტონ წყვილების ამორჩევა შესაძლებელია სცინტილატორული ჰოდოსკოპებიდან მიღებული დროითი ინფორმაციის საფუძველზე. ეს რეაქცია საშუალებას იძლევა გაიზომოს დეიტრონებში მყოფი ნეიტრონების ვექტორული პოლარიზაცია (ნეიტრონის ნაკადს ტენზორული მახასიათებელი არ აქვს). ცნობილია, რომ სპექტატორის მცირე იმპულსების შემთხვევაში დეიტრონების ვექტორული პოლარიზაცია და მისი შემადგენელი ნუკლონების პოლარიზაცია ერთი და იგივეა. ანალიზისთვის გამოყენებული იყო შემთხვევები, როცა სპექტატორის იმპულსი $P_{sp} < 60 \text{ MeV}/c$. ტენზორული კომპონენტის არ არსებობის გამო (3.1) ფორმულა საკმაოდ მარტივდება და იღებს შემდეგ სახეს:

$$\frac{d\sigma^\uparrow}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\vartheta) \left\{ 1 + \frac{3}{2} P_z A_y(\vartheta) \cos \varphi \right\}. \quad (3.3)$$

$\bar{n}p \rightarrow d\pi^0$ და $\bar{p}p \rightarrow d\pi^+$ რეაქციების იზოსპინური ინვარიანტობის გამო მათი ვექტორული ანალიზური უნარი ერთი და იგივეა. ეს უკანასკნელი ექსპერიმენტულად საკმაოდ კარგად არის შესწავლილი და შეიძლება აღებულ იქნას ნუკლონ-ნუკლონური ურთიერთქმედების მონაცემთა ბაზიდან (SAID)[4]. დაბალ ენერგიაზე გაზომილი ვექტორული პოლარიზაციის გამოყენებით განსაზღვრულ იქნა $\bar{n}p \rightarrow d\pi^0$ რეაქციის ვექტორული ანალიზური უნარის დამოკიდებულება დეიტრონის გამოსვლის კუთხეზე მასათა ცენტრის სისტემაში, რომელიც კარგად ემთხვევა SAID-ის მონაცემებს (ნახ. 5).



ნახაზი 6. dp დრეკადი გაბნევის ვექტორული (მარცხნივ) და ტენზორული (მარჯვნივ) ანალიზური უნარის დამოკიდებულება გაბნევის კუთხეზე მასათა ცენტრის სისტემაში. მუქი სიმბოლოებით აღნიშნულია ANKE-ზე გაზომილი მნიშვნელობები ხოლო ღია სიმბოლოებით SATURNE და Argonne-ის მონაცემები

ზემოთ განხილული ორი რეაქციისგან განსხვავებით dp -დრეკადი გაბნევით შესაძლებელია ნაკადის პოლარიზაციის ორივე კომპონენტის ერთდროულად გაზომვა. ჩვენს ენერგიაზე ამ რეაქციის ვექტორული და ტენზორული პოლარიზებული უნარი შესწავლილ იქნა SATURNE[5] და Argonne[6] ექსპერიმენტებში. წინა დეტექტორული სისტემის საშუალებით შესაძლებელია ამ რეაქციიდან წინ გაბნეული დეიტრონების რეგისტრაცია. ANKE სპექტრომეტრზე

დაფიქსირებული აზიმუტალური ϕ კუთხეები საკმარისია მხოლოდ ვექტორული A_y და ტენზორული A_{yy} ანალიზური უნარების გასაზომად. (3.1) ფორმულის გამოყენებით მიღებული შედეგები მოცემულია ნახ. 6-ზე SATURNE და Argonne-ის მონაცემებთან ერთად.

ამრიგად, ზემოთ განხილულმა გაზომვებმა დაგვანახა, რომ აჩქარების პროცესში დეიტრონების ვექტორული და ტენზორული პოლარიზაციები ცდომილების ფარგლებში არ იცვლება ($P_z = 74\%$ $P_z = 59\%$).

ნათების გაზომვა

როგორც შესავალში იყო აღნიშნული $np \rightarrow pn$ გადამუხტვის რეაქციის სპინური სტრუქტურის აღდგენა საჭიროებს $dp \rightarrow (pp)n$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთის გაზომვას. სწორი ნორმირებისთვის აუცილებელია ნათების სიდიდის ცოდნა, რომელიც არაა დამოკიდებული კონკრეტულ რეაქციაზე და მხოლოდ ნაკადისა და სამიზნის მახასიათებლებით განისაზღვრება. მის გასაზომად მრავალი მეთოდი არსებობს. ერთ-ერთი მათგანია ცნობილი კვეთის მქონე ბირთვული რეაქციის გამოყენება. ამ შემთხვევაში მოცემული რეაქციის R სიხშირე (*count rate*) დამოკიდებულია მხოლოდ σ კვეთაზე და L ნათებაზე.

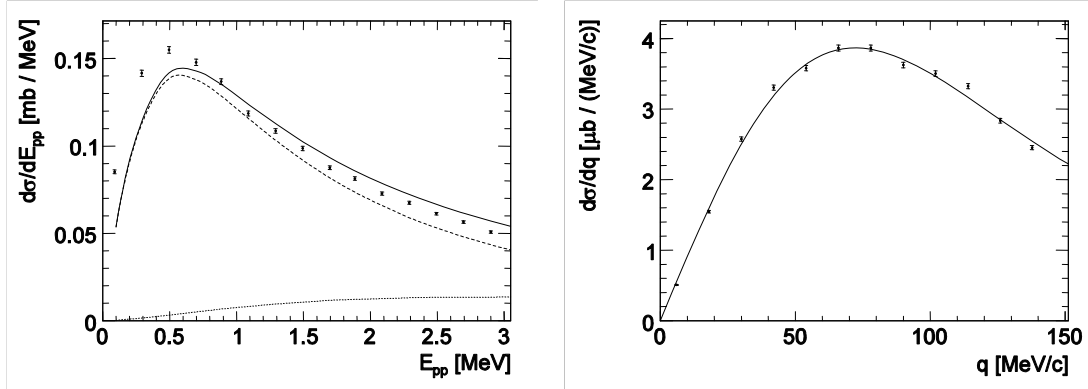
$$R = L \times \sigma \quad (4.1)$$

ნათების გასაზომად გამოყენებულ იქნა კვაზი თავისუფალი $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქცია. როგორც პოლარიმეტრიის თავში იყო აღწერილი ამ რეაქციის გამოსაყოფად საჭიროა $dp \rightarrow d\pi^0 p_{sp}$ შემთხვევების დაფიქსირება. $dp \rightarrow d\pi^0 p_{sp}$ შემთხვევების კინემატიკა საკმაოდ მსგავსია $dp \rightarrow (pp)n$ რეაქციის, ორივე შემთხვევაში საჭიროა ~ 1.2 GeV/c იმპულსის მქონე ორნაწილაკოვანი შემთხვევების ამორჩევა. $dp \rightarrow d\pi^0 p_{sp}$ რეაქციაში დეიტრონ-პროტონ სისტემის ფარდობით იმპულსზე გამოყენებულ იქნა პირობა $\Delta p < 175$ MeV/c, რაც ექვივალენტურია $dp \rightarrow (pp)n$ რეაქციაში დიპროტონის ალგზნების ენერგიაზე $E_{pp} < 3$ MeV შეზღუდვის. იზოსპინური ინვარიანტობის გამო $np \rightarrow d\pi^0$ რეაქციის კვეთა $pp \rightarrow d\pi^+$ რეაქციის კვეთის ნახევარია, რომელიც ექსპერიმენტულად დიდი სიზუსტით არის გაზომილი. ნათების ინტეგრალური მნიშვნელობისთვის (4.1) ფორმულის გამოყენებით მიღებულ იქნა $L = (1.25 \pm 0.05) nb^{-1}$.

გადამუხტვის რეაქცია

დისერტაციის მთავარი თემაა np -გადამუხტვის რეაქციის ამპლიტუდების სპინური სტრუქტურის შესწავლა $dp \rightarrow (pp)n$ დეიტრონის გადამუხტვის რეაქციის გამოყენებით. ამისთვის საჭიროა $dp \rightarrow (pp)n$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთისა და პოლარიზებული მახასიათებლების ცოდნა. $dp \rightarrow (pp)n$ რეაქციაში პროტონ-პროტონული წყვილის ამორჩევა შესაძლებელია დროითი ინფორმაციის ანალიზიდან ნაკლები მასის მეთოდის გამოყენებით. შერჩეულ იქნა მხოლოდ ის პროტონ-პროტონული წყვილები, რომელთათვისაც სისტემის ალგზნების ენერგია $E_{pp} < 3$ MeV, რაც უზრუნველყოფს დიპროტონის 1S_0 მდგომარეობას. ნახ. 7-ზე (მარცხნივ) მოცემულია დიფერენციალური კვეთის $d\sigma/dE_{pp}$ დამოკიდებულება ალგზნების ენერგიაზე, როცა გადაცემული იმპულსი $q < 100$ MeV/c. თეორიული მრუდები მიღებულია იმპულსურ მიახლოებაში 1S_0 პარციალური ტალღისთვის (წყვეტილი), მაღალი პარციალური ტალღებისთვის (წერტილები) და მათი ჯამისთვის (უწყვეტი). მიუხედავად დაბალი ალგზნების

ენერჯისა და მცირე გადაცემული იმპულსებისა, როგორც ჩანს დეიტრონის დიდი რადიუსის გამო ადგილი აქვს მაღალი პარციალური ტალღური მდგომარეობების ალგზნებას. ნახ. 7-ზე (მარჯვნივ) მოცემულია დიფერენციალური კვეთის $d\sigma/dq$ გადაცემულ იმპულსზე დამოკიდებულება $E_{pp} < 3 \text{ MeV}$ შემთხვევებისთვის, რომელიც საკმაოდ კარგად ემთხვევა თეორიულ მრუდს.



ნახაზი 7. მარცხენა ნახაზზე მოცემულია დიფერენციალური კვეთის ალგზნების ენერჯიაზე დამოკიდებულება როცა $0 < q < 100 \text{ MeV/c}$. ასევე მოცემულია თეორიული მრუდები: 1S_0 (წყვეტილი), მაღალი პარციალური ტალღებისთვის (წერტილები) და ასევე მათი ჯამი (თლიანი). მარჯვენა ნახაზზე მოცემულია დიფერენციალური კვეთის გადაცემულ იმპულსზე დამოკიდებულება როცა ($E_{pp} < 3 \text{ MeV}$). თეორიული მრუდთან ერთად.

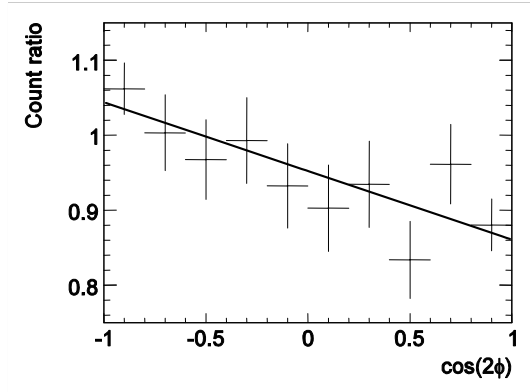
np გაბნევის სპინური ამპლიტუდების აღდგენა უფრო მოსახერხებელია პოლარიზებული მახასიათებლების სფერულ კოორდინატებში წარმოდგენით. ამ შემთხვევაში დიფერენციალური კვეთა პოლარიზებული დეიტრონული ნაკადის შემთხვევაში შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$\frac{d\sigma}{dt}(q, \varphi) / \left(\frac{d\sigma}{dt}(q) \right)_0 = 1 + \sqrt{3} P_z it_{11}(q) \cos \varphi - \frac{1}{2\sqrt{2}} P_{zz} t_{20}(q) - \frac{\sqrt{3}}{2} P_{zz} t_{22}(q) \cos(2\varphi) \quad (5.1)$$

სადაც 0 ინდექსით აღნიშნულია არაპოლარიზებული კვეთა. it_{11} ვექტორული, ხოლო t_{20} და t_{22} ტენზორული ანალიზური უნარებია სფერულ კოორდინატებში. დაბალი ალგზნების ენერჯისთვის $\vec{dp} \rightarrow (pp)n$ რეაქციის ვექტორული ანალიზური უნარი 0 -ის ტოლია, ამიტომ 5.1-ის მაგივრად გვექნება:

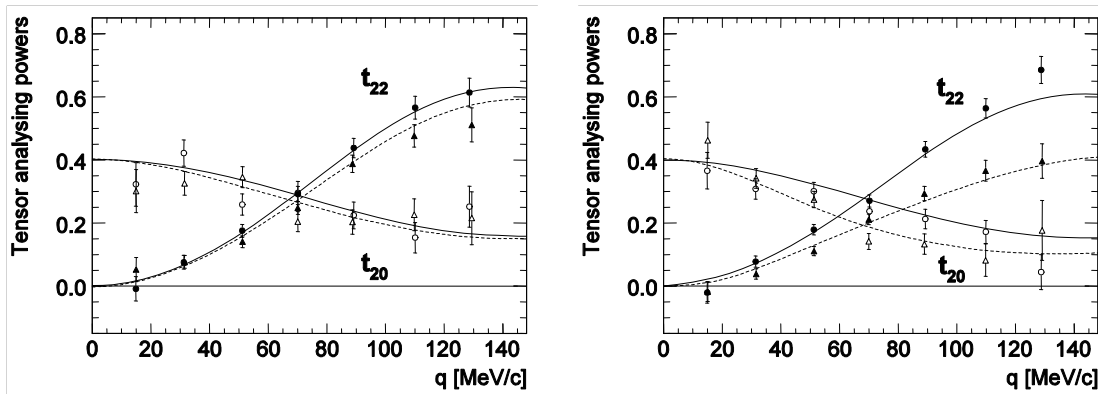
$$\frac{d\sigma}{dt}(q, \varphi) / \left(\frac{d\sigma}{dt}(q) \right)_0 = 1 - \frac{1}{2\sqrt{2}} P_{zz} t_{20}(q) - \frac{\sqrt{3}}{2} P_{zz} t_{22}(q) \cos(2\varphi) \quad (5.2)$$

ტენზორული ანალიზური უნარის გამოსათვლელად შესწავლილ იქნა პოლარიზებული შემთხვევების რაოდენობის არაპოლარიზებულთან შეფარდების დამოკიდებულება $\cos(2\varphi)$ -ზე გადაცემული q იმპულსის 20 MeV -იან ინტერვალებში. ამ დამოკიდებულების (5.2) ფორმულით ფიტირებისას შესაძლებელია ტენზორული ანალიზური უნარების t_{20} და t_{22} განსაზღვრა. ნახ. 8-ზე მოცემულია ფიტირების შედეგი ერთ-ერთი Δq ინტერვალისთვის. pp -სისტემის ალგზნების ენერჯის ზრდასთან ერთად მოსალოდნელია ტენზორული სიგნალის შესუსტება, რაც განპირობებულია მაღალი ტალღური მდგომარეობების ალგზნების ალბათობის გაზრდით. ამიტომ ცალ-ცალკე იქნა განხილული შემთხვევები, როცა ალგზნების ენერჯია $0 < E_{pp} < 1 \text{ MeV}$ და $1 < E_{pp} < 3 \text{ MeV}$.



ნახაზი 8. პოლარიზებული და არაპოლარიზებული count rate-ის შეფარდების დამოკიდებულება აზიმუტალურ კუთხეზე. ამ განაწილების ფიტირება (1) ფორმულით ტენზორული ანალიზური უნარის განსაზღვრის საშუალებას იძლევა.

ტენზორული ანალიზური უნარების გადაცემულ იმპულსზე დამოკიდებულება ადგენების ენერჯიის ორ სხვადასხვა არეში მოცემულია ნახ. 9-ზე. ტენზორული სიგნალის შესუსტება უფრო კარგად გამოჩნდება, თუ გამოვიყენებთ დიპროტონზე გადაცემულ \vec{q} და ამ სისტემის ფარდობით \vec{k} იმპულსებს შორის კუთხეზე შეზღუდვას. თეორიიდან ცნობილია, რომ P და სხვა მაღალი ტალღური მდგომარეობის ადგენება არ ხდება, როცა $\vec{q} \cdot \vec{k} = 0$. ექსპერიმენტულ მონაცემებთან ერთად ასევე ნაჩვენებია იმპულსურ მიახლოებაში შესაბამისი პირობებით დათვლილი თეორიული მრუდები, რომლებიც საკმაოდ კარგად აღწერენ ექსპერიმენტულ შედეგებს.



ნახაზი 9. $\bar{d}p \rightarrow (pp)n$ რეაქციის ტენზორული ანალიზური უნარის დამოკიდებულება გადაცემულ იმპულსებზე. ღია სიმბოლოებით აღნიშნულია t_{20} და დასურულით t_{22} მარცხნივ $E_{pp} < 1\text{MeV}$ და მარჯვნივ $1 < E_{pp} < 3\text{MeV}$. რგოლებით აღნიშნულია შედეგები როცა $|\cos\theta_{kq}| < 0.5$ და სამკუთხედებით $|\cos\theta_{kq}| > 0.5$. მთლიანი და წყვეტილი მრუდები წარმოადგენენ თეორიულ დათვლებს შესაბამის კუთხურ არეში.

np გაბნევის სპინური ამპლიტუდების განსაზღვრისთვის განვიხილოთ კოლინეარული კინემატიკის შემთხვევა ($q = 0$). (1.14) და (1.15) ფორმულებიდან შესაძლებელია $|\varepsilon(0)|/|\beta(0)|$ შეფარდების განსაზღვრა:

$$\frac{|\varepsilon(0)|}{|\beta(0)|} = \sqrt{\frac{\sqrt{2} - 2t_{20}}{\sqrt{2} + t_{20}}} \quad (5.3)$$

რადგან $q = 0$ -თვის pp -სისტემის მაღალი პარციალური ტალღური მდგომარეობების აღზნება არ ხდება, t_{20} ინტერპოლაციისთვის $q = 0$ წერტილში გამოყენებული იყო აღზნების ენერჯის მთლიანი არე ($0 < E_{pp} < 3 \text{ MeV}$). შედეგად მიღებულ იქნა მნიშვნელობა $t_{20} = 0.37 \pm 0.02$, საიდანაც სპინური ამპლიტუდების შეფარდებისთვის გვექნება:

$$\frac{|\varepsilon(0)|}{|\beta(0)|} = 0.61 \pm 0.03 \quad (5.4)$$

დასკვნა

სადისერტაციო ნაშრომის ძირითად მიზანს წარმოადგენდა $np \rightarrow pn$ გაბნევის ამპლიტუდების სპინური სტრუქტურის შესწავლა პოლარიზებული დეიტრონის $\bar{d}p \rightarrow (pp)n$ გადამუხტვის რეაქციის გამოყენებით. როგორც შესავალში ავლნიშნეთ ამ რეაქციის კვეთა და პოლარიზებული მახასიათებლები პირდაპირ კავშირშია np გაბნევის ამპლიტუდებთან. ამ მიზნით ჩატარდა შემდეგი სამუშაოები:

- დეიტრონის გადამუხტვის $\bar{d}p \rightarrow (pp)n$ რეაქციის პოლარიზებული მახასიათებლების გასაზომად შესწავლილ იქნა დეიტრონული ნაკადის პოლარიმეტრია. გაიზომა ნაკადის ვექტორული და ტენზორული პოლარიზაციები, სამი სხვადასხვა რეაქციის $\bar{d}p \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$, $\bar{n}p \rightarrow d\pi^0$ და $\bar{d}p \rightarrow dp$ გამოყენებით $T_d = 1170 \text{ MeV}$ ენერჯიაზე და მიღებულ იქნა შემდეგი მნიშვნელობები: $P_z = 74\%$ და $P_{zz} = 59\%$.
- ექსპერიმენტის მომზადების პერიოდში ჩატარდა ზემოთ განხილული ყველა რეაქციის მოდელირება და შესწავლილ იქნა მათი დეტექტირების იმპულსური და კუთხური არეები. ამ მონაცემების საფუძველზე მოხდა ANKE სპექტრომეტრის დეტექტორული სისტემების ოპტიმალური კონფიგურაციის მიღწევა. მოდელირების გამოყენებით გამოთვლილ იქნა ANKE სპექტრომეტრის ფაზური სივრცე – აქსეპტანსი $\bar{d}p \rightarrow (pp)n$ რეაქციისთვის, რომელიც აუცილებელია დიფერენციალური კვეთის გასაზომად.
- რეაქციის დიფერენციალური კვეთის გაზომვა მოითხოვს ამ რეაქციის რეგისტრირებული შემთხვევების რაოდენობის ნორმირებას ნათებაზე, რომელიც ნაკადის და სამიზნის მახასიათებელი სიდიდეებით განისაზღვრება. მის გასაზომად შესწავლილი იყო $dp \rightarrow d\pi^0 p_{sp}$ პროცესი. ნათების ინტეგრალური მნიშვნელობისთვის მიღებულ იქნა შემდეგი მნიშვნელობა $L = (1.25 \pm 0.05) \text{ nb}^{-1}$.
- დისერტაციაში ნაჩვენებია, რომ იმპულსურ მიახლოებაში $\bar{d}p \rightarrow (pp)n$ რეაქციის დიფერენციალური კვეთისა და ტენზორული ანალიზური უნარების გამოყენებით შესაძლებელია შემდეგი სპინური ამპლიტუდების სიდიდეების განსაზღვრა $|\beta|^2 + |\gamma|^2$, $|\delta|^2$ და $|\varepsilon|^2$. განხილულ ნაშრომში მიღებულია დიფერენციალური კვეთისა ($d\sigma/dq$, $d\sigma/dE_{pp}$) და ტენზორული ანალიზური უნარების (t_{20} , t_{22}) ექსპერიმენტული გაზომვის შედეგები $T_d = 1170 \text{ MeV}$ ენერჯიაზე, რომლებიც კარგად აღიწერება იმპულსურ მიახლოებაში მიღებული თეორიული მრუდებით.

- პირველად განივსაზღვრა სპინური ამპლიტუდის მოდულების $|\varepsilon(0)|/|\beta(0)|$ შეფარდება, რომელიც მხოლოდ t_{20} ტენზორულ ანალიზურ უნარზეა დამოკიდებული. ამ შეფარდებისთვის მიღებულ იქნა შემდეგი მნიშვნელობა $|\varepsilon(0)|/|\beta(0)| = 0.61 \pm 0.03$.

ზემოთ განხილული გვაძლევს საფუძველს ვივარაუდოთ, რომ იგივე ექსპერიმენტი მაღალ ენერგიებზე $np \rightarrow pn$ გაბნევის ამპლიტუდების სპინური სტრუქტურის განსაზღვრის საშუალებას მოგვცემს. ასევე დაგვეგმილია $\bar{d}\bar{p} \rightarrow (pp)n$ ორმაგად პოლარიზებული რეაქციის შესწავლა პოლარიზებული სამიზნისა და პოლარიზებული ნაკადის გამოყენებით. გაზომილ იქნება სპინ-სპინური კორელაციის კოეფიციენტები $C_{x,x}$ და $C_{y,y}$ საიდანაც შესაძლებელია ამპლიტუდებს შორის ფარდობითი ფაზის აღდგენა.

ლიტერატურა

1. И. Померанчук, Доклады Акад. Наук **77**, 249 (1951)
2. D.V. Bugg, C. Wilkin, Nucl. Phys. A **467**, 575 (1987)
3. C. Kerboul *et al.*, Phys. Lett. B **181**, 28 (1986). A. Boudard (private communication).
4. R.A. Arndt, W.J. Briscoe, R.L. Workman and I.I Strakovsky, Phys Rev. C **62**, 034005 (2000);
<http://qwdac.phys.gwu.edu>
5. J. Arvieux *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A **273**, 48 (1988)
6. M. Haji-Said *et al.*, Phys. Rev. C **36**, 2010 (1987)