

# AUTOREFERAT

Magdalena Skurzok

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej  
Uniwersytet Jagielloński

Kraków, 15 września 2023

## Spis treści

<b>1</b>	<b>Dane osobowe</b>	<b>3</b>
1.1	Imię i nazwisko . . . . .	3
1.2	Afiliacja . . . . .	3
1.3	Posiadane dyplomy i stopnie naukowe . . . . .	3
1.4	Edukacja i dotychczasowe zatrudnienie w jednostkach naukowych . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Osiągnięcie naukowe stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego</b>	<b>4</b>
2.1	Tytuł osiągnięcia naukowego . . . . .	4
2.2	Cykl publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego . . . . .	4
2.3	Omówienie celu naukowego cyklu prac i osiągniętych wyników . . . . .	9
2.3.1	Wprowadzenie . . . . .	9
2.3.2	Badania dotyczące jąder etowych . . . . .	11
2.3.2.1	Oddziaływanie $\eta$ -nukleon . . . . .	12
2.3.2.2	Jądra etowe w teorii - obecne podejścia i przewidywania . . . . .	14
2.3.2.3	Eksperymentalne poszukiwanie jąder etowych . . . . .	23
2.3.2.4	Mój wkład w badania jąder etowych . . . . .	29
2.3.3	Badania dotyczące kaonowych układów związanych (atomy i jądra kaonowe) . . . . .	33
2.3.3.1	Oddziaływanie $K^-$ -nukleon . . . . .	34
2.3.3.2	Atomy i jądra kaonowe - zarys teoretyczny . . . . .	36
2.3.3.3	Eksperymentalne badania atomów i jąder kaonowych . . . . .	41
2.3.3.4	Mój wkład w badania kaonowych układów związanych . . . . .	54
2.3.4	Podsumowanie . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Pozostałe osiągnięcia naukowo - badawcze</b>	<b>65</b>
3.1	Badania nie stanowiące wkładu do habilitacji . . . . .	65
3.2	Współpraca zagraniczna . . . . .	68
3.3	Działalność dydaktyczna . . . . .	69
3.4	Działalność organizacyjna . . . . .	70
3.5	Popularyzacja nauki . . . . .	71

# 1 Dane osobowe

## 1.1 Imię i nazwisko

Magdalena Skurzok

## 1.2 Afiliacja

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej  
Uniwersytet Jagielloński w Krakowie  
ul. Łojasiewicza 11  
30-348 Kraków

## 1.3 Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

- Stopień doktora nauk fizycznych w zakresie fizyki (z wyróżnieniem)  
Uniwersytet Jagielloński, Kraków, 2016 r.  
Tytuł rozprawy doktorskiej: *Search for  $\eta$ -mesic helium via  $dd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$  reaction by means of the WASA-at-COSY facility*  
Promotor: prof. dr hab. Paweł Moskal
- Stopień magistra fizyki (z wyróżnieniem)  
Uniwersytet Jagielloński, Kraków, 2010 r.  
Tytuł pracy magisterskiej: *Feasibility study of  $\eta$ -mesic nuclei production by means of the WASA-at-COSY and COSY-TOF facilities*  
Promotor: prof. dr hab. Paweł Moskal

## 1.4 Edukacja i dotychczasowe zatrudnienie w jednostkach naukowych

- od 2021**      Adiunkt, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej,  
Uniwersytet Jagielloński
- 2018 - 2020**    Staż podoktorski, Laboratori Nazionali di Frascati - Istituto Nazionale  
di Fisica Nucleare (LNF-INFN), Frascati, Włochy
- 2017 - 2018**    Asystent Naukowy w ramach projektu SONATA finansowanego przez  
Narodowe Centrum Nauki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki  
Stosowanej, Uniwersytet Jagielloński

- 2014 - 2016** Asystent Naukowy w ramach projektu PRELUDIUM finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Jagielloński
- 2010 - 2015** Studia Doktoranckie z Zastosowań Fizyki Jądrowej i Innowacyjnych Technologii w ramach Międzynarodowych Projektów Doktoranckich finansowanych przez Fundację Nauki Polskiej, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Jagielloński
- 2005 - 2010** Studia magisterskie na kierunku Fizyka, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Jagielloński
- 2002 - 2005** I Liceum Ogólnokształcące im. Antoniego Osuchowskiego w Cieszynie, klasa o profilu matematyczno-fizycznym

## **2 Osiągnięcie naukowe stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego**

Podstawę mojej habilitacji stanowi cykl jedenastu publikacji, który dotyczy eksperymentalnych badań egzotycznych układów związanych w postaci jąder i atomów mezonowych. Badanie takich obiektów jest niezwykle istotne, gdyż dostarcza cennych informacji na temat oddziaływań mezonów z nukleonami w próżni i w materii jądrowej oraz oddziaływań mezonów z jądrami atomowymi, a tym samym pozwala na weryfikację/testowanie dostępnych modeli teoretycznych. Przeprowadzane studia mogą mieć ważne konsekwencje w różnych sektorach fizyki, od fizyki jądrowej począwszy aż po astrofizykę.

### **2.1 Tytuł osiągnięcia naukowego**

Jako osiągnięcie naukowe (wynikające z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 roku o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki, Dz. U. 2017 r. poz. 1789) wskazuję cykl 11 powiązanych tematycznie publikacji naukowych zatytułowany:

***Badania egzotycznej materii jądrowej w postaci jąder  
i atomów mezonowych***

### **2.2 Cykl publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego**

Impact Factor (IF), jak i punkty ministerialne podane są z roku aktualnego dla publikacji. Całkowita liczba cytowań (na dzień 15.09.2023) została wzięta z bazy Web of Science.

- [H1] P. Adlarson, W. Augustyniak, W. Bardan, M. Bashkanov, F.S. Bergmann, M. Berłowski, H. Bhatt, A. Bondar, M. Büscher, H. Calén, I. Ciepał, H. Clement, E. Czerwiński, K. Demmich, R. Engels, A. Erven, W. Erven, W. Eyrich, P. Fedorets, K. Föhl, K. Fransson, F. Goldenbaum, A. Goswami, K. Grigoryev, C.O. Gullström, L. Heijkenkjöld, V. Hejny, N. Hüskén, L. Jarczyk, T. Johansson, B. Kamys, N.G. Kelkar, G. Kemmerling, G. Khatrí, A. Khoukaz, A. Khreptak, D.A. Kirillov, S. Kistryn, H. Kleines, B. Kłos, W. Krzemień, P. Kulesa, A. Kupść, A. Kuzmin, K. Lalwani, D. Lersch, B. Lorentz, A. Magiera, R. Maier, P. Marciniowski, B. Mariański, H.P. Morsch, P. Moskal, H. Ohm, E. Perez del Rio, N.M. Piskunov, D. Prasuhn, D. Pszczel, K. Pysz, A. Pyszniak, J. Ritman, A. Roy, Z. Rudy, O. Rundel, S. Sawant, S. Schadmand, I. Schätti-Ozerianska, T. Sefzick, V. Serdyuk, B. Shwartz, K. Sitterberg, T. Skorodko, **M. Skurzok**, J. Smyrski, V. Sopov, R. Stassen, J. Stepaniak, E. Stephan, G. Sterzenbach, H. Stockhorst, H. Ströher, A. Szczurek, A. Trzcíński, R. Varma, M. Wolke, A. Wrońska, P. Wüstner, A. Yamamoto, J. Zabierowski, M. J. Zieliński, J. Złomańczuk, P. Żuprański, M. Żurek

*Search for  $\eta$ -mesic  ${}^4\text{He}$  in the  $dd \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$  and  $dd \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$  reactions with the WASA-at-COSY facility*

**Nucl. Phys. A 959, 102 (2017)**

IF: 1.992, liczba cytowań: 33, punkty ministerialne: 25

**Swój wkład oceniam na około 80%.**

Jestem autorem wiodącym i korespondencyjnym artykułu. Mój wkład polegał na (i) współkoordynowaniu dedykowanego eksperymentu WASA-at-COSY w 2010r. w Forschungszentrum Jülich (Niemcy) poprzez aktywny udział w przygotowaniach do pomiarów (przygotowanie i testy układu detekcyjnego, układu akwizycji danych, triggerów) oraz ich przeprowadzeniu i monitorowaniu (udział w szychtach eksperymentalnych), (ii) samodzielnym opracowaniu i przeprowadzeniu analizy danych (przygotowanie dedykowanych symulacji Monte Carlo oraz analiza danych zebranych podczas eksperymentu), jak i (iii) interpretacji wyników. Publikacja została przygotowana przeze mnie. Według reguł kolaboracji WASA-at-COSY lista autorów podawana jest w porządku alfabetycznym niezależnie od ich wkładu w przygotowanie publikacji.

- [H2] **M. Skurzok**, P. Moskal, N. G. Kelkar, S. Hirenzaki, H. Nagahiro, N. Ikeno

*Constraining the optical potential in the search for  $\eta$ -mesic  ${}^4\text{He}$*

**Phys. Lett. B 782, 6 (2018)**

IF: 4.162, liczba cytowań: 14, punkty ministerialne: 40

**Swój wkład oceniam na około 80%.**

Jestem autorem wiodącym i korespondencyjnym artykułu. Mój wkład polegał na (i) samodzielnym opracowaniu i przeprowadzeniu analizy porównawczej danych zebranych w eksperymencie WASA-at-COSY (w którym uczestniczyłam i który współkoordynowałam) w Forschungszentrum Jülich (Niemcy) z modelem teoretycznym rozwiniętym przez grupę badawczą z Nara Women's University w Japonii oraz (ii) interpretacji wyników. Artykuł został przygotowany przeze mnie.

- [H3] N. G. Kelkar, H. Kamada, **M. Skurzok**  
*N-N-N\* model calculations for experimental  $\eta$ -mesic  ${}^3\text{He}$  searches*  
**Int. J. Mod. Phys. E** **28**, No. 8, 1950066 (2019)  
 IF: 1.036, liczba cytowań: 3, punkty ministerialne: 70  
**Swój wkład oceniam na około 20%.**  
 Mój wkład polegał na (i) przygotowaniu i przeprowadzeniu symulacji Monte Carlo na podstawie modelu teoretycznego rozwiniętego przez grupę badawczą z Uniwersytetu Los Andes w Bogocie (Kolumbia) w celu wyznaczenia akceptancji geometrycznej detektora WASA na pomiar rozważanego procesu oraz (ii) udziale w interpretacji wyników.
- [H4] **M. Skurzok**, S. Hirenzaki, S. Kinutani, H. Konishi, P. Moskal, H. Nagahiro, O. Rundel  
*Non-mesonic decay of the  $\eta$ -mesic  ${}^3\text{He}$  via  $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma(6\gamma)$  reaction*  
**Nucl. Phys. A** **993**, 121647 (2020)  
 IF: 1.683, liczba cytowań: 4, punkty ministerialne: 100  
**Swój wkład oceniam na około 60%.**  
 Jestem autorem wiodącym i korespondencyjnym artykułu. Mój wkład polegał na (i) zaproponowaniu tematyki pracy dotyczącej opisu nowego mechanizmu rozpadu jąder mezonowych, (ii) udziale w rozwoju modelu teoretycznego we współpracy z grupą badawczą z Nara Women's University, jak i (iii) opracowaniu i przeprowadzeniu dedykowanych symulacji Monte Carlo pod kątem studium możliwości badania zaproponowanego mechanizmu w eksperymencie WASA-at-COSY, który samodzielnie koordynowałam w 2014 r. w Forschungszentrum Jülich (Niemcy). Publikacja została napisana przeze mnie.
- [H5] P. Adlarson, W. Augustyniak, W. Bardan, M. Bashkanov, S. D. Bass, M. Berłowski, A. Bondar, M. Büscher, H. Calén, I. Ciepał, H. Clement, E. Czerwiński, R. Engels, A. Erven, W. Erven, W. Eyrych, P. Fedorets, K. Föhl, K. Fransson, F. Goldenbaum, A. Goswami, K. Grigoryev, L. Heijckenskjöld, V. Hejny, S. Hirenzaki, L. Jarczyk, T. Johansson, B. Kamys, N. G. Kelkar, G. Kemmerling, A. Khreptak, D.A. Kirillov, S. Kistryn, H. Kleines, B. Kłos, W. Krzemień, P. Kulesa, A. Kupść, K. Lalwani, D. Lersch, B. Lorentz, A. Magiera, R. Maier, P. Marciniowski, B. Mariański, H.P. Morsch, P. Moskal, H. Ohm, W. Parol, E. Perez del Rio, N.M. Piskunov, D. Prasuhn, D. Pszczel, K. Pysz, J. Ritman, A. Roy, O. Rundel, S. Sawant, S. Schadmand, I. Schätti-Ozerianska, T. Sefzick, V. Serdyuk, B. Shwartz, T. Skorodko, **M. Skurzok**, J. Smyrski, V. Sopov, R. Stassen, J. Stepianiak, E. Stephan, G. Sterzenbach, H. Stockhorst, H. Ströher, A. Szczurek, A. Trzciński, M. Wolke, A. Wrońska, P. Wüstner, A. Yamamoto, J. Zabierowski, M. J. Zieliński, J. Złomańczuk, P. Żuprański, M. Żurek  
*Search for  $\eta$ -mesic  ${}^3\text{He}$  with the WASA-at-COSY facility in the  $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$  and  $pd \rightarrow {}^3\text{He}6\gamma$  reactions*  
**Phys. Lett. B** **802**, 135205 (2020)  
 IF: 4.771, liczba cytowań: 5, punkty ministerialne: 140

**Swój wkład oceniam na około 60%.**

Jestem autorem wiodącym i korespondencyjnym artykułu. Mój wkład polegał na (i) udziale w przygotowaniu propozycji naukowego do eksperymentu (ii) samodzielnym koordynowaniu eksperymentu WASA-at-COSY w 2014 r. w Forschungszentrum Jülich (Niemcy) poprzez aktywny udział w przygotowaniach do pomiarów (przygotowanie i testy układu detekcyjnego, układu akwizycji danych, triggerów, programów do monitorowania danych pomiarowych) oraz ich przeprowadzeniu i monitorowaniu (udział w szyciach eksperymentalnych), (iii) opracowaniu i przeprowadzeniu analizy danych z Panem Oleksandrem Rundlem, który wykonał pracę doktorską pod moją opieką jako promotora pomocniczego (przeprowadzenie dedykowanych symulacji Monte Carlo oraz analizy danych zebranych podczas eksperymentu), jak i (iv) interpretacji wyników. Brałam znaczący udział w redakcji tekstu artykułu. Według reguł kolaboracji WASA-at-COSY lista autorów podawana jest w porządku alfabetycznym niezależnie od ich wkładu w przygotowanie publikacji.

- [H6] N. G. Kelkar, D. Bedoya Fierro, H. Kamada, **M. Skurzok**  
*Study of the  $N^*$  momentum distribution for experimental  $\eta$ -mesic  $^3\text{He}$  searches*  
**Nucl. Phys. A 996, 121698 (2020)**

IF: 1.683, liczba cytowań: 3, punkty ministerialne: 100

**Swój wkład oceniam na około 20%.**

Mój wkład polegał na (i) przygotowaniu i przeprowadzeniu symulacji Monte Carlo na podstawie modelu teoretycznego rozwiniętego przez grupę badawczą z Uniwersytetu Los Andes w Bogocie (Kolumbia) w celu wyznaczenia akceptancji geometrycznej detektora WASA na pomiar rozważanego procesu oraz (ii) udziale w interpretacji wyników.

- [H7] P. Adlarson, W. Augustyniak, M. Bashkanov, S. D. Bass, F. S. Bergmann, M. Berłowski, A. Bondar, M. Büscher, H. Calén, I. Ciepał, H. Clement, E. Czerwiński, K. Demmich, R. Engels, A. Erven, W. Erven, W. Eyrich, P. Fedorets, K. Föhl, K. Fransson, F. Goldenbaum, A. Goswami, K. Grigoryev, L. Heijenskjöld, V. Hejny, N. Hüskén, S. Hirenzaki, T. Johansson, B. Kamys, N. G. Kelkar, G. Kemmerling, A. Khoukaz, A. Khreptak, D. A. Kirillov, S. Kistryn, H. Kleines, B. Kłos, W. Krzemień, P. Kulesa, A. Kupść, K. Lalwani, D. Lersch, B. Lorentz, A. Magiera, R. Maier, P. Marciniewski, B. Mariański, H.-P. Morsch, P. Moskal, H. Ohm, W. Parol, E. Perez del Rio, N. M. Piskunov, D. Prasuhn, D. Pszczel, K. Pysz, J. Ritman, A. Roy, O. Rundel, S. Sawant, S. Schadmand, T. Sefzick, V. Serdyuk, B. Schwartz, T. Skorodko, **M. Skurzok**, J. Smyrski, V. Sopot, R. Stassen, J. Stepaniak, E. Stephan, G. Sterzenbach, H. Stockhorst, H. Ströher, A. Szczurek, M. Wolke, A. Wrońska, P. Wüstner, A. Yamamoto, J. Zabierowski, M. J. Zieliński, J. Złomańczuk, M. Żurek  
*Search for  $\eta$ -mesic  $^3\text{He}$  with the WASA-at-COSY facility in the  $pd \rightarrow dp\pi^0$  reaction*  
**Phys. Rev. C 102 no. 4, 044322 (2020)**

IF: 3.296, liczba cytowań: 4, punkty ministerialne: 140

**Swój wkład oceniam na około 60%.**

Jestem autorem wiodącym i korespondencyjnym artykułu. Mój wkład polegał na (i) przygotowaniu propozalu naukowego do eksperymentu (ii) samodzielnym koordynowaniu eksperymentu WASA-at-COSY w Forschungszentrum Jülich (Niemcy) poprzez aktywny udział w przygotowaniach do pomiarów (przygotowanie i testy układu detekcyjnego, układu akwizycji danych, triggerów, programów do monitorowania danych pomiarowych) oraz ich przeprowadzeniu i monitorowaniu (udział w szyciach eksperymentalnych), (iii) opracowaniu i przeprowadzeniu analizy danych z Panem Aleksandrem Khreptakiem, który wykonał pracę doktorską pod moją opieką jako promotora pomocniczego (przeprowadzenie dedykowanych symulacji Monte Carlo oraz analizy danych zebranych podczas eksperymentu), jak i (iv) interpretacji wyników. Brałam znaczący udział w redakcji tekstu artykułu. Według reguł kolaboracji WASA-at-COSY lista autorów podawana jest w porządku alfabetycznym niezależnie od ich wkładu w przygotowanie publikacji.

- [H8] **M. Skurzok**, A. Scordo, S. Niedźwiecki, A. Baniahmad, M. Bazzi, D. Bosnar, M. Bragadireanu, M. Carminati, M. Cargnelli, A. Clozza, C. Curceanu, L. De Paolis, R. Del Grande, L. Fabbietti, C. Fiorini, C. Guaraldo, M. Iliescu, M. Iwasaki, P. Levi Sandri, J. Marton, M. Miliucci, P. Moskal, K. Piscicchia, F. Sgaramella, H. Shi, M. Silarski, D. L. Sirghi, F. Sirghi, A. Spallone, M. Tüchler, O. Vazquez Doce, J. Zmeskal

*Characterization of the SIDDHARTA-2 luminosity monitor*

**JINST 15, P10010 (2020)**

IF: 1.415, liczba cytowań: 10, punkty ministerialne: 70

**Swój wkład oceniam na około 80%.**

Jestem autorem wiodącym i korespondencyjnym artykułu. Mój wkład polegał na (i) opracowaniu projektu detektora do pomiaru świetlności dla eksperymentu SIDDHARTA-2 w LNF-INFN we Włoszech, (ii) koordynowaniu budowy detektora w Instytucie Fizyki UJ, (iii) aktywnym udziale w testach detektora oraz instalacji jego modułów na wiązce akceleratora DAΦNE, (iv) wykonaniu pomiarów oraz (v) samodzielnej analizie danych eksperymentalnych. Jestem również współautorem programu do monitorowania świetlności w czasie trwania eksperymentu SIDDHARTA-2. Publikacja została przygotowana przeze mnie.

- [H9] **M. Skurzok**

*Search for  $\eta$ -mesic Helium with WASA-at-COSY*

**Acta Phys. Polon. B 51, 33 (2020)**

IF: 0.748, liczba cytowań: 3, punkty ministerialne: 40

**Swój wkład oceniam na 100%.**

Jest to jednoautorska publikacja pokonferencyjna, w której podsumowałam badania prowadzone przez kolaborację WASA-at-COSY pod kątem poszukiwań jąder mezonowych, w których brałam aktywny udział zarówno koordynując pomiary (przygotowanie eksperymentów i udział w pomiarach), jak i samodzielnie przeprowadzając analizy danych (eksperymentalnych i symulacji Monte Carlo).



Publikacja została przygotowana przeze mnie.

[H10] **M. Skurzok**

*Status of the search for  $\eta$ -mesic nuclei with particular focus on  $\eta$ -Helium bound states*

**Few-Body Syst. 62, 5 (2021)**

IF: 1.844, liczba cytowań: 0, punkty ministerialne: 40

**Swój wkład oceniam na 100%.**

Jest to jednoautorski artykuł przeglądowy, w którym podsumowałam badania dotyczące jąder mezonowych, skupiając się głównie na poszukiwaniach stanów związanych  $\eta$ -Hel prowadzonych przez kolaborację WASA-at-COSY, w których brałam aktywny udział zarówno koordynując pomiary (przygotowanie eksperymentów i udział w pomiarach), jak i samodzielnie przeprowadzając analizy danych (eksperymentalnych i symulacji Monte Carlo). Praca zawiera również przegląd modeli rozwiniętych przez grupy teoretyczne, z którymi prowadzę współpracę. Publikacja została przygotowana przeze mnie.

[H11] K. Piscicchia, **M. Skurzok**, M. Cargnelli, R. Del Grande, L. Fabbietti, J. Marton, P. Moskal, A. Scordo, A. Ramos, D. L. Sirghi, O. Vazquez Doce, J. Zmeskal, S. Wycech, P. Branchini, F. Ceradini, E. Czerwinski, E. De Lucia, S. Fiore, A. Kupść, G. Mandaglio, M. Martini, A. Passeri, V. Patera, E. Perez Del Rio, A. Selce, M. Silarski, C. Curceanu

*First simultaneous  $K^-p \rightarrow (\Sigma^0/\Lambda)\pi^0$  cross sections measurement at 98 MeV/c*

**artykuł zaakceptowany do publikacji w Phys. Rev. C (2023)**

IF: 3.1, liczba cytowań: 0, punkty ministerialne: 140

**Swój wkład oceniam na około 45%.**

Jestem autorem wiodącym wraz z dr Kristianem Piscicchia (równy wkład w powstanie artykułu) i korespondencyjnym artykułu. Mój wkład polegał na (i) opracowaniu i pełnej analizie danych eksperymentalnych zebranych przez grupę badawczą AMADEUS, do której należę, (ii) przygotowaniu dedykowanych symulacji Monte Carlo oraz (iii) udziale w dyskusjach i interpretacji wyników. Publikacja została przygotowana w dużej części przeze mnie.

## 2.3 Omówienie celu naukowego cyklu prac i osiągniętych wyników

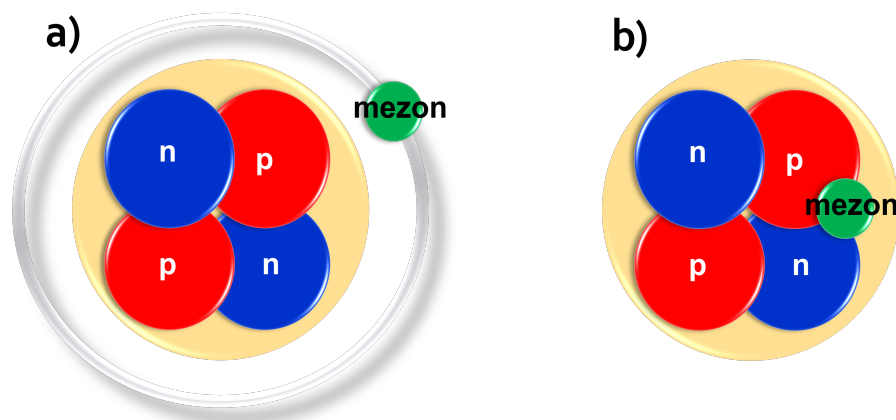
Cytowania zawarte w poniższym rozdziale odnoszą się do listy publikacji naukowych ujętych w rozdziale 2.2 (z przedrostkiem „H”), przedstawionych na końcu tego rozdziału oraz w punkcie 2.1 *Wykazu osiągnięć* (z przedrostkami „R”, „P”, „I”).

### 2.3.1 Wprowadzenie

Badanie egzotycznej materii jądrowej jest obecnie jednym z najpopularniejszych zagadnień w dziedzinie fizyki jądrowej, zarówno z punktu widzenia eksperymentalnego, jak

i teoretycznego. Wiele egzotycznych obiektów jądrowych zostało już zaobserwowanych, jak między innymi hiperjądra odkryte przez polskich Profesorów Mariana Danysza i Jerzego Pniewskiego [1], tetrakwarki i pentakwarki zaobserwowane po raz pierwszy odpowiednio przez kolaboracje Belle [2] i LHCb [3, 4], dibariony odkryte przez grupę WASA-at-COSY [R83,R89,R103], czy też atomy mezonowe (pionowe i kaonowe) obserwowane w centrach badawczych GSI (Niemcy) i KEK (Japonia) [5,6]. Badania nad tymi stanami materii jądrowej prowadzone są w wielu ośrodkach naukowych na całym świecie, jak choćby w instytucie badawczym Laboratori Nazionali di Frascati we Włoszech (LNF-INFN), gdzie realizowany jest eksperyment SIDDHARTA-2 [R4,R16,R20], którego celem jest zaobserwowanie po raz pierwszy na świecie atomów kaonowego deuteru, jak również precyzyjne zbadanie odkrytych już atomów kaonowych innych pierwiastków, w tym wodoru i helu.

Duże wyzwanie eksperymentalne stanowi obecnie poszukiwanie nowych form materii jądrowej, które zostały przewidziane teoretycznie, lecz nigdy niezaobserwowane. Jednymi z takich obiektów są jądra mezonowe [7], będące w przeciwieństwie do atomów mezonowych (przedstawionych schematycznie na Rys. 2.1 (a)), w których dominują efekty kulombowskie, układami związanymi z przewagą oddziaływań silnych w przypadku naładowanych mezonów ( $K^+$ ,  $K^-$ ) lub obiektami związanymi wyłącznie oddziaływaniem silnym w przypadku neutralnych mezonów ( $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $K^0$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ). Schemat jądra mezonowego przedstawiono na Rys. 2.1 (b).



Rysunek 2.1: Rysunek poglądowy przedstawiający schemat atomu mezonowego, gdzie ujemnie naładowany mezon ( $\pi^-$ ,  $K^-$ ) orbitując wokół jądra atomowego oddziałuje z nim kulombowsko (a) oraz jądra mezonowego, w którym pomiędzy jądrem atomowym a mezonem dominuje oddziaływanie silne (b).

Pierwszy dotychczas sygnał zinterpretowany jako pochodzący od klastrów kaonowych „ $K^-pp$ ” został zaobserwowany niedawno w pomiarach reakcji  ${}^3\text{He}(K^-, \Lambda p)n$  przeprowadzonych w kompleksie akceleratorowym J-PARC [8]. Niezależne badania możliwości produkcji jąder kaonowych prowadzone są obecnie przez grupę AMADEUS w LNF-INFN analizującą procesy absorpcji kaonu  $K^-$  w lekkich jądrach

atomowych [H11,R28,R42,R47]. Z kolei żaden eksperyment do tej pory nie potwierdził istnienia jądra atomowego związanego oddziaływaniem silnym z ładunkowo obojętnym mezonem. Wśród najbardziej obiecujących kandydatów na takie układy związane są jądra etowe ( $\eta$ ,  $\eta'$ ), co wynika przede wszystkim z faktu, iż mezony  $\eta$  i  $\eta'$  są cząstkami neutralnymi, a ich oddziaływanie z nukleonami jest silnie przyciągające [7] (oddziaływanie  $\eta N$  jest silniejsze niż  $\eta' N$  [9]). Metoda dająca duże szanse na odkrycie układu związanego mezonu  $\eta$  z jądrami atomów helu została opracowana przez grupę badawczą z Uniwersytetu Jagiellońskiego. Dedykowane badania przeprowadzono w ramach międzynarodowej kolaboracji WASA-at-COSY w Centrum Badawczym Forschungszentrum Jülich w Niemczech [H1-H7,H9,H10].

Przedmiotem mojej aktywności naukowej jest zarówno eksperymentalne poszukiwanie stanów związanych mezonu  $\eta$  z lekkimi jądrami atomowymi, jak również eksploracja atomów i jąder kaonowych poprzez badanie niskoenergetycznych oddziaływań negatywnie naładowanych kaonów z materią jądrową. Badania te prowadziłam odpowiednio w kolaboracji z grupami eksperymentalnymi WASA-at-COSY w Forschungszentrum Jülich (Niemcy) oraz SIDDHARTA-2 i AMADEUS w Laboratori Nazionali di Frascati LNF-INFN (Włochy), jak i z zespołami teoretyków z Universidad de los Andes w Kolumbii i z Nara Women's University w Japonii.

Badania układów egzotycznych w postaci jąder etowych i atomów kaonowych są niesłychanie ważne dla głębszego zrozumienia elementarnych oddziaływań mezon-nukleon przy niskich energiach (obszar nieperturbacyjnej QCD). Pozwala to na weryfikację istniejących modeli/przewidywań teoretycznych, co z kolei w konsekwencji ma wpływ na zrozumienie wielu nierozwiązanych problemów fizyki, jak choćby łamania symetrii chiralnej nadającej masę otaczającej materii czy struktury gwiazd neutronowych.

**Mój wkład do wyżej wspomnianych badań wiąże się z: (i) projektem, budową i testami detektorów wykorzystywanych w pomiarach fizyki jądrowej/cząstek z udziałem wiązek akceleratorowych, (ii) aktywnym udziałem w eksperymentach, w tym jako główny koordynator pomiarów, (iii) udziałem w badaniach teoretycznych związanych z rozważaną tematyką oraz (iv) przeprowadzeniem analiz danych eksperymentalnych i symulacji, które zaowocowały oryginalnymi wynikami przedstawionymi w pracach [H1-H11]. Cele, tematyka i wyniki moich badań zostały omówione szczegółowo w kolejnych rozdziałach.**

### 2.3.2 Badania dotyczące jąder etowych

Era poszukiwań jąder etowych, czyli silnie związanych układów mezonu  $\eta$  z jądrami atomowymi, rozpoczęła się ponad 30 lat temu, po tym, jak Heider i Liu [10] zapostulowali ich istnienie opierając się na wynikach przeprowadzonej wcześniej analizy, ukazanej w Ref. [11], demonstrującej silną i przyciągającą naturę oddziaływania mezonu  $\eta$  z nukleonami. Przewidziano, że ze względu na stosunkowo małą wartość wyznaczonej długości rozpraszania  $a_{\eta N}$  [11], stan związany  $\eta$ -jądro może powstać tylko w przypadku jąder o masach  $A \geq 12$ . Jednakże przeprowadzone niedawno badania hadrono-

i fotoprodukcji mezonów  $\eta$  zaowocowały w szeroki zakres wartości długości rozpraszania  $\eta N$ , co nie wyklucza tworzenia silnie związanych układów mezonu  $\eta$  z jądrami lekkimi, takimi jak hel, tryt, a nawet deuter (patrz artykuły przeglądowe [7, 12–16]).

Hipotetycznych jąder etowych poszukiwano w wielu eksperymentach, ale mimo to do tej pory nie udało się zaobserwować wyraźnych sygnatur świadczących o ich istnieniu. Istnieją jednak pewne eksperymentalne przesłanki [15, 16], które mogą wskazywać na możliwość formowania się takich układów egzotycznych.

Odkrycie jąder etowych byłoby nie tylko interesujące poznawczo, ale również pozwoliłoby na dokładne wyznaczenie słabo znanej długości rozpraszania  $\eta N$  [7, 12, 13], co miałyby kluczowe znaczenie dla lepszego zrozumienia elementarnych oddziaływań mezon  $\eta$ -nukleon w medium jądrowym w obszarze niskich energii. Co więcej, dałoby możliwość wyjaśnienia struktury mezonu  $\eta$ , gdyż jak wykazali autorzy prac [15, 17, 18] wiązanie mezonu  $\eta$  w materii jądrowej jest w ścisłej relacji z zawartością "kleju" (z ang. *glue content*) w części singletowej kwarkowo-gluonowej funkcji falowej mezonu  $\eta$ . Badania stanów związanych mezonu  $\eta$  z jądrami atomowymi mogą być również pomocne w eksplorowaniu właściwości rezonansu barionowego  $N^*(1535)$  w materii jądrowej poprzez testowanie różnych modeli teoretycznych opisujących jego wewnętrzną strukturę, w tym modeli chiralnego dubletu [19–21], czy podejścia chiralnej unitarności (z ang. *chiral unitarity approach*) [22–26].

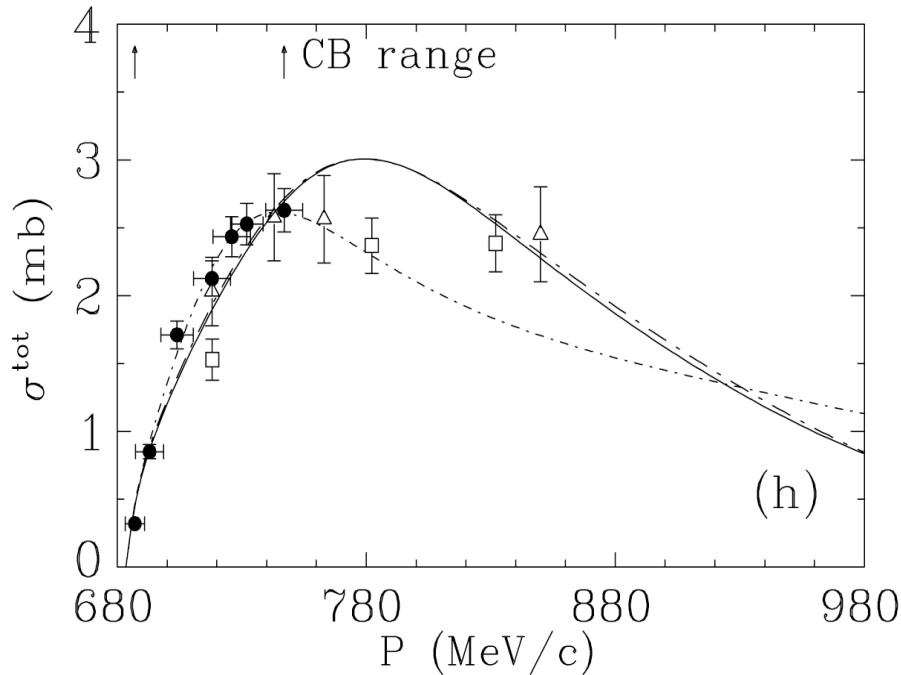
Poszukiwanie jąder etowych jest nie lada wyzwaniem eksperymentalnym. Podjęła je krakowska grupa badawcza z Uniwersytetu Jagiellońskiego, do której należy autorka niniejszego referatu, opracowując metodę eksperymentalną pozwalającą na poszukiwanie stanów związanych mezonu  $\eta$  z jądrami atomów helu. Badania te przeprowadzono z wyjątkową precyzją w ramach międzynarodowej grupy badawczej WASA-at-COSY w Forschungszentrum Jülich (Niemcy) przy użyciu schłodzonej wiązki protonowej i deutronowej synchrotronu COSY oraz układu detekcyjnego WASA. Wyniki tych badań przedstawione w pracach [H1-H7, H9, H10], z podkreśleniem mojego wkładu, zostały opisane szczegółowo w drugiej części tego rozdziału. Pierwsza część z kolei skupia się na przedstawieniu przewidywań teoretycznych, jak i opisie innych eksperymentów dedykowanych poszukiwaniom jąder etowych.

### 2.3.2.1 Oddziaływanie $\eta$ -nukleon

Mezon  $\eta$  należący do nonetu lekkich mezonów pseudoskalarnych jest elektrycznie obojętną cząstką, charakteryzującą się zerowym spinem i ujemną parzystością ( $J^\pi = 0^-$ ), która może rozpadać się zarówno w wyniku oddziaływania silnego, jak i elektromagnetycznego [27]. Według modelu kwarkowego jest (podobnie jak  $\eta'$ ) superpozycją stanu oktetowego ( $\eta_8 = \frac{1}{\sqrt{6}}(d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s})$ ) i singletowego ( $\eta_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}(d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s})$ ) grupy symetrii zapachowej SU(3) ( $|\eta \rangle = \eta_8 \cos\theta - \eta_1 \sin\theta$ ). Kąt mieszania  $\theta$  wyznaczony w oparciu o studia fenomenologiczne różnych rozpadów oscyluje między  $-15^\circ$  a  $-20^\circ$  [28–30], co sugeruje, iż mezon  $\eta$  zbudowany jest głównie ze stanu oktetowego, z niewielkim wkładem stanu singletowego. Obserwacja masy mezonu  $\eta'$  ( $m_{\eta'} = 957.78 \pm 0.06$  MeV/c<sup>2</sup> [27]), znacznie większej od masy wyznaczonej

w oparciu o założenie czysto-kwarkowej struktury (mieszania stanów SU(3)), wskazuje na kontrybucję przyczynku gluonowego do stanu sinletowego [15], co ze względu na mieszanie  $\eta$ - $\eta'$  wpływa także na opis oddziaływania  $\eta$ N. Zaobserwowano, iż mezon  $\eta$  oddziałuje silniej z nukleonem niż mezon  $\eta'$  [9].

Oddziaływanie  $\eta$  - nukleon jest badane od wielu lat biorąc pod uwagę możliwość tworzenia jąder etowych. Najwłaściwszym sposobem badania takiego oddziaływania byłyby pomiary rozpraszania elastycznego, które jednak nie są możliwe ze względu na krótki czas życia mezonów  $\eta$  ( $\tau \leq 5 \cdot 10^{-19}$  s [27]). Dlatego informacje o oddziaływaniu  $\eta$ N pozyskiwane są głównie na podstawie danych eksperymentalnych dla procesów takich jak  $\pi N \rightarrow \eta N$ ,  $\gamma N \rightarrow \eta N$  oraz  $NN \rightarrow NN\eta$  ( $pp \rightarrow pp\eta$  [31],  $pn \rightarrow pn\eta$  [32]). Niskoenergetyczne oddziaływanie mezonu  $\eta$  z nukleonem jest zdominowane przez szeroki rezonans barionowy  $N^*(1535)$  ( $\Gamma \sim 150$  MeV) [27], znajdujący się zaledwie 49 MeV powyżej progu na produkcję  $\eta$ N, który jest silnie sprzężony zarówno do  $\eta$ , jak i  $\pi$ , co objawia się gwałtownym wzrostem w spektrach przekrojów czynnych pion-nukleon [33,34], jak widać na Rys. 2.2. Amplituda

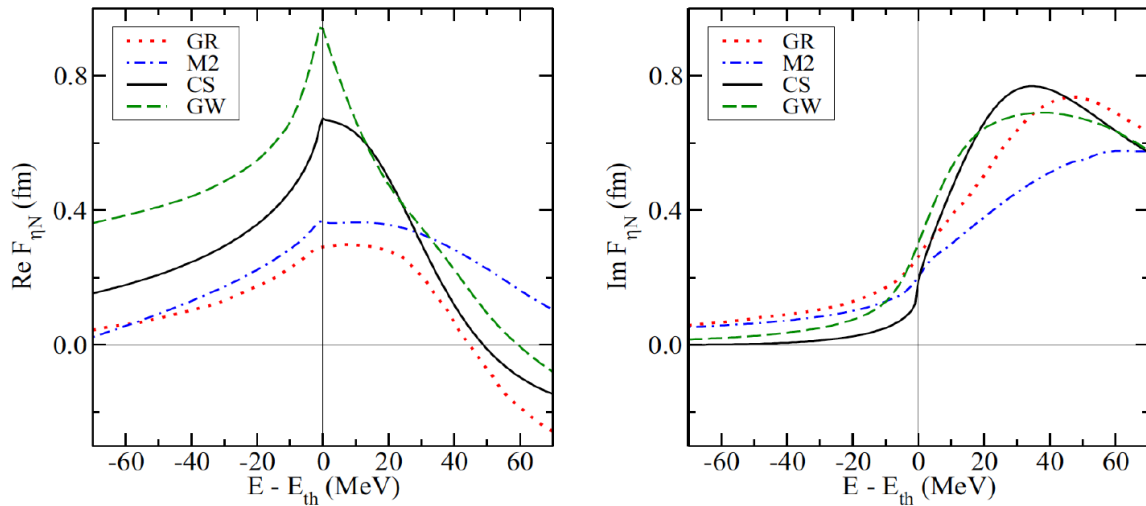


Rysunek 2.2: Całkowity przekrój czynny reakcji  $\pi^- p \rightarrow \eta n$  jako funkcja pędu pionu  $\pi^-$ . Dane eksperymentalne pochodzą z pomiarów opisanych w pracach: [33] (pełne kółka), [33] (puste trójkąty) i [36] (otwarte kwadraty). Linie oznaczają dopasowania modeli teoretycznych (FA02 (ciągła), I375 (długa przerywana), i PWA (krótka przerywana)). Rysunek wzięto z pracy [33].

rozpraszania  $\eta$ N jest więc zespolona z częścią urojoną odpowiadającą wzbudzeniu rezonansu  $N^*(1535)$  w wyniku absorpcji mezonu  $\eta$  przez nukleon. Wyznacza się ją głównie fenomenologicznie, poprzez porównanie obliczeń kanałów sprzężonych (z ang. *coupled-channel*) z dostępnymi danymi eksperymentalnymi [7, 12, 35]. Pierwsza taka analiza przeprowadzona przez Bhalerao i Liu [11] (z uwzględnieniem kanałów

$\eta$ -N,  $\pi$ -N i  $\Delta - \pi$ ) wykazała, że oddziaływanie między mezonem  $\eta$  i nukleonem jest przyciągające i silne w obszarze progowym (fala  $s$ ).

Przeprowadzone dotychczas badania fotonowo- i hadronowo- indukowanych reakcji, bazujące na różnych teoretycznych modelach, obfitują w szeroki zakres wartości długości rozpraszania  $a_{\eta N}$  od  $(0.18, 0.16i)$  fm do  $(1.14, 0.49i)$  fm [7, 12, 13, 34, 35, 37] opisującej siłę potencjału oddziaływania w obszarze niskich energii. Amplitudy rozpraszania dla kilku różnych modeli oddziaływań zostały przedstawione na Rys. 2.3.



Rysunek 2.3: Zależność energetyczna części rzeczywistej (lewy panel) i urojonej (prawy panel) amplitudy rozpraszania wyznaczona w oparciu o różne modele teoretyczne: GW (linia przerywana) [38], CS (linia ciągła) [39], M2 (kropki-kreski) [40] i GR (kropki) [24,41]. Linia pionowa oznacza próg na produkcję  $\eta$ -nukleon. Rysunek pochodzi z pracy [42].

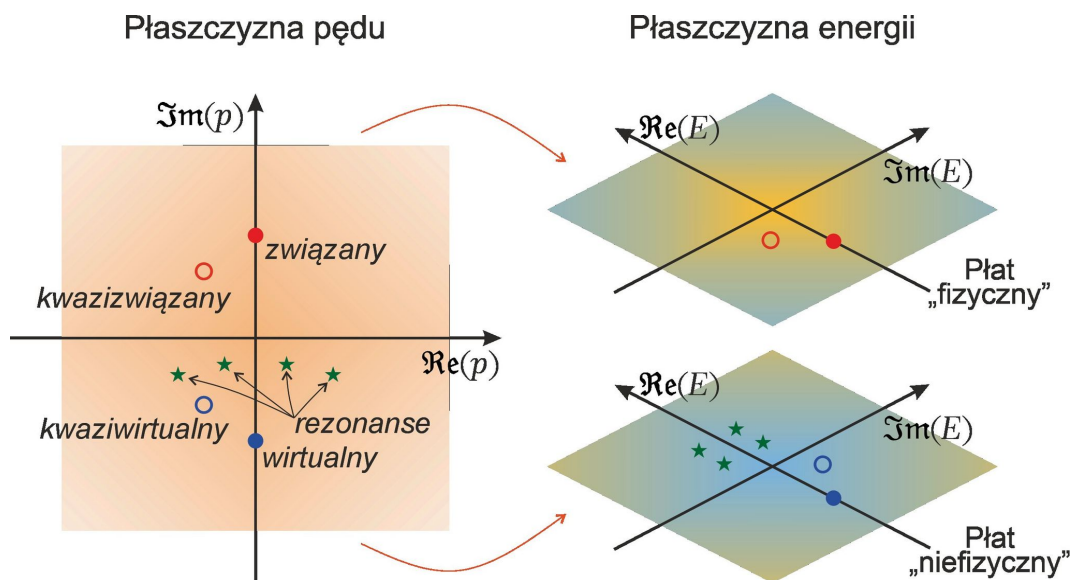
Ponieważ obliczenia są zależne od modelu, wyznaczone długości rozpraszania  $a_{\eta N}$  nie mogą być dobrym wskaźnikiem tego, czy mezon  $\eta$  może utworzyć stan związany z jądrem atomowym, czy też nie [43]. Uzyskane wyniki nie wykluczają jednak formowania silnie związanych systemów  $\eta$ -jądro atomowe nawet z lekkimi jądrami [7, 12–16].

### 2.3.2.2 Jądra etowe w teorii - obecne podejścia i przewidywania

Po odkryciu silnego i przyciągającego oddziaływania  $\eta$ -nukleon [11] możliwość formacji jąder etowych rozważano i dyskutowano w wielu pracach teoretycznych, które podsumowano w artykułach [7, 12, 13, 15, 16][R5]. Pojawiło się wiele różnych podejść i przewidywań dotyczących tych egzotycznych obiektów. Wybrane z nich z podkreśleniem najbardziej aktualnych, dotyczących jąder mezonowych helu, przedstawiono w tym rozdziale.

W ogólności, teoretyczne poszukiwanie jąder etowych opiera się na wykorzystaniu informacji na temat oddziaływania  $\eta N$ , uzyskanych z dopasowania modeli kanałów sprzężonych do danych eksperymentalnych dla produkcji mezonu  $\eta$ , do konstruowania

zespolonych potencjałów  $\eta$ -jądro, czy macierzy rozpraszania  $S$  [12, 13, 44]. Zgodnie z nierelatywistyczną mechaniką kwantową stan związany występuje w przypadku, gdy potencjał oddziaływania jest przyciągający, a stany będące rozwiązaniami równania radialnego Schrödingera leżą na urojonej osi w płaszczyźnie pędu ( $Im(p) > 0$ ) (w tzw. "płacie fizycznym" macierzy rozpraszania), jak pokazano na rysunku Rys. 2.4. Jądra mezonowe, ze względu na ich możliwe rozpady i związane z nimi oddziaływania nieelastyczne (potencjał zespolony), nie są *stricte* stanami związanymi, a raczej kwazi-związanymi. Stany związane (czy kwazi-związane) odpowiadają biegunom w górnej części drugiego kwadrantu macierzy rozpraszania (w dolnej części drugiego kwadrantu mogą znajdować się bieguny odpowiadające rezonansom, które „przechodzą” z kwadrantu trzeciego na skutek oddziaływań nieelastycznych) [12, 13]. W "płacie fizycznym" macierzy  $S$  znajdują się bieguny odpowiadające stanom wirtualnym i kwazi-wirtualnym.

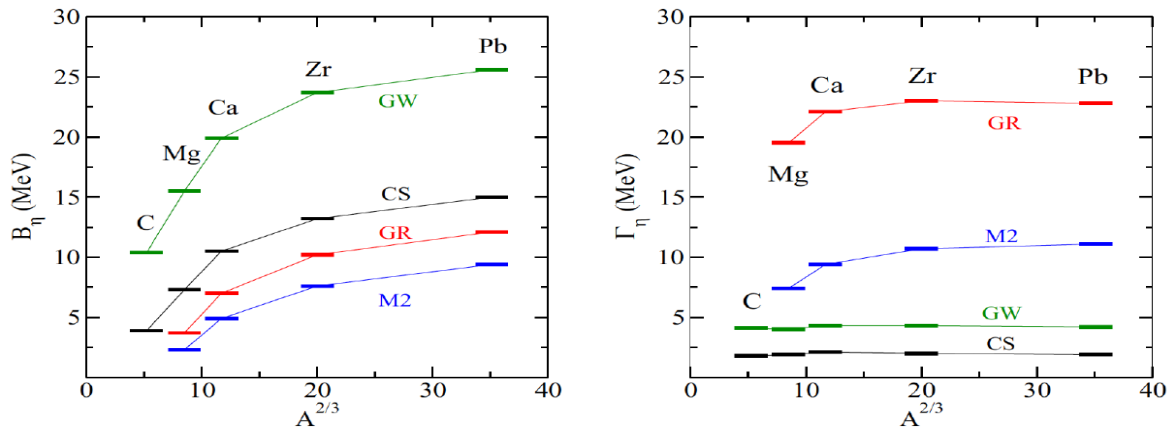


Rysunek 2.4: Diagram przedstawia zespolone płaszczyzny pędu (po lewej) i energii (po prawej) z oznaczeniami wskazującymi pozycje biegunów w macierzy rozpraszania ( $S$ ). Bieguny odpowiadają różnym stanom: związanym (czerwone pełne kółko), kwazi-związanym (czerwone puste kółko), wirtualnym (niebieskie pełne kółko), kwazi-wirtualnym (niebieskie puste kółko) i rezonansom (zielone gwiazdki). Wykres wzięty z Ref. [R5]

Standardowym podejściem stosowanym głównie w obszarze cięższych jąder etowych, jest konstrukcja odpowiedniego potencjału optycznego ( $U_{opt} = V + iW$ ) bazująca na wyznaczonych fenomenologicznie długościach rozpraszania  $a_{\eta N}$ , a następnie rozwiązanie równania falowego [12, 13]. To podejście zastosowali prekursorzy badań jąder etowych [10] formułując potencjał w oparciu o tzw. przybliżenie " $T\rho$ " ( $U_{opt} = -\frac{2\pi}{\mu}T(\eta N \rightarrow \eta N)A\rho(r)$ ) [13]. Otrzymane przez nich wyniki wskazywały na możliwość tworzenia stanów związanych w węglu i kilku cięższych jądrach atomowych (z  $A \geq 12$ ). W swych

kolejnych badaniach rozważali również optyczny potencjał mikroskopowy zawierający człon oddziaływania  $\eta N$  poza powłoką masy (z ang. *off-shell*), który porównywali z obliczeniami w ramach przybliżenia faktoryzacji (FA) uzględniającej przesunięcie energii oddziaływania  $\eta$ -nukleon w medium jądrowym. Otrzymane wyniki wskazują, że formowanie się stanów związanych ma miejsce dla energii oddziaływania  $\eta N$  około 30 MeV poniżej progu, co determinuje zmniejszenie energii wiązania układu  $\eta N$  (w stosunku do wyznaczonej na progu) [45]. Podobnie szerokości stanów związanych silnie zależą od podprogowej dynamiki oddziaływania  $\eta N$ .

Inne obliczenia dla stanów związanych uwzględniające silne zależności energetyczne amplitudy rozpraszania  $\eta N$  na progu i w obszarze podprogowym zostały przedstawione w Ref. [42,46]. Opierając się na amplitudach rozpraszania dla kilku modeli oddziaływań (pokazanych na Rys. 2.3), wyznaczono energie wiązania i szerokości stanów związanych mezonu  $\eta$  z jądrami atomowymi. Jak pokazano na Rys. 2.5, wraz z rosnącą liczbą atomową energia wiązania rośnie niezależnie od rozważanego modelu, zaś szerokość jądra mezonowego jest w przybliżeniu stała. Z kolei energie wiązania i szerokości jąder etowych są mniejsze niż otrzymane przez autorów Ref. [45], jak i Ref. [24] (druga praca bazowała na podejściu chiralnej unitarności).



Rysunek 2.5: Energie wiązania (lewy panel) i szerokości (prawy panel) stanów związanych  $\eta$ -jądro dla wybranych jąder atomowych wyznaczone w oparciu o różne amplitudy rozpraszania przedstawione na Rys. 2.3. Rysunek pochodzi z pracy [42].

Warto również wspomnieć o modelu sprzężenia kwarkowo-mezonowego (QMC, z ang. *quark-meson coupling*) opierającego się na kwantowej chromodynamice. Zgodnie z nim zanurzony wewnątrz jądra atomowego mezon  $\eta$  sprzęga się z kwarkami oraz następuje jego mieszanie z mezonem  $\eta'$  [17, 47]. Potencjał optyczny  $\eta$ -jądro uwzględniający mieszanie  $\eta$ - $\eta'$ ,  $U(r) = m_\eta^*(r) - m_\eta(r)$  [12], jest wyznaczany w oparciu o masę mezonu  $\eta$  w medium ( $m_\eta^*$ ) otrzymaną przez rozwiązanie równań pola średniego. Rozwiązanie równania Kleina-Gordona z użyciem ww. potencjału zasugerowało istnienie jąder etowych dla kilku jąder o zamkniętej powłoce jak:  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , a także dla  $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$  i  $^{26}\text{Mg}$  [47, 48].



Obecne badania teoretyczne poświęcone są w szczególności lekkim jądrom  $\eta$ -mezonowym, takim jak jądra etowe helu [49–62][**H3,H4,H6**], które są intensywnie poszukiwane przez wiele grup eksperymentalnych (patrz rozdz. 2.3.2.3). Istnienie lekkich jąder  $\eta$ -mezonowych może przejawiać się jako bieguny w macierzy rozpraszania S (Rys.2.4) przekładające się na ograniczenia dotyczące zespolonych długości rozpraszania  $\eta$ -jądro ( $a_{\eta\text{-jądro}}$ ). Aby układ związany mógł powstać, część urojona długości rozpraszania musi przyjmować wartość dodatnią ( $\Im(a_{\eta\text{-jądro}}) > 0$ ), zaś jej moduł musi być mniejszy od modułu części rzeczywistej ( $|\Im(a_{\eta\text{-jądro}})| < |\Re(a_{\eta\text{-jądro}})|$ ) [45]. Dodatkowym wymaganiem zapewniającym położenie biegunów macierzy S w płaszczyźnie stanu związanego, a nie stanu wirtualnego, jest ujemna wartość części rzeczywistej długości rozpraszania ( $\Re(a_{\eta\text{-jądro}}) < 0$ ) [13].

Długość rozpraszania dla jądra mezonowego  ${}^3\text{He-}\eta$ ,  $a_{\eta\text{-}{}^3\text{He}} = -2.31 + i2.57$  fm, otrzymana w oparciu o podejście potencjału optycznego [49], wskazuje na silne oddziaływanie  $\eta$ -jądro i możliwość formowania stanu związanego blisko progu na produkcję mezonu  $\eta$ . Jednak ze względu na większą wartość części urojonej od rzeczywistej, niespełnione jest kryterium na istnienie układu związanego.

Studia możliwości produkcji mezonu  $\eta$  związanego w lekkich jądрах zostały przeprowadzone głównie w oparciu o modele bazujące na równaniach kilkuciałowych (z ang. *few body equations*) [50–52]. Jedna z pierwszych prac, w której rozważano układ sprzężony  $\eta NN - \pi NN$  w równaniu trójciałowym Faddeev’a, zaowocowała obserwacją bieguna odpowiadającego stanowi kwazi-związanemu o masie 2.430 MeV i szerokości z zakresu 10-20 MeV [52]. Podejście to zostało zastosowane również w późniejszych analizach produkcji hipotetycznych jąder etowych  $d\text{-}\eta$ ,  $t\text{-}\eta$ ,  ${}^3\text{He-}\eta$  i  ${}^4\text{He-}\eta$ , w ramach aproksymacji skończonego rzędu (FRA, z ang. *finite-rank approximation*) [51]. Znaleziono stany kwazi-związane dla  $\Re(a_{\eta N}) \in (0.27, 0.98)$  fm. Badania te były kontynuowane przez wiele grup [53–55], co zaowocowało nowymi wartościami długości rozpraszania, a tym samym przewidywaniami dotyczącymi lekkich układów związanych.

Alternatywną metodą, stosowaną przez autorów prac [12, 56] jest tzw. koncepcja opóźnienia czasowego Wigner’a. Uwzględniając mechanizm produkcji mezonu  $\eta$  oraz oddziaływanie w stanie końcowym (FSI) wyznaczane jest opóźnienie czasowe dla elastycznego rozpraszania  $\eta$ -jądro pozwalające na zlokalizowanie stanów związanych mezonu  $\eta$  z deuteronem,  ${}^3\text{He}$  i  ${}^4\text{He}$ . Otrzymane wyniki wskazują na formację stanów związanych dla małych wartości  $a_{\eta N}$ , z kolei duże wartości odpowiadają rezansom.

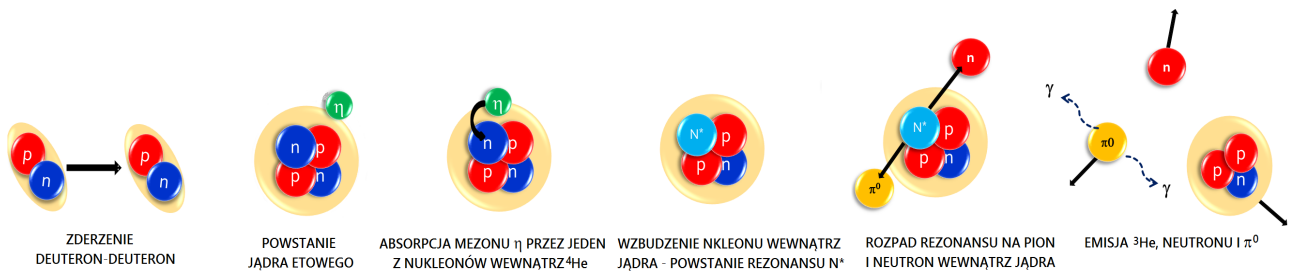
Obliczenia dla układów  $\eta$  z kilkoma nukleonami przeprowadzone przez Kolaborację Jerusaleńską-Pragę [57–60] na podstawie Stochastycznej Metody Wariacyjnej (z ang. *Stochastic Variational Method*, SVM), z uwzględnieniem potencjału Minnesota  $NN$  i dwóch modeli oddziaływań  $\eta N$ : GW (Green & Wycech) i CS (Cieply & Smejkal), wskazują na stan związany  ${}^4\text{He-}\eta$  w przypadku modelu GW, zaś kwestia układu  ${}^3\text{He-}\eta$  pozostaje pod znakiem zapytania. Z kolei autorzy prac [61, 62], dopasowując istniejące dane eksperymentalne  $pd(dp) \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  i  $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$  potencjałami optycznymi  $\text{He-}\eta$ , znajdują słabo związany układ  ${}^3\text{He-}\eta$  o energii wiązania  $B_s \sim 0.3$  MeV i szerokości  $\Gamma \sim 3$  MeV oraz nie potwierdzają ani nie wykluczają istnienia jądra etowego  ${}^4\text{He-}\eta$ . Podobnie, analiza przedstawiona w Ref. [63], w której zastosowano formalizm kilkuciałowy Alt-Grassberger-Sandhas (AGS) nie potwierdza tworzenia się stanu związanego  ${}^4\text{He-}\eta$ ,

a kwestia układu  ${}^3\text{He}-\eta$  pozostaje niejednoznaczna.

Przeprowadzone badania teoretyczne (bazujące na różnych podejściach/modelach) przewidują szerokość stanów związanych  $\eta$ -jądro w zakresie od kilku do około 50 MeV [10, 13, 20, 24, 35, 42, 45–48, 50, 51, 56, 58–61, 64], w tym szerokość jąder etowych Helu, rozważanych w tym referacie, w zakresie od 1 do 23 MeV [13, 24, 50, 51, 56, 58–61, 64]. Ponadto przewiduje się, że szerokości jąder etowych są większe niż ich energie wiązania [24, 51, 57, 61, 62].

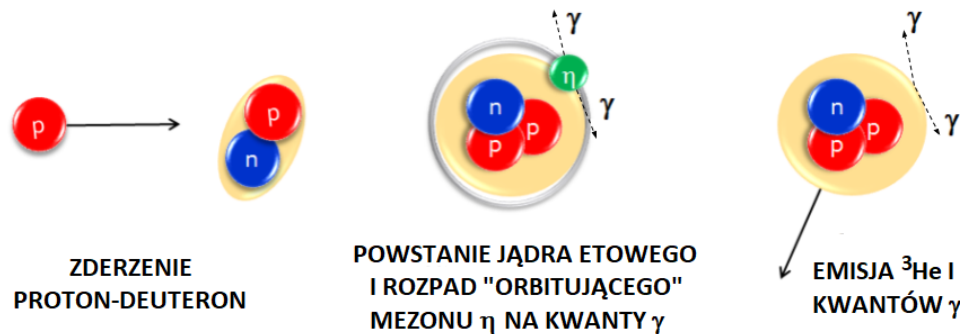
Jak już wcześniej wspomniano, zależność obliczeń teoretycznych od stosowanych modeli nie pozwala jednoznacznie wnioskować czy i jakie jądra mezonowe istnieją. Jest to dobrze zilustrowane na przykładzie jąder etowych Hel- $\eta$ , które są przedmiotem tego referatu. Wyniki otrzymane w oparciu o różne podejścia teoretyczne są często sprzeczne, dlatego nie jest możliwe określenie, czy stan związany  $\eta$  z jądrem helu istnieje i stwierdzenie, który z jego izotopów  ${}^4\text{He}$  lub  ${}^3\text{He}$  jest lepszym kandydatem na utworzenie układu związanego. Istnieją tylko eksperymentalne przesłanki przemawiające za tym, że jest to  ${}^3\text{He}$  (patrz Rozdz. 2.3.2.3).

Aktualne obliczenia fenomenologiczne [65, 66][**H3,H4,H6**] poświęcone produkcji jąder He- $\eta$  w zderzeniach  $dd$  i  $pd$  zostały przeprowadzone na potrzeby ostatnich analiz danych eksperymentalnych [**H1,H2,H5,H7**], których wyniki przedstawiono w Rozdz. 2.3.2.3. Rozważano dwa główne mechanizmy hipotetycznego rozpadu etowego helu: (i) zakładając absorpcję mezonu  $\eta$  na jednym z nukleonów wewnątrz helu, a następnie jego możliwą propagację w jądrze poprzez kolejne wzbudzenia nukleonów do rezonansu  $N^*(1535)$  aż ten rozpadnie się na parę  $N-\pi$  (np.  $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow N^*{}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$ ,  $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow N^*{}-d \rightarrow dp\pi^0$ ) i (ii) poprzez bezpośredni rozpad związanego mezonu  $\eta$ , gdy ten wciąż „orbituje” wokół jądra atomowego (np.  $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$ ). Schematy mechanizmów zostały przedstawione na Rys. 2.6 i Rys. 2.7



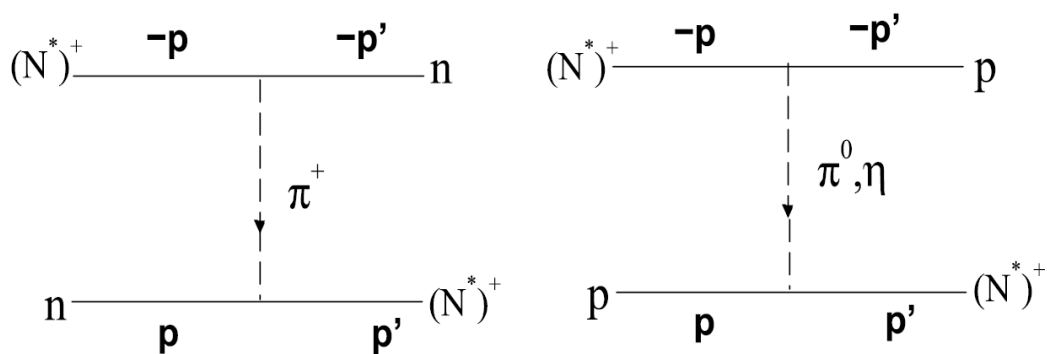
Rysunek 2.6: Schemat produkcji i rozpadu jądra etowego  ${}^4\text{He}-\eta$  w reakcji  $dd \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$ . Powstałe w wyniku zderzenia  $dd$  jądro etowe  ${}^4\text{He}$  rozpada się zgodnie z mechanizmem (i) opisanym w tekście.

W przypadku pierwszego mechanizmu kinematyka cząstek w stanie końcowym zależy od pędu rezonansu  $N^*$  wewnątrz jądra helu. Pierwsze próby, które pozwoliły na wyznaczenie rozkładu pędu rezonansu barionowego  $N^*$  w układach  $N^*{}^3\text{He}$  i  $N^*{}-NN$  zostały niedawno podjęte i opisane w pracach [65, 66][**H3,H6**]. Obliczenia opierają się na konstrukcji elementarnego oddziaływania  $NN^* \rightarrow NN^*$  w ramach modelu wymiany



Rysunek 2.7: Schemat produkcji i rozpadu jądra etowego  ${}^3\text{He}-\eta$  w reakcji  $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$ . Powstałe w wyniku zderzenia  $pd$  jądro etowe  ${}^3\text{He}$  rozpada się zgodnie z mechanizmem (ii) opisanym w tekście.

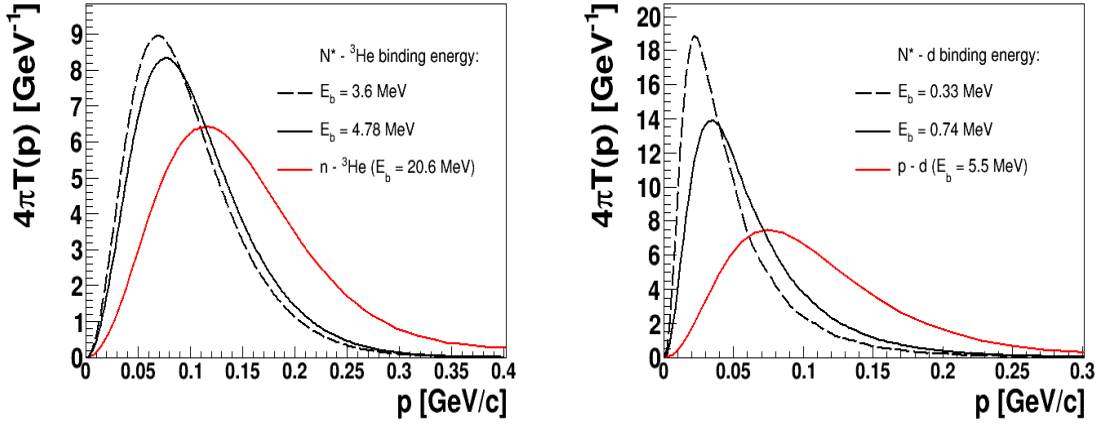
mezonów  $\pi$  i  $\eta$  (z ang.  $\pi$  plus  $\eta$  meson exchange model) pokazanego schematycznie na Rys. 2.8 (uwzględniając odpowiednie stałe sprzężenia  $\eta NN^*$ ,  $\pi NN^*$ ). W przypadku prac [65, 66] złożenie oddziaływania elementarnego ze znanymi gęstościami jądrowymi pozwoliło na wyznaczenie potencjału  $N^*$ -jądro. Potencjał ten został kolejno dopasowany postacią potencjału Woods'a-Saxon'a, co ułatwiło znalezienie stanu związanego  $N^* - {}^3\text{He}$  i wyznaczenie jego funkcji falowej (rozwiązanie równania Schrödingera), a tym samym rozkładu pędu  $N^*$  wewnątrz jądra  ${}^4\text{He}$ . Z kolei rozkład pędu  $N^*$ -d otrzymano rozwiązując równanie Schrödingera z potencjałem  $N^*$ -deuteron wyznaczonym z użyciem standardowej techniki w teorii rozpraszania (w oparciu o amplitudę rozpraszania) zakładając parametryzację „Paris” [67] funkcji falowej deuteronu [H6].



Rysunek 2.8: Diagramy elementarnego oddziaływania  $NN^* \rightarrow NN^*$  z wymianą mezonów  $\pi$  i  $\eta$ . Rysunki wzięto z pracy [H3].

Rozkłady pędów  $N^* - {}^3\text{He}$  i  $N^* - d$  dla dwóch wartości energii wiązania są pokazane odpowiednio na lewym i prawym panelu Rys. 2.9. Jak można zauważyć, rozkłady te są węższe w stosunku do rozkładu neutronu w  ${}^4\text{He}$  lub protonu w  ${}^3\text{He}$  (czerwona ciągła linia),

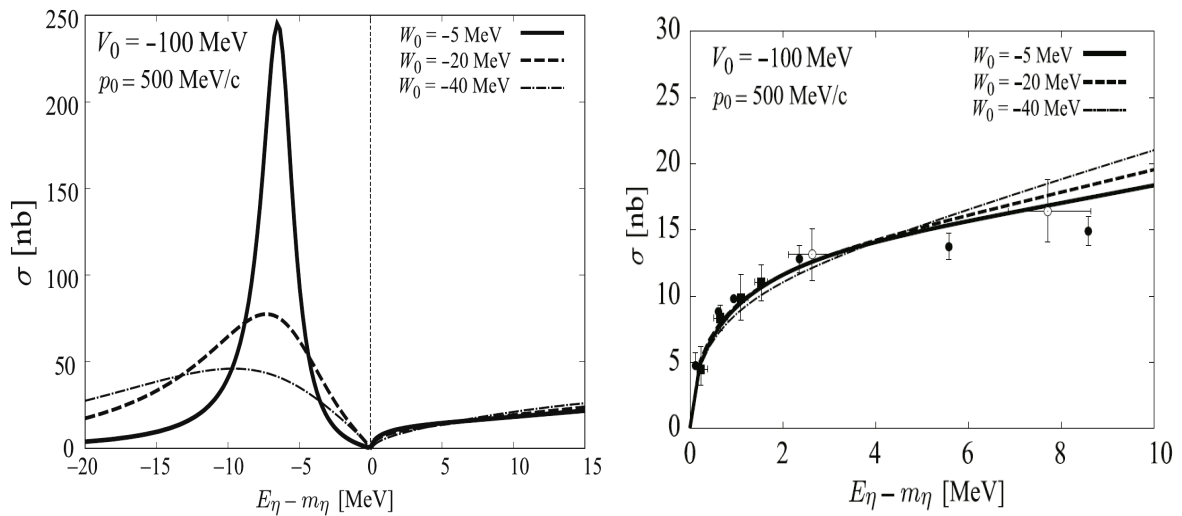
co wynika z faktu, iż energia wiązania  $N^*$  jest mniejsza niż energia separacji nukleonów w  ${}^4\text{He}$  i  ${}^3\text{He}$ . Bazując na uzyskanych rozkładach, przeprowadzono symulacje Monte Carlo dla procesów  $({}^4\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$ ,  $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$  i  $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow dp\pi^0$  będących przedmiotem analiz opisanych w pracach [H1,H2,H7].



Rysunek 2.9: (Lewy panel) Rozkład pędu rezonansu  $N^*$  (czarna ciągła i przerywana linia) i neutronu (czerwona ciągła linia) wewnątrz jądra  ${}^4\text{He}$  obliczony odpowiednio dla potencjału  $N^* - {}^3\text{He}$  dla energii wiązania  $-3.6 \text{ MeV}$  i  $-4.78 \text{ MeV}$  oraz dla potencjału  $n - {}^3\text{He}$  z energią separacji neutronu  $20.6 \text{ MeV}$ . (Prawy panel) Rozkład pędu  $N^*$  (czarna ciągła i przerywana linia) i protonu (czerwona ciągła linia) wewnątrz jądra  ${}^3\text{He}$  obliczony odpowiednio dla potencjału  $N^* - d$  dla energii wiązania  $-0.74 \text{ MeV}$  i  $-0.33 \text{ MeV}$  oraz dla potencjału  $p - {}^3\text{He}$  dla energii separacji protonu  $5.5 \text{ MeV}$ . Rysunki przygotowano w oparciu o prace [65, 66][H3,H6].

Reakcje  $dd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}N\pi$  zostały również zbadane przez autorów pracy [64], którzy wyznaczyli po raz pierwszy kształty i wartości przekrojów czynnych dla tych procesów w zakresie energii wzbudzenia istotnym dla poszukiwań jąder etowych. Opracowany model fenomenologiczny, dobrze odtwarzający dane reakcji  $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$ , pozwala na wyznaczenie całkowitych przekrojów czynnych dla szerokiego zakresu parametrów potencjału optycznego  ${}^4\text{He}-\eta$  ( $V_0, W_0$ ). W ramach modelu procesy fuzji deuteron-deuteron i produkcji mezonu  $\eta$  są fenomenologicznie sparametryzowane, a suma po wszystkich stanach końcowych  ${}^4\text{He}-\eta$  jest wyznaczona w oparciu o metodę funkcji Green'a. Całkowity przekrój czynny  $\sigma$  dla reakcji  $dd \rightarrow {}^3\text{He}N\pi$  zawiera część konwersji  $\sigma_{\text{conv}}$  odpowiadającą absorpcji mezonu  $\eta$  w jądrze atomowym (poniżej progu na produkcję  $\eta$ ) oraz część nadprogową związaną z produkcją mezonu  $\eta$  (tzw. część ucieczki, *escape part*). Część konwersji wyznaczana jest dla różnych parametrów sferycznego potencjału optycznego  ${}^4\text{He}-\eta$ ,  $V(r) = (V_0 + iW_0) \frac{\rho_\alpha(r)}{\rho_\alpha(0)}$  (gdzie  $\rho_\alpha$  - gęstość cząstki  $\alpha$ ), zaś część ucieczki jako  $\sigma_{\text{esc}} = \sigma - \sigma_{\text{conv}}$ . Przykład wyznaczonego całkowitego przekroju czynnego dla trzech różnych zestawów parametrów potencjału optycznego po unormowaniu części  $\sigma_{\text{esc}}$  do danych eksperymentalnych  $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$  przedstawiono na Rys. 2.10. Analiza szerokiego zakresu parametrów ( $V_0, W_0$ ) pozwoliła na wyznaczenie tzw. wykresu konturowego (z ang.

*contour plot*) przedstawiającego przekrój czynny badanego procesu na płaszczyźnie  $(V_0, W_0)$  (patrz Rys. 21 w Ref. [64] oraz Rozdz. 2.3.2.3). Wartość przekroju czynnego waha się w zakresie od kilku do ponad stu nb. Dla porównania, wcześniejsze obliczenia oparte na aproksymacji amplitudy rozpraszania dla procesów dwuciałowych [68] pozwoliły oszacować przekrój czynny dla reakcji  $dd \rightarrow (^4\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow ^3\text{He}p\pi^-$  na  $\sigma \sim 4.5$  nb. Z kolei w przypadku reakcji  $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow \text{XN}\pi$  przekrój czynny został zgrubnie oszacowany na 80 nb w oparciu o hipotezę, że prawdopodobieństwo utworzenia jądra etowego poniżej progu jest w pierwszym rzędzie równe prawdopodobieństwu produkcji mezonu  $\eta$  w obszarze przyprogowym [69, 70]. Przekroje czynne otrzymane przez autorów Ref. [64] wykorzystano do przeprowadzenia analizy porównawczej opisanej w artykule [H2] (szczegóły w Rozdz. 2.3.2.3).



Rysunek 2.10: (Lewy panel) Całkowity przekrój czynny wyznaczony dla reakcji  $dd \rightarrow (^4\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow ^3\text{He}N\pi$  z formacją stanu związanego  $^4\text{He}-\eta$  i (prawy panel) przekrój czynny  $\sigma_{\text{esc}}$  w funkcji energii wzbudzenia  $E_\eta - m_\eta$  dla parametrów potencjału optycznego  $^4\text{He}-\eta$  równych:  $(V_0, W_0) = -(100, 5), -(100, 20), -(100, 40)$  MeV (linie ciągła, przerywana i kropki-kreski). Rysunki wzięto z Ref. [64].

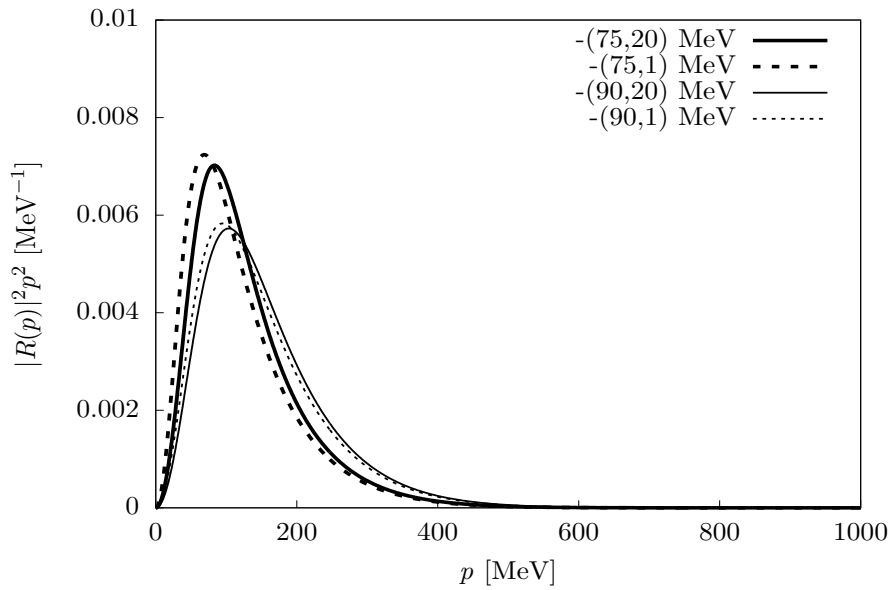
Drugi mechanizm rozpadu jądra mezonowego  $\eta$ -hel, zachodzący poprzez rozpad mezonu  $\eta$ , kiedy ten jest związany z jądrem atomowym (patrz Rys. 2.7), został przedstawiony w artykule [H4]. Ten pierwszy teoretyczny model niemezonowego rozpadu jądra etowego został rozwinięty dla rozpadu stanu związanego  $^3\text{He}-\eta$  na kanały  $^3\text{He}2\gamma(6\gamma)$  opisując układ związany rozwiązaniem równania Kleina-Gordona:

$$\left[ -\vec{\nabla}^2 + \mu^2 + 2\mu U_{\text{opt}}(r) \right] \psi(\vec{r}) = E_{\text{KG}}^2 \psi(\vec{r}), \quad (2.1)$$

z zadanymi parametrami potencjału optycznego  $U_{\text{opt}}(r) = (V_0 + iW_0) \frac{\rho(r)}{\rho_0}$  ( $\rho(r)$  oznacza rozkład gęstości w  $^3\text{He}$  zaś  $\rho_0$  jest normalną gęstością jądrową:  $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ ). Obliczenia dostarczyły względnego rozkładu pędu  $^3\text{He}-\eta$  w układzie związanym, jak również stosunków rozgałęzień (BRs, z ang. *branching ratios*)  $\eta \rightarrow 2\gamma$  i  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  w medium

jądrowym dla różnych kombinacji parametrów potencjału optycznego. Rozkłady pędu wyznaczone dla różnych zestawów  $(V_0, W_0)$  pokazano na Rys. 2.11. Współczynniki rozgałęzień wewnątrz materii jądrowej wyznaczono w oparciu o stosunek szerokości rozpadu  $\eta$  na  $2\gamma$  do szerokości rozpadu  $\eta$  na  $3\pi^0$  ( $\Gamma_{\eta \rightarrow 2\gamma/\eta \rightarrow 3\pi^0}$ ) w próżni oraz całkowitą szerokość mezonu  $\eta$  w próżni  $\Gamma_{\eta}^{\text{tot}}$  (1.31 keV) [27] i szerokość absorpcji  $\Gamma_{\text{abs}}$  związaną z energią Kleina-Gordona relacją  $\Gamma_{\text{abs}} = -2\text{Im}(E_{\text{KG}})$ :

$$\text{BR}_{\eta \rightarrow 2\gamma/\eta \rightarrow 3\pi^0}^* = \frac{\Gamma_{\eta \rightarrow 2\gamma/\eta \rightarrow 3\pi^0}}{(\Gamma_{\eta}^{\text{tot}} + \Gamma_{\text{abs}})}, \quad (2.2)$$



$(V_0, W_0)$ [MeV]	$(B_s, \Gamma_{\text{abs}})$ [MeV]	$\text{BR}_{\eta \rightarrow 2\gamma}^*$	$\text{BR}_{\eta \rightarrow 3\pi^0}^*$
-(75,20)	(4.06, 15.66)	$3.30 \times 10^{-5}$	$2.73 \times 10^{-5}$
-(90,20)	(11.16, 20.65)	$2.50 \times 10^{-5}$	$2.07 \times 10^{-5}$
-(75,1)	(5.96, 0.76)	$6.78 \times 10^{-4}$	$5.62 \times 10^{-4}$
-(90,1)	(12.67, 1.02)	$5.06 \times 10^{-4}$	$4.20 \times 10^{-4}$

Rysunek 2.11: (Górny panel) Rozkłady pędu Fermiego mezonu  $\eta$  w układzie związanym  ${}^3\text{He}-\eta$  wyznaczone dla  $(V_0, W_0) = -(75, 20)$  MeV (gruba ciągła linia),  $(V_0, W_0) = -(75, 1)$  MeV (gruba kropkowana linia),  $(V_0, W_0) = -(90, 20)$  MeV (cienka ciągła linia), i  $(V_0, W_0) = -(90, 1)$  MeV (cienka kropkowana linia). Rozkłady zostały unormowane do 1 w całym zakresie pędu. (Dolny panel) Energie wiązania  $B_s$  i szerokości absorpcji  $\Gamma_{\text{abs}}$  dla stanu podstawowego ( $0s$ ) układu  ${}^3\text{He}-\eta$  będące rozwiązaniem równania Kleina-Gordona oraz stosunki rozgałęzień  $\eta \rightarrow 2\gamma$  i  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  w medium jądrowym dla odpowiednich parametrów potencjału optycznego  $(V_0, W_0)$  założonych w pracy [H4]. Rysunki pochodzą z pracy [H4].

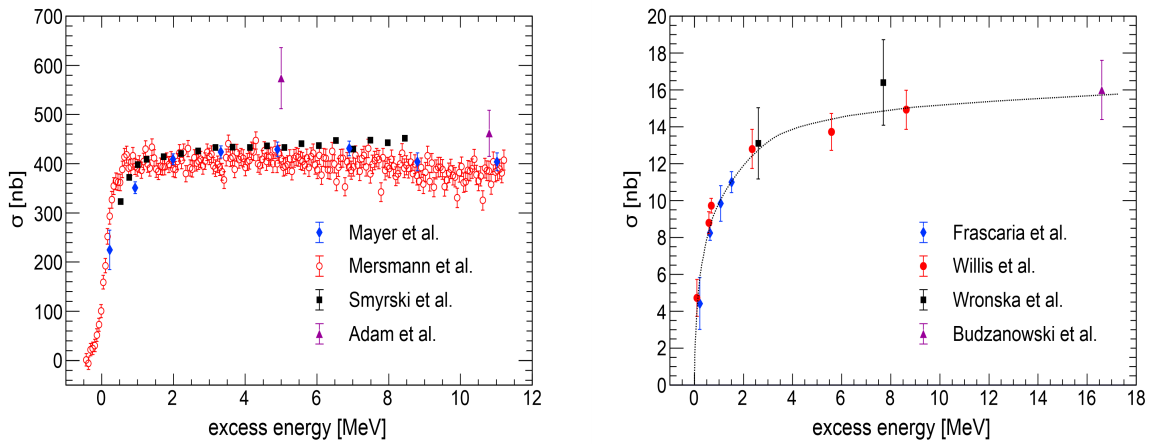
Szacowane współczynniki rozgałęzień w materii jądrowej wahają się od około  $2 \cdot 10^{-5}$  do  $7 \cdot 10^{-4}$  w zależności od parametrów potencjału optycznego. Wyniki uzyskane w ramach tej pracy były kluczowe dla symulacji Monte Carlo i interpretacji danych eksperymentalnych zebranych w ramach kolaboracji WASA [H5].

### 2.3.2.3 Eksperymentalne poszukiwanie jąder etowych

Równoległe do studiów teoretycznych, wiele grup eksperymentalnych podjęło próby poszukiwań hipotetycznych jąder etowych, będących prawdziwym wyzwaniem ze względu na bardzo słaby spodziewany sygnał i ogromne tło. Początkowo eksperymenty koncentrowały się na obszarze ciężkich jąder atomowych, przeprowadzając pomiary głównie z wykorzystaniem wiązek pionów [71,72], fotonów [73] i hadronów [74,75]. Badania te zostały podsumowane w publikacjach [7, 12, 13][R5]. Obecne poszukiwania dotyczą przede wszystkim lekkich jąder  $\eta$ -mezonowych [H9,H10], których istnienie nie zostało wykluczone ze względu na szeroki zakres wartości długości rozpraszania  $\eta N$  wynikający z zastosowania różnych modeli/podejść teoretycznych. W tym rozdziale podsumowano wyniki eksperymentalne uzyskane z pomiarów dedykowanych poszukiwaniom jąder etowych helu.

Jak wspomniano w Rozdz. 2.3.2.2, pomimo wysiłku wielu grup teoretycznych, nie istnieją niezależne od modelu obliczenia, które jednoznacznie potwierdzałyby lub zaprzeczały istnieniu stanów związanych mezonu  $\eta$  z helem. Istnieją jednak pewne obserwacje eksperymentalne, które mogą sugerować tworzenie się takich jąder mezonowych, jak choćby gwałtowny wzrost całkowitego przekroju czynnego dla reakcji  $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  [76–79][R52] i  $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$  [80–83] (Rys. 2.12) będący oznaką bardzo silnego oddziaływania Helu z cząstką  $\eta$  w stanie końcowym (FSI, z ang. *Final State Interaction*). Oddziaływanie to jest znacznie silniejsze w przypadku układu  ${}^3\text{He}\eta$ , co wskazuje, że wiązanie mezonu  $\eta$  jest bardziej prawdopodobne w jądrze  ${}^3\text{He}$  aniżeli w  ${}^4\text{He}$ . Inną przesłanką przemawiającą za układem związanym  ${}^3\text{He}\eta$  jest mała wartość tensora zdolności analizującej  $T_{20}$  i jego słaba zależność energetyczna, co wynika z pomiarów kolaboracji ANKE przeprowadzonych w zakresie energii wzbudzenia  $Q \in (0,11)$  MeV. Wynik potwierdza bardzo silną zmianę amplitudy fali "s" (*s-wave*) dla procesu  $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  [77, 79, 84, 85] związaną z silnym oddziaływaniem  ${}^3\text{He}\eta$ . Ponadto całkowity przekrój czynny na produkcję  ${}^3\text{He}\eta$  nie zależy od kanału początkowego, a mianowicie, zarówno dla produkcji hadronowej [77, 79] jak i fotoprodukcji [86, 87] wykazuje on podobne zachowanie powyżej progu, sugerując oddziaływanie między  ${}^3\text{He}$  i mezonem  $\eta$ .

Pierwsze poszukiwania bezpośredniego sygnału stanu związanego  ${}^3\text{He}\eta$  zostały przeprowadzone przez kolaborację TAPS dla procesu fotoprodukcji  $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow \pi^0 p X$  [86]. Zaobserwowano wzmocnienie tuż poniżej progu na produkcję  ${}^3\text{He}\eta$  w różnicy funkcji wzbudzenia zmierzonych dla dwóch zakresów kątów między pionem  $\pi^0$  i protonem ( $170^\circ - 180^\circ$  i  $150^\circ - 170^\circ$ ). Sugerowało to możliwe wytworzenie stanu związanego  ${}^3\text{He}\eta$ , a następnie jego rozpad poprzez absorpcję mezonu  $\eta$  w nukleonie (wzbudzenie rezonansu  $N^*(1535)$  i jego rozpad na parę nukleon-pion). Jednak późniejszy eksperyment przeprowadzony ze znacznie wyższą statystyką [87] wykazał, że obserwowana struktura



Rysunek 2.12: Całkowity przekrój czynny w funkcji energii wzbudzenia dla reakcji:  $dp \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  (po lewej), wyniki eksperymentalne pochodzą z prac [76–79] i  $dd \rightarrow {}^4\text{He}\eta$  (po prawej), wyniki eksperymentalne pochodzą z prac [80–83]. Czarna kropkowana linia wyznacza trend. Wykresy wzięto z artykułu [R5].

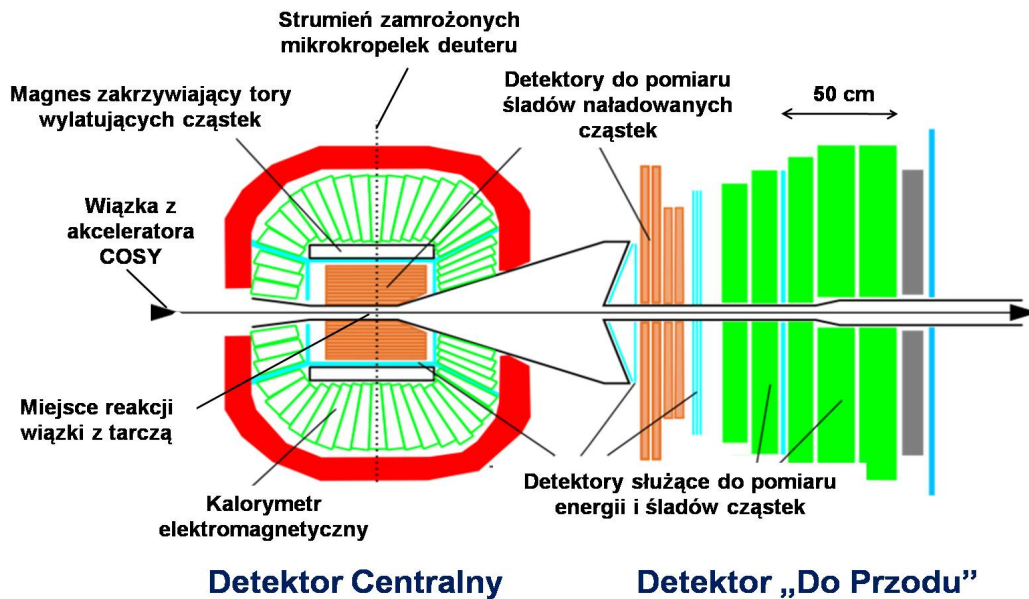
jest artefaktem pochodzącym ze skomplikowanego zachowania tła.

Obiecujące eksperymenty związane z jądrami mezonowymi helu zostały przeprowadzone w ośrodku badawczym Forschungszentrum Jülich przy użyciu synchrotronu COSY [88]. Pomiaru mające na celu poszukiwanie sygnatury jąder etowych  ${}^3\text{He}$  w reakcjach  $dp \rightarrow ppp\pi^-$  i  $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$  przeprowadziła kolaboracja COSY-11. Otrzymane funkcje wzbudzenia pozwoliły na wyznaczenie górnych granic całkowitego przekroju czynnego dla obu procesów na odpowiednio 270 nb i 70 nb [70, 77, 89].

Stanów związanych  ${}^4\text{He}\eta$  i  ${}^3\text{He}\eta$  poszukiwano w trzech dedykowanych eksperymentach, w latach 2008 [R94], 2010 [H1,H2] i 2014 [H5,H7], przeprowadzonych za pomocą układu detekcyjnego WASA-at-COSY (pokazanego na Rys. 2.13), który opisano szczegółowo w artykule [78]. Pomiaru wykonano przy użyciu deuteronowej tarczy pelletowej (mikrokropelki deuteru) oraz chłodzonej deuteronowej lub protonowej wiązki akceleratora COSY. Celem pomiarów było wyznaczenie funkcji wzbudzenia dla wybranych kanałów rozpadu układu związanego  $\text{He}\eta$  i poszukiwanie struktury rezonansowej odpowiadającej jądrom etowym poniżej progu na produkcję mezonu  $\eta$ . Podczas eksperymentów stosowano technikę tzw. rampowania wiązki, która polegała na ciągłej i powolnej zmianie pędu wiązki wokół progu wytwarzania mezonu  $\eta$  w każdym cyklu przyspieszania wiązki, co pozwalało na redukcję systematycznych niepewności w odniesieniu do oddzielnych pomiarów z ustaloną energią wiązki [R94] [77]. Warto podkreślić, iż wyżej opisana metoda poszukiwania jąder etowych helu za pomocą detektora WASA-at-COSY została opracowana przez grupę badawczą z Uniwersytetu Jagiellońskiego, do której należy autorka tego referatu.

Sygnалу pochodzącego od układów związanych  ${}^4\text{He}\eta$  poszukiwano badając krzywe wzbudzenia dla reakcji  $dd \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$  [H1,H2,R94] i  $dd \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$  [H1,H2] w pobliżu

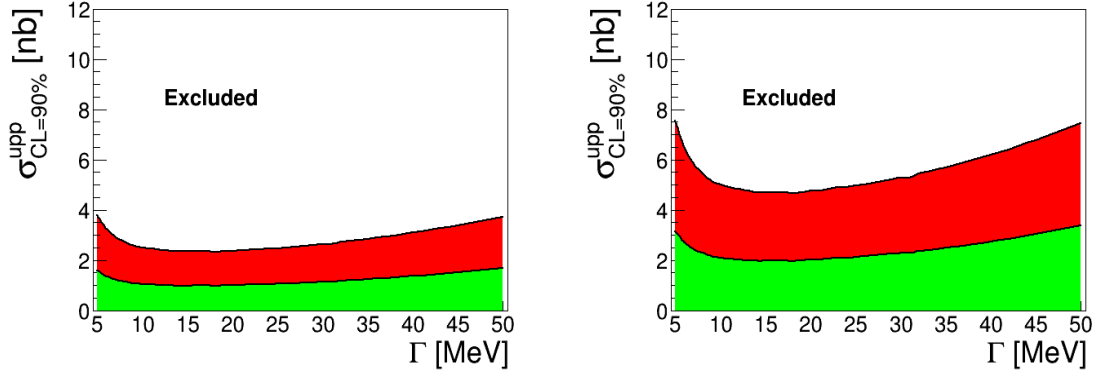




Rysunek 2.13: Schemat detektora WASA-at-COSY. Szczegółowy opis detektora można znaleźć w Ref. [78]

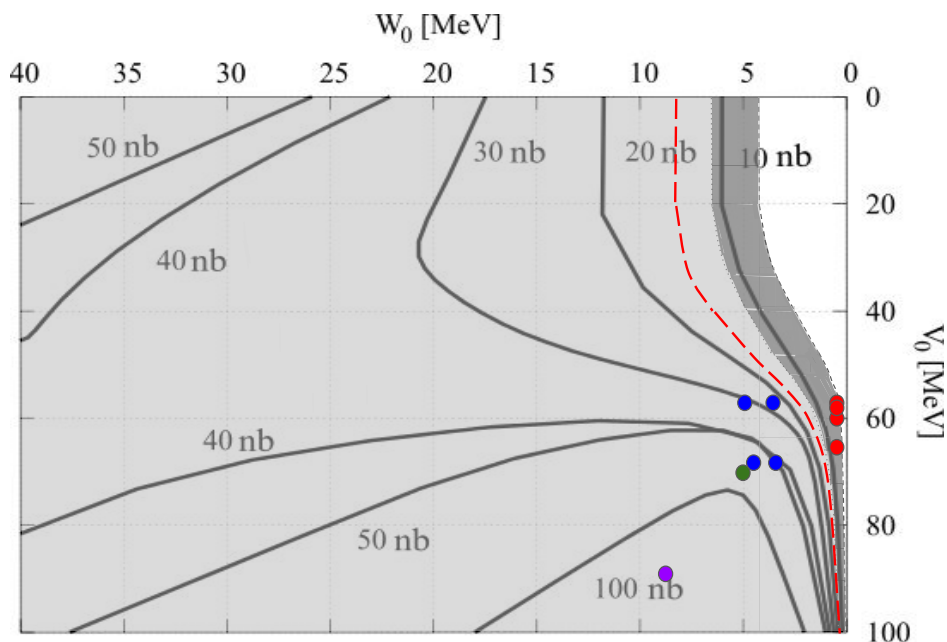
progu na produkcję  ${}^4\text{He}\eta$  (zmiana pędu wiązki wokół progu odpowiadała energii wzbudzenia  $Q \in (-70, 30)$  MeV [H1,H2] i  $Q \in (-51, 22)$  MeV [R94]). Analizy danych przeprowadzono przy założeniu mechanizmu rozpadu jądra mezonowego z powstaniem rezonansu barionowego  $N^*$  w stanie pośrednim, opisanego w poprzednim rozdziale i przedstawionego na Rys. 2.7. W symulacjach Monte Carlo sygnału przeprowadzonych dla analiz opisanych w [H1,H2] zastosowano rozkład pędu rezonansu  $N^*$  wyznaczony przez autorów Ref. [65,66], pokazany na Rys. 2.9 (Rozdz. 2.3.2.2). Szczegóły dotyczące procedury analizy danych prowadzącej do wyznaczenia funkcji wzbudzenia zostały opisane w artykułach [R94] i [H1]. Uzyskane funkcje wzbudzenia nie wykazują żadnej wąskiej struktury poniżej progu na produkcję mezonu  $\eta$ , która mogłaby świadczyć o istnieniu stanu związanego. Dlatego też wyznaczono górną granicę całkowitego przekroju czynnego na produkcję  $\eta$ -mezonowego  ${}^4\text{He}$  na poziomie ufności (CL) 90% poprzez dopasowanie krzywej wzbudzenia sumą funkcji Breita-Wignera (opisującej sygnał), z ustaloną energią wiązania ( $B_s$ ) i szerokością ( $\Gamma$ ), i wielomianu drugiego rzędu (opisującego tło). Dla danych z eksperymentu w 2010 r. [H1]. Dopasowania dokonano jednocześnie dla obu kanałów rozpadu  $dd \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$  i  $dd \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$  z uwzględnieniem relacji izospinowej między parami  $n\pi^0$  i  $p\pi^-$ . Analiza ta pozwoliła na wyznaczenie po raz pierwszy doświadczalnie górnej granicy całkowitego przekroju czynnego dla reakcji  $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$ , która zmienia się w przedziale od 2.5 do 3.5 nb. Z kolei w przypadku procesu  $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$  uzyskano czułość przekroju czynnego ok. 6 nb, czyli około czterokrotnie większą w porównaniu z wynikiem uzyskanym w poprzednim eksperymencie [R94]. Uzyskane górne granice przekrojów czynnych w funkcji szerokości stanu związanego dla obu badanych reakcji przedstawiono na Rys. 2.14. Warto wspomnieć, iż niepewność systematyczna oznaczona kolorem zielonym wynika przede wszystkim

z założenia dotyczącego rozkładu pędu rezonansu  $N^*$ . Przed pojawieniem się modelu Kelkar et al. [65, 66] zakładano, iż pęd rezonansu  $N^*$  ma rozkład taki, jak rozkład pędu nukleonu w jądrze  ${}^3\text{He}$  (czerwona linia na Rys. 2.9a). Akceptancja badanego procesu przy zastosowaniu w symulacjach rozkładu pędu  $N^*$  wyznaczonego w [65, 66] jest ok. 40% mniejsza niż ta otrzymana dla rozkładu pędu nukleonu [H1].



Rysunek 2.14: Górna granica całkowitego przekroju czynnego dla reakcji  $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$  (lewy panel) i  $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$  (prawy panel) w funkcji szerokości stanu związanego. Energia wiązania została ustawiona na 30 MeV. Górną granicę wyznaczono poprzez jednoczesne dopasowanie obu kanałów rozpadu. Zielony obszar oznacza niepewność systematyczną. Wykresy wzięto z pracy [H1].

Z uwagi na brak teoretycznych przewidywań przekrojów czynnych dla reakcji  $dd \rightarrow ({}^4\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}N\pi$  poniżej progu na produkcję mezonu  $\eta$ , wyżej opisane badania [H1,R94] zakładały, że sygnał stanu związanego jest opisany kształtem Breit-Wignera (z ustaloną energią wiązania  $B_s$  i szerokością  $\Gamma$ ). Jednakże, jak przedstawiono w Rozdz. 2.3.2.2, badania fenomenologiczne przeprowadzone przez Ikeno et al. [64] zaowocowały w rozkłady przekrojów czynnych w zakresie energii wzbudzenia istotnej dla poszukiwań jąder etowych helu (przykład na Rys. 2.10). Nowo rozwinięty model porównano z wynikami eksperymentalnymi opisanymi w Ref. [H1]. Do zmierzonych krzywych wzbudzenia dopasowano teoretyczne rozkłady przekrojów czynnych konwersji  $\sigma_{\text{conv}}$  otrzymane dla różnych wartości parametrów potencjału optycznego  ${}^4\text{He}-\eta$  ( $V_0, W_0$ ) (uwzględniając eksperymentalną rozdzielczość energii wzbudzenia dla krzywych teoretycznych). Otrzymano wartość górnej granicy przekroju czynnego (CL=90%) na formowanie się stanu związanego  ${}^4\text{He}-\eta$  w procesie  $dd \rightarrow {}^3\text{He}N\pi$  w przedziale od ok. 5.2 nb do ok. 7.5 nb [H2]. Porównanie wyznaczonych eksperymentalnie górnych granic przekroju czynnego z przekrojami czynnymi uzyskanymi w Ref. [64] pozwoliło na nałożenie ograniczeń na parametry potencjału optycznego  ${}^4\text{He}-\eta$ . Jak pokazano na Rys. 2.15, w modelu dozwolone są tylko bardzo wąskie i słabo związane układy ( $|V_0| < \sim 60$  MeV,  $|W_0| < \sim 7$  MeV dla CL=90%), co wyklucza większość przewidywań dla jąder mezonowych helu w ramach modelu optycznego (kolorowe kółka na Rys. 2.15).

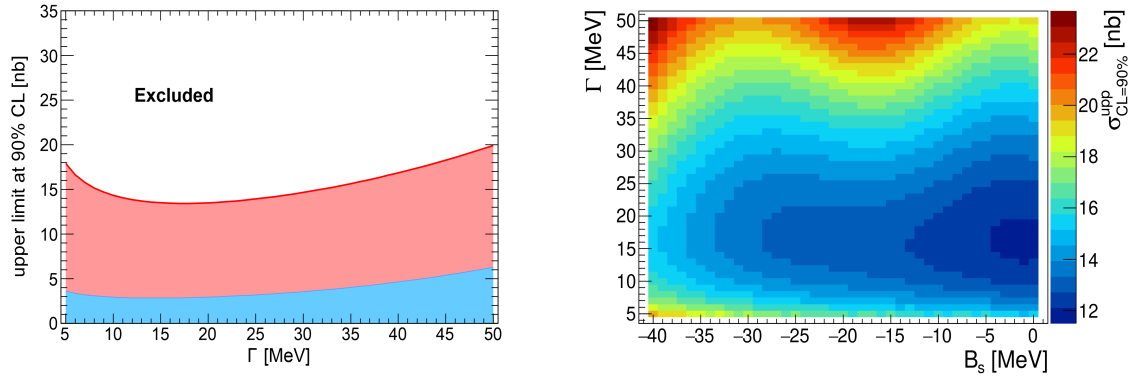


Rysunek 2.15: Wykres konturowy teoretycznie wyznaczonych przekrojów czynnych konwersji w płaszczyźnie  $V_0 - W_0$  [64]. Jasne zacielenie pole oznacza zakazany przez analizę przedstawioną w Ref. [H3], zaś ciemny obszar oznacza niepewność systematyczną  $\sigma_{CL=90\%}^{CL=90\%}$ . Czerwona linia rozszerza dozwolony region na podstawie nowego oszacowania błędów. Kółka reprezentują parametry potencjału optycznego odpowiadające jądrom etowym  ${}^4\text{He}-\eta$  otrzymane dla różnych przewidywań modelu optycznego [H2]. Wykres wzięto z pracy [H2].

Ostatni eksperyment z użyciem układu detekcyjnego WASA-at-COSY (w 2014 r.) poświęcony był poszukiwaniom stanów związanych  ${}^3\text{He}-\eta$ , których wytworzenie, zgodnie z przesłankami eksperymentalnymi opisanymi w tym rozdziale, jest bardziej prawdopodobne, aniżeli powstanie układu związanego  ${}^4\text{He}-\eta$ . Pomiary zaowocowały zebraniem największej na świecie próbki danych oraz pozwoliły na zbadanie dwóch różnych mechanizmów rozpadu stanu związanego: (i) zakładając absorpcję  $\eta$  na nukleonie i kolejno rozpad rezonansu  $N^*(1535)$  (jak zakładano w poprzednich analizach) oraz (ii) poprzez rozpad związanego mezonu  $\eta$ , przedstawionych odpowiednio na Rys. 2.6 i 2.7.

Analiza danych, przy założeniu pierwszego mechanizmu, pozwoliła na wyznaczenie po raz pierwszy funkcji wzbudzenia dla procesu  $pd \rightarrow dp\pi^0$  wokół progu na produkcję cząstki  $\eta$  [H7]. Symulacje Monte Carlo sygnału zostały przeprowadzone w oparciu o rozkład pędu rezonansu  $N^*$  wyznaczony przez autorów Ref. [H3,H6] (Rys. 2.9, opis w Rozdz. 2.3.2.2). Pomimo iż nie zaobserwowano wąskiej rezonansowej struktury odpowiadającej stanom związanym, przeprowadzona analiza pozwoliła na wyciągnięcie wniosków dotyczących długości rozpraszania  $\eta$ -nucleon. Otrzymane górne granice przekrojów czynnych (poprzez dopasowanie sumy rozkładu Breita-Wignera i funkcji wielomianowej) zmieniają się w zakresie od 13 do 24 nb w zależności od parametrów

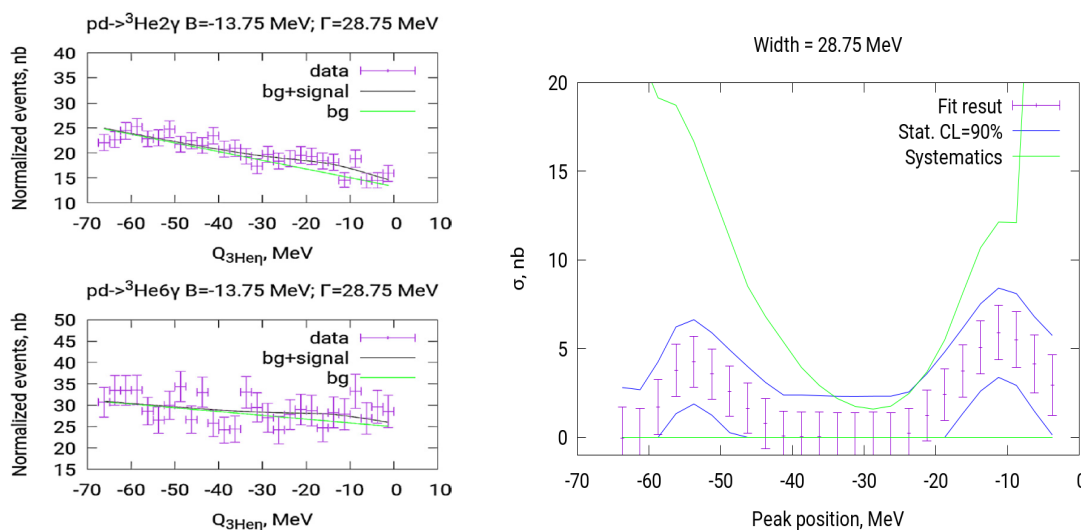
jądra mezonowego ( $\Gamma$ ,  $B_s$ ), jak pokazano na Rys. 2.16, nie wykluczając przewidywań jąder mezonowych dla długości rozpraszania  $a_{\eta N}$  z częścią rzeczywistą około 1 fm. [58,90].



Rysunek 2.16: Górna granica całkowitego przekroju czynnego dla reakcji  $pd \rightarrow ({}^3\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow dp\pi^0$  w funkcji zerowości stanu związanego przy ustalonej energii wiązania (panel lewy) i na płaszczyźnie  $B_s$ ,  $\Gamma$  (panel prawy). Wykresy wzięto z Ref. [H7].

Drugi mechanizm rozpadu hipotetycznego jądra etowego, tj. przez bezpośredni rozpad związanej  $\eta$ , został zbadany po raz pierwszy analizując reakcje  $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$  i  $pd \rightarrow {}^3\text{He}6\gamma$ . Analizę danych przeprowadzono w oparciu o niedawno opracowany model teoretyczny przedstawiony w pracy [H4] i Rozdz. 2.3.2.2. Wyznaczony rozkład pędu Fermiego dla związanego mezonu  $\eta$  (Rys. 2.11) został wykorzystany w symulacji rozważanych procesów. Otrzymano funkcje wzbudzenia, które dla obu mierzonych kanałów ujawniają strukturę, która mogłaby być interpretowana jako sygnał pochodzący od stanu związanego o szerokości większej niż 20 MeV i energii wiązania w zakresie od 0 do 15 MeV (Rys. 2.17). Wynik jest jednak obarczony dużym błędem systematycznym, co nie pozwala jednoznacznie stwierdzić, czy w rozpatrywanym mechanizmie powstaje jądro etowe. Finalnie więc wyznaczono górną granicę całkowitego przekroju czynnego (CL=90%) dla tworzenia jądra mezonowego  ${}^3\text{He}-\eta$  dopasowując jednocześnie krzywe wzbudzenia dla obu reakcji sumą funkcji Breita-Wignera i wielomianu (sygnał+tło) uwzględniając stosunek rozgałęzień między rozpadami  $\eta \rightarrow 2\gamma$  i  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  w próżni. Szacowana górna granica waha się od 2 nb do 15 nb w zależności od parametrów stanu związanego (energia wiązania, szerokość) [H5]. Rys. 2.17 ukazuje wynik dla szerokości stanu związanego  $\Gamma=28.75$  MeV.

W przeprowadzonych do tej pory eksperymentach dedykowanych poszukiwaniom jąder etowych helu nie udało się zaobserwować sygnałów potwierdzających ich istnienie. Mimo to wykonane pomiary m.in. za pomocą układu detekcyjnego WASA-at-COSY (opisane powyżej oraz podsumowane w pracach [H9,H10]) pozwoliły na wyznaczenie po raz pierwszy górnych ograniczeń przekrojów czynnych na produkcję stanów związanych  ${}^4\text{He}-\eta$  i  ${}^3\text{He}-\eta$  w zderzeniach  $dd$  i  $pd$  z uwzględnieniem różnych kanałów rozpadu.



Rysunek 2.17: (Lewy panel) Wynik jednoczesnego dopasowania funkcji Breita-Wignera z wielomianem do danych eksperymentalnych przy założonej energii wiązania  $B_s = -13.5$  MeV. Czarna linia oznacza dopasowaną funkcję, zaś linia zielona część związaną z tłem. (Prawy panel) Górna granica przekroju czynnego na produkcję jądra etowego w reakcji  $pd \rightarrow (^3\text{He}-\eta)_{\text{bound}} \rightarrow ^3\text{He}$  (rozpad  $\eta$ ) jako funkcja energii wiązania dla ustalonej szerokości  $\Gamma = 28.75$  MeV. Wartości amplitudy Breita-Wignera  $\sigma$  są pokazane z niepewnościami statystycznymi. Niebieskimi liniami pokazano zakres przekroju czynnego produkcji stanu związanego otrzymanego na podstawie niepewności statystycznej dla  $\text{CL} = 90\%$ . Z kolei zakres przekroju czynnego, z uwzględnieniem błędu systematycznego, oznaczono zielonymi liniami. Wykres wzięto z Ref. [H5].

Obecnie badania z wykorzystaniem detektora WASA są kontynuowane (z udziałem autorki referatu) w ośrodku naukowym GSI w Darmstadt (Niemcy) w celu poszukiwania stanów związanych  $\eta'$  z jądrami węgla (patrz Rozdz. 3.1).

### 2.3.2.4 Mój wkład w badania jąder etowych

Krakowska grupa badawcza, w której należę, opracowała metodę dającą duże szanse na odkrycie układu związanego mezonu z jądrami atomów helu. Badania te przeprowadzono w ramach międzynarodowej współpracy WASA-at-COSY w Centrum Badawczym Jülich w Niemczech z unikalną dokładnością przy użyciu chłodzonej wiązki protonowej i deuteronowej synchrotronu COSY oraz detektora WASA wraz z tarczą pelletową (patrz Rozdz. 2.3.2.3) oraz we współpracy z grupami teoretycznymi z Universidad de los Andes w Kolumbii i Nara Women's University w Japonii. Moje największe osiągnięcia w badaniach dotyczących jąder etowych zostały przedstawione w artykułach [H1-H7, H9, H10], których wyniki podsumowano w Rozdz. 2.3.2.3. Swój wkład w prowadzone badania przedstawiam poniżej.

Badania związane z tematyką jąder etowych rozpocząłam już na studiach

magisterskich dołączając do kolaboracji WASA-at-COSY. W ramach pracy magisterskiej analizowałam możliwość pomiaru jąder mezonowych  ${}^4\text{He-}\eta/{}^3\text{He-}\eta$  i  $\text{T-}\eta$  (kwaziswobodna produkcja) przy użyciu odpowiednio układów detekcyjnych WASA-at-COSY i COSY-TOF. Wynikiem pracy było pokazanie, iż oba układy detekcyjne pozwalają na poszukiwanie rozważanych stanów związanych z dużą akceptancją geometryczną.

W czasie studiów doktoranckich (jako stypendystka FNP w ramach projektu MPD z Zastosowań Fizyki Jądrowej i Innowacyjnych Technologii) kontynuowałam badania dotyczące poszukiwania jąder mezonowych  ${}^4\text{He-}\eta$  za pomocą układu detekcyjnego WASA-at-COSY. Byłam zaangażowana zarówno w pracę eksperymentalną, jak i analizę danych oraz symulacje Monte Carlo. Współkoordynowałam eksperyment dedykowany poszukiwaniu stanu związanego  ${}^4\text{He-}\eta$  w reakcji fuzji  $dd$ , biorąc aktywny udział w przygotowaniu i testach układu pomiarowego i akwizycji danych oraz w szychtach eksperymentalnych (monitorowanie przebiegu pomiarów). W ramach pracy doktorskiej, bazując na przygotowanych przeze mnie symulacjach Monte Carlo, przeprowadziłam badania zmierzonej w eksperymencie reakcji  $dd \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$  pod kątem poszukiwania układu związanego  ${}^4\text{He-}\eta$ , które przyniosły pierwsze doświadczalne oszacowanie górnej granicy całkowitego przekroju czynnego na produkcję i rozpad jądra mezonowego w tym procesie ( $\sigma_{upp}^{CL=90\%} \in (21,36)$  nb).

Przedstawione w tym autoreferacie prace [**H1-H7,H9,H10**] dotyczą moich badań wykonanych po doktoracie. Po doktoracie rozwinęłam badania opisane wyżej optymalizując analizę reakcji  $dd \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$  oraz przeprowadzając analizę kolejnego procesu  $dd \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$ , rozważając schemat produkcji i rozpadu jądra mezonowego pokazany w Rozdz. 2.3.2.2 i na Rys. 2.6. Wykonałam dedykowane symulacje Monte Carlo reakcji  $dd \rightarrow ({}^4\text{He-}\eta)_{bound} \rightarrow {}^3\text{He}N\pi$  w oparciu o opracowaną przeze mnie kinematykę procesu, uwzględniając rozkład pędu rezonansu  $N^*$  (Rys. 2.9, Ref. [65,66]). Symulacje obejmowały trzy etapy: (i) generację zdarzeń, (ii) symulację odpowiedzi detektora oraz (iii) rekonstrukcję danych dla warunków eksperymentalnych. Opracowałam i przeprowadziłam również symulacje reakcji stanowiących główne przyczynki tła tj.  $dd \rightarrow {}^3\text{He}N\pi$  oraz  $dd \rightarrow {}^3\text{He}N^*$ . Kolejno, dla danych eksperymentalnych bazując na wykonanych symulacjach MC, przeprowadziłam selekcję zdarzeń w celu wyznaczenia funkcji wzbudzenia dla obszaru bogatego w sygnał. Selekcja ta obejmowała identyfikację cząstek w kanałach wyjściowych  ${}^3\text{He}n\pi^0$  i  ${}^3\text{He}p\pi^-$  i wybór obszaru kinematycznego odpowiadającego produkcji hipotetycznych jąder etowych. Otrzymane funkcje wzbudzenia (skorygowane na wydajność i znormalizowane przez świetność wyznaczoną w oparciu o reakcję kwaziswobodnego rozpraszania  $pp$  [R81]) nie ujawniły struktury będącej sygnaturą istnienia stanu związanego. Pozwoliły jednak na wyznaczenie po raz pierwszy doświadczalnie górnych granic całkowitego przekroju czynnego na poziomie ufności 90% dla reakcji  $dd \rightarrow ({}^4\text{He-}\eta)_{bound} \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$  i  $dd \rightarrow ({}^4\text{He-}\eta)_{bound} \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$  uwzględniając relację izospinową między parami  $n\pi^0$  i  $p\pi^-$ . Górna granica wynosi odpowiednio od 2.5 do 3.5 nb i od 5 do 7.5 nb w przypadku pierwszej i drugiej reakcji [**H1**] wskazując na czterokrotnie większą czułość badania przekroju czynnego w porównaniu z wynikiem uzyskanym w poprzednim pomiarze WASA [R94]. Badania prowadziłam przy wsparciu grantu PRELUDIUM z Narodowego Centrum Nauki, który otrzymałam jako doktorantka i kontynuowałam po doktoracie.

Studia dotyczące poszukiwań stanów związanych  ${}^4\text{He}\text{-}\eta$  rozszerzyłam opracowując i przeprowadzając samodzielnie analizę porównawczą danych eksperymentalnych przedstawionych w Ref. [H1] z nowym modelem teoretycznym rozwiniętym przez grupę badawczą z Nara Women's University (Japonia). Badania fenomenologiczne przeprowadzone przez autorów Ref. [64] przyniosły pierwsze na świecie rozkłady przekrojów czynnych poniżej progu dla reakcji  $dd \rightarrow ({}^4\text{He}\text{-}\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}N\pi$  (patrz Rys. 2.10) dla różnych wartości parametrów potencjału optycznego  ${}^4\text{He}\text{-}\eta$ , będące alternatywą dla założonych we wcześniejszych analizach rozkładów Breita-Wignera opisujących sygnał stanu związanego. W wyniku analizy otrzymano górną granicę przekroju czynnego (CL=90%) na produkcję jądra etowego  ${}^4\text{He}\text{-}\eta$  w procesie  $dd \rightarrow {}^3\text{He}N\pi$  w przedziale od ok. 5.2 nb do ok. 7.5 nb [H2]. Co więcej, porównanie wyznaczonych eksperymentalnie górnych granic przekroju czynnego z teoretycznymi przekrojami czynnymi konwersji [64] pozwoliło na ograniczenie parametrów potencjału optycznego  ${}^4\text{He}\text{-}\eta$  ( $|V_0| < \sim 60$  MeV,  $|W_0| < \sim 7$  MeV), a tym samym wykluczenie większości przewidywań dla jąder mezonowych helu w ramach modelu optycznego (Rys. 2.15), wskazując na istnienie wąskich stanów związanych.

Prowadziłam także badania dedykowane poszukiwaniu stanów związanych  ${}^3\text{He}\text{-}\eta$  w eksperymencie na detektorze WASA, który samodzielnie koordynowałam, biorąc aktywny udział w przygotowaniach do pomiarów (przygotowanie i testy układu detekcyjnego, układu akwizycji danych, triggerów, programów do monitorowania danych pomiarowych) oraz ich przeprowadzeniu i monitorowaniu (udział w szychtach eksperymentalnych). Przed przystąpieniem do eksperymentu przeprowadziłam studia możliwości pomiarów jąder mezonowych  ${}^3\text{He}\text{-}\eta$  na detektorze WASA (symulacje Monte Carlo reakcji sygnału i głównych przyczynków tła), których wyniki zostały pokazane w projekcie pomiaru [I2] przedstawionym na walnym zebraniu komitetu naukowego COSY w Jülich (PAC Session No. 42 II/2013) i zaakceptowanym do realizacji. W wyniku przeprowadzonego eksperymentu zebrano największą do tej pory na świecie próbkę danych dla układu związanego  ${}^3\text{He}\text{-}\eta$ . Zebrane dane pozwoliły na analizę reakcji pod kątem poszukiwań jąder mezonowych, uwzględniając dwa możliwe mechanizmy rozpadu stanu związanego: poprzez wzbudzenie rezonansu  $N^*$  i jego rozpad do pary nukleon-pion oraz przez bezpośredni rozpad związanego mezonu  $\eta$  na  $2\gamma$  lub  $6\gamma$  (Rys. 2.6 i Rys. 2.7).

Analiza danych przy założeniu pierwszego mechanizmu, którą opracowałam koncepcyjnie, i w której przeprowadzeniu miałam znaczny udział (praca doktorska Pana Aleksandra Khreptaka pod moją opieką jako promotora pomocniczego) pozwoliła na wyznaczenie po raz pierwszy funkcji wzbudzenia dla procesu  $pd \rightarrow dp\pi^0$  wokół progu na produkcję mezonu  $\eta$  [H7]. Dedykowane symulacje MC dla sygnału, uwzględniające odpowiedź detektora, wykonano w oparciu o rozkład pędu  $N^*\text{-}d$  (Rys. 2.9) wyznaczony na podstawie modelu teoretycznego rozwiniętego przez grupę badawczą z Uniwersytetu Los Andes w Bogocie (Kolumbia) i opublikowanego w pracach [H3,H6], które powstały z moim udziałem. Symulacje posłużyły do ustalenia kryteriów selekcji danych eksperymentalnych, jak i wyznaczenia wydajności, która wraz ze świetlnością [P39] pozwoliła na odpowiednią korektę eksperymentalnych funkcji wzbudzenia. Przeprowadzona analiza danych zaowocowała wyznaczeniem górnej granicy przekroju czynnego na produkcję i rozpad jądra etowego w rozważanym procesie, która

waha się w zakresie od 13 do 24 nb w zależności od parametrów jądra mezonowego (Rys. 2.16). Otrzymany wynik nie wyklucza przewidywań jąder mezonowych dla długości rozpraszania  $a_{\eta N}$  z częścią rzeczywistą około 1 fm. [58, 90].

Mój wkład w publikacje [H3, H6] wiązał się z przygotowaniem i przeprowadzeniem symulacji MC reakcji  $pd \rightarrow dp\pi^0$  z uwzględnieniem wyznaczonych rozkładów pędów rezonansu  $N^*$ . Symulacje miały na celu wyznaczenie akceptancji geometrycznej detektora WASA na pomiar ww. procesu, jak i porównanie jej z akceptancją przy założeniu, iż rozkład pędu  $N^*$  opisany jest rozkładem pędu protonu w  ${}^3\text{He}$ . Przeprowadzona analiza pozwoliła na oszacowanie niepewności systematycznej (w pracy [H7]) wynikającej z założenia rozkładu pędu rezonansu  $N^*$ . Pokazano, iż ta niepewność stanowi największy wkład do błędu systematycznego wyznaczenia górnej granicy przekroju czynnego [H7].

Badanie drugiego mechanizmu rozpadu hipotetycznego jądra etowego tj. przez bezpośredni rozpad związanego mezonu  $\eta$ , prowadziłam we współpracy z grupą teoretyczną z Nara Women's University. Zaproponowałam tematykę pracy [H4] dotyczącą opisu nowego mechanizmu rozpadu jąder mezonowych, w ramach której wzięłam udział w rozwoju modelu teoretycznego (opis w Rozdz. 2.3.2.2). Obliczenia dostarczyły względnego rozkładu pędu  ${}^3\text{He}\text{-}\eta$  w układzie związanym, jak również stosunków rozgałęzień  $\eta \rightarrow 2\gamma$  i  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  w medium jądrowym dla różnych kombinacji parametrów potencjału optycznego. Opracowałam i przeprowadziłam także dedykowane symulacje Monte Carlo pod kątem studiowania możliwości badania zaproponowanego mechanizmu w eksperymencie WASA-at-COSY. W oparciu o rozwinięty model teoretyczny [H4] opracowałam w znacznym stopniu analizę danych eksperymentalnych reakcji  $pd \rightarrow ({}^3\text{He}\text{-}\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$  i  $pd \rightarrow ({}^3\text{He}\text{-}\eta)_{\text{bound}} \rightarrow {}^3\text{He}6\gamma$ , jak również wzięłam w niej aktywny udział (praca doktorska Pana Oleksandra Rundla pod moją opieką jako promotora pomocniczego). Rozkład pędu Fermiego dla związanego mezonu  $\eta$  wyznaczony w pracy [H4] (Rys. 2.11) został wykorzystany w symulacjach rozważanych procesów. W wyniku analizy otrzymano pierwsze na świecie funkcje wzbudzenia dla ww. reakcji. Mimo iż dla obu zmierzonych kanałów ujawniły one strukturę, która mogłaby być sygnaturą jądra etowego (dla  $\Gamma > 20$  MeV i  $B_s \in (0, 15)$  MeV) (Rys. 2.17), zawiera się ona w niepewności systematycznej, nie pozwalając tym samym na konkluzję, czy w rozpatrywanych procesach powstaje jądro etowe, czy nie. Wynikiem pracy jest więc wartość górnej granicy całkowitego przekroju czynnego (CL=90%) dla tworzenia jądra mezonowego  ${}^3\text{He}\text{-}\eta$  w badanych reakcjach, która zmienia się od 2 nb do 15 nb w zależności od parametrów stanu związanego [H5].

Pomimo iż przeprowadzone przeze mnie badania za pomocą układu detekcyjnego WASA-at-COSY nie dały możliwości zaobserwowania jąder etowych, pozwoliły na znaczącą poprawę dokładności badania przekroju czynnego na produkcje egzotycznego stanu związanego mezonu  $\eta$  w jądrze helu. Po raz pierwszy wyznaczono górne granice całkowitych przekrojów czynnych na produkcję stanów związanych  ${}^4\text{He}\text{-}\eta$  i  ${}^3\text{He}\text{-}\eta$  w zderzeniach  $dd$  i  $pd$  z uwzględnieniem różnych kanałów rozpadu. Analizy danych, które przeprowadziłam zostały podsumowane w przygotowanych przeze mnie pracach [H9, H10].

Opisaną wyżej aktywność realizowałam w dużej mierze podczas staży i pobytów naukowych w Centrum Badawczym Jülich (Forschungszentrum Jülich), Universidad de



los Andes w Kolumbii i Nara Women's University w Japonii.

Obecnie kontynuuję badania dotyczące jąder etowych, jako członek kolaboracji WASA-FRS, której celem są poszukiwania stanów związanych  $\eta'$  z jądrami węgla (patrz Rozdz. 3.1).

### 2.3.3 Badania dotyczące kaonowych układów związanych (atomy i jądra kaonowe)

Badania egzotycznej materii jądrowej w postaci układów związanych kaonów z jądrami atomowymi obejmują eksplorację atomów kaonowych i silnie związanych jąder kaonowych, zwanych również kaonowymi klastrami jądrowymi.

Atomy egzotyczne, w których elektron jest zastąpiony przez ujemnie naładowany mion ( $\mu^-$ ), pion ( $\pi^-$ ), kaon ( $K^-$ ), antyproton lub hiperon  $\Sigma$  związany kulombowsko z jądrem atomowym, zostały przewidziane już w latach 40' ubiegłego wieku [91, 92]. Z kolei pierwszych obserwacji promieniowania elektromagnetycznego (z zakresu promieniowania rentgenowskiego) pochodzących od atomów kaonowych dokonali Burleson et al. w 1965 r. [93], kilka lat po odkryciu atomów mionowych [94] i pionowych [95]. Od tej pory przeprowadzono wiele eksperymentów poświęconych badaniom atomów kaonowych między innymi kaonowego wodoru  $K^-H$ , (również helu, azotu, tlenu, węgla i innych cięższych pierwiastków) [96], które zaowocowały w pomiarzy obserwacji oddziaływania silnego takich jak przesunięcie oraz szerokość stanu podstawowego (1s)  $K^-H$  [97, 98]. Obecnie ogromnym wyzwaniem eksperymentalnym jest zmierzenie bardzo małego sygnału, który pozwoli na wyznaczenie po raz pierwszy obserwacji dla kaonowego deuteru reprezentujących najważniejsze informacje eksperymentalne, których brakuje w sektorze niskoenergetycznych oddziaływań antykaon-nukleon [96].

Istnienie związanych jąder kaonowych  $K^-pp$ , zostało po raz pierwszy zapostulowane przez prof. Wycecha ponad 30 lat temu [99]. Obecne badania teoretyczne, przeprowadzane bazując na różnych modelach (fenomenologicznych i chiralnych SU(3)), zaowocowały szerokim zakresem możliwych wartości energii wiązania kaonowych klastrów jądrowych, od kilku MeV aż do około 100 MeV [100–115]. Do tej pory jąder kaonowych poszukiwano w kilku eksperymentach [8, 116–119] m.in. w zderzeniach proton-proton, zderzeniach ciężkich jonów, jak i reakcjach indukowanych kaonami. Pierwszy i jedyny dotąd sygnał zinterpretowany jako pochodzący od klastra kaonowego  $K^-pp$  [113, 114] został niedawno zaobserwowany w pomiarze reakcji  ${}^3\text{He}(K^-, \Lambda p)n$  przeprowadzonym w centrum akceleratorowym J-PARC [8]. Cennych informacji na temat możliwości produkcji jąder kaonowych dostarczają obecnie prowadzone badania absorpcji  $K^-$  w medium jądrowym [H11,R42,R47].

Badanie atomów kaonowych, jak i procesów jedno- i kilkunukleonowej absorpcji kaonów  $K^-$  z możliwym tworzeniem klastrów kaonowych pozwala na studiowanie niskoenergetycznych oddziaływań kaon-nukleon/jądra atomowe, a co za tym idzie na wyznaczenie izospinowo zależnych amplitud rozpraszania antykaon-nukleon (na i poniżej progu  $\bar{K}N$ ). Mają one fundamentalne znaczenie dla zrozumienia niskoenergetycznego obszaru chromodynamiki kwantowej (QCD) w sektorze dziwności, a w konsekwencji, jednego z najważniejszych, ciągle nierozwiązanych, problemów fizyki hadronowej: łamanie

symetrii chiralnej nadającej masę otaczającej materii [120, 121]. Badania te mogą także wnieść wkład do astrofizyki, gdyż oddziaływanie kaonów w materii jądrowej może wpłynąć na modele opisujące strukturę i gęstość gwiazd neutronowych [122–124], w tym gwiazd podwójnych, uważanych za główne źródła fal grawitacyjnych.

Eksperymenty poświęcone badaniom atomów kaonowych, jak i procesów absorpcji kaonów na lekkich jądrach atomowych były i są prowadzone w Centrum Badawczym Laboratori Nazionali di Frascati we Włoszech z użyciem unikalnych niskoenergetycznych wiązek kaonów  $K^-$  dostarczanych przez elektronowo-pozytonowy zderzacz DAΦNE [125]. Prowadzony obecnie eksperyment SIDDHARTA-2, wykorzystujący ulepszony układ detekcyjny SIDDHARTA [126], ma na celu przede wszystkim bardzo dokładne zmierzenie wartości obserwabli kaonowego deuteru (przesunięcia i szerokości stanu podstawowego) z wykorzystaniem precyzyjnej spektroskopii rentgenowskiej. Z kolei dane zebrane przez kolaborację AMADEUS przy użyciu detektora KLOE [127] dają możliwość pierwszego dokładnego zbadania procesów absorpcji mezonów  $K^-$  w lekkich jądrach atomowych, co dostarcza informacji na temat dynamiki interakcji  $K^-$  z jednym i kilkoma nukleonami i możliwości tworzenia jąder kaonowych. Wyniki badań grup SIDDHARTA-2 i AMADEUS z zaznaczeniem mojego wkładu (prace [H8, H11]) zostały opisane w niniejszym rozdziale po przedstawieniu zarysu teoretycznego i statusu eksperymentów poświęconych badaniom kaonowych układów związanych.

### 2.3.3.1 Oddziaływanie $K^-$ -nukleon

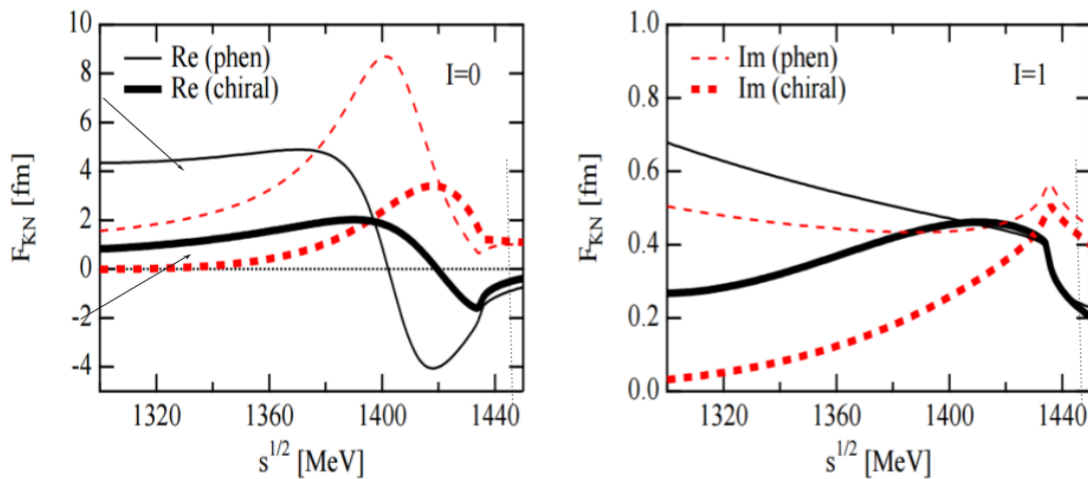
Mezony  $K^\pm$  zwane również kaonami, podobnie jak mezony  $\eta, \eta'$  (Rozdz. 2.3.2.1), należą do nonetu mezonów pseudoskalarnych. Cząstka  $K^-$  zbudowana z kwarków antygórnego i dziwnego ( $\bar{u}s$ ) i jej antycząstka  $K^+$  ( $u\bar{s}$ ) [27] żyją znacznie dłużej niż większość mezonów ( $\sim 1.24 \cdot 10^{-8}$ s) rozpadając się w wyniku oddziaływań elektroślabych głównie na miony i mezony  $\pi$  [27]. Masa naładowanego kaonu wynosi około 493.68 MeV [27], a precyzja jej wyznaczenia w stosunku do masy naładowanych pionów jest o jeden rząd wielkości gorsza, czego powodem jest znaczna rozbieżność wyników najnowszych i najbardziej precyzyjnych pomiarów [128, 129]. Eksperyment mający na celu bardzo precyzyjne wyznaczenie masy naładowanych kaonów poprzez pomiar energii przejść promieni X w atomach kaonowych jest planowany z wykorzystaniem stałych tarczy (np. ołowianej) oraz detektora germanowego HPGe w Laboratori Nazionali di Frascati we Włoszech [R32].

Oddziaływanie mezonów  $K^+$  i  $K^-$  z nukleonami jest bardzo różne ze względu na ich skład kwarkowy. Siła oddziaływania  $K^+N$  jest niewielka i zmienia się nieznacznie z energią. Dla niskich energii interakcja kaonów  $K^+$  zachodzi poprzez procesy elastyczne oraz wymiany ładunkowej. Proces rozpraszania  $K^+$ -nukleon można opisać w ramach rachunku zaburzeń (z ang. *perturbation approach*), co daje informacje na temat parametrów chiralnej teorii perturbacji SU(3) [130].

W przypadku mezonu  $K^-$ , ze względu na zawartość kwarków  $\bar{u}s$ , jego oddziaływanie z nukleonem jest zdominowane przez szerokie rezonanse  $\Lambda(1405)$  ( $I=0$ ) i  $\Sigma(1385)$  ( $I=1$ ) pojawiające się zaraz poniżej progu  $\bar{K}N$ . Ich obecność powoduje, iż oddziaływanie  $\bar{K}N$  jest przyciągające w dalekim obszarze podprogowym zaś odpychające na progu, co wykazały

pomiary długości rozpraszania  $a_{K-p}$  w eksperymencie SIDDHARTA [98]. Chiralna Teoria Perturbacji (ChPT), będąca Efektywną Teorią Pola (EFT) opisująca oddziaływania  $\pi N$ ,  $\pi\pi$  i NN w obszarze niskich energii [131, 132] nie może więc być stosowana do opisu dynamiki oddziaływania  $\bar{K}N$ .

Interakcje  $K^-$  z nukleonami rozważane są w ramach dwóch głównych podejść teoretycznych: modeli fenomenologicznych bazujących na oddziaływaniach  $\bar{K}N$  i NN [100–106] oraz chiralnych modeli unitarnych obejmujących nieperturbacyjną dynamikę SU(3) [107–115]. Dopasowanie tych modeli do istniejących danych reakcji rozpraszania [133] bardzo dobrze opisuje dynamikę  $\bar{K}N$  powyżej progu, jednak w ekstrapolacji amplitudy rozpraszania do obszaru podprogowego występuje duża niezgodność między modelami chiralnymi i fenomenologicznymi, co jest pokazane na Rys. 2.18 dla przykładu modeli wziętych odpowiednio z Ref. [115] i [101]. W przypadku podejścia chiralnego, w którym oddziaływanie  $\bar{K}N$  jest zależne od energii, przyciąganie kaon-nukleon jest słabsze niż to wynikające z niezależnych od energii potencjałów fenomenologicznych [133]. Prowadzi to do przeciwstawnych przewidywań odnośnie struktury rezonansu  $\Lambda(1405)$  ( $I=0$ ), jak i tworzenia jąder kaonowych.



Rysunek 2.18: Część rzeczywista (czarne linie ciągłe) i urojona (czerwone linie przerywane) amplitudy rozpraszania  $\bar{K}N$  dla  $I=0$  (lewy panel) i  $I=1$  (prawy panel) otrzymane dla modelu potencjału fenomenologicznego [101] oraz modelu chiralnego SU(3) [115]. Wykresy wzięto z Ref. [134].

Pomimo iż rezonans  $\Lambda(1405)$  został zaobserwowany w wielu eksperymentach, jego struktura i zachowanie w medium jądrowym są ciągle słabo znane. Kluczową kwestię stanowi wyjaśnienie jego masy, której nie można opisać w oparciu o prosty obraz trzykwarkowy (uds). Zgodnie z podejściem fenomenologicznym cząstka  $\Lambda(1405)$  jest silnie związanym układem  $\bar{K}N$  z masą, energią wiązania i szerokością odpowiednio około 1405 MeV/ $c^2$ , 30 MeV i 40 MeV/ $c^2$  [100, 101]. Z kolei modele chiralne przewidują, że  $\Lambda(1405)$  jest molekularnym stanem mezonowo-barionowym będącym wynikiem

superpozycji dwóch biegunów w macierzy rozpraszania: węższego sprzężonego głównie do kanału  $\bar{K}N$  oraz szerszego sprzężonego z kanałem  $\Sigma\pi$ . Położenia tych biegunów różnią się w zależności od zastosowanych modeli chiralnych, jak pokazano na Rys. 2.19. Biegun szerszy odpowiada stanowi o masie z zakresu 1410 - 1440 MeV/c<sup>2</sup>, zaś węższy stanowi o masie 1320 - 1440 MeV/c<sup>2</sup> [135].

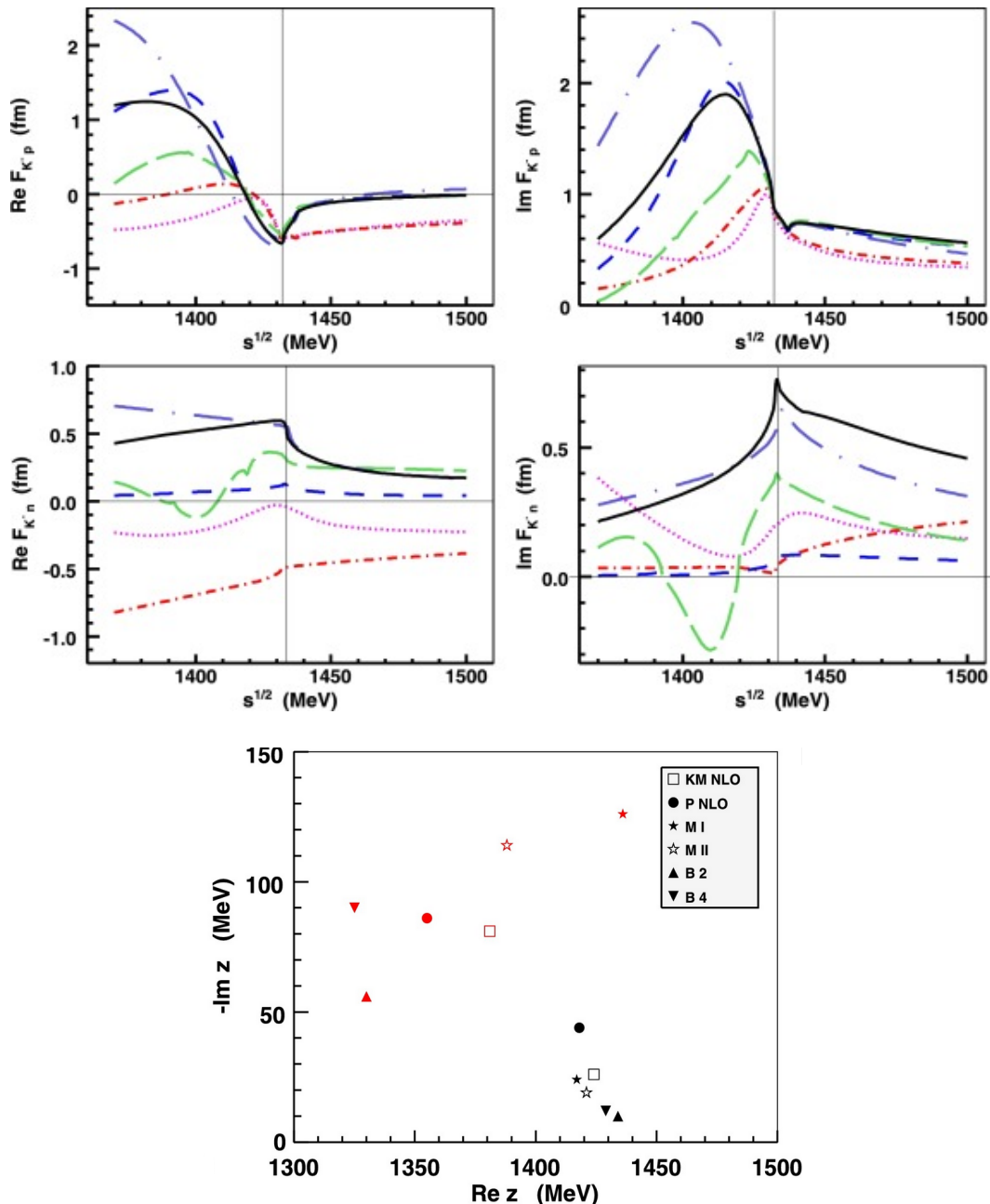
Dwa różne scenariusze opisujące strukturę  $\Lambda(1405)$  odzwierciedlają siłę oddziaływania  $\bar{K}N$ , tym samym rzutując na możliwość tworzenia kaonowych stanów związanych. Silne przyciąganie  $\bar{K}N$  wynikające z modeli fenomenologicznych prowadzi do przewidywań głęboko związanych klastrów kaonowych (energia wiązania do 100 MeV/c<sup>2</sup>), podczas gdy modele SU(3) przewidujące słabszą interakcję  $K^-N$ , postulują słabo związane jądra kaonowe.

Przeprowadzone niedawno badania korelacji  $K^-p$  w zderzeniach proton-proton w eksperymencie ALICE na LHC są zgodne z przewidywaniem sprzężonego charakteru oddziaływania  $\bar{K}N$  [136], co odpowiada za to, że kształt masy niezmienniczej  $(\Sigma\pi)^0$  zależy nie tylko od kanału rozpadu (interferencja izospinowa daje wkład do przekroju czynnego  $\Sigma^\pm\pi^\mp$  a zanika w przypadku  $\Sigma^0\pi^0$ ) ale również od kanału produkcji. Proces absorpcji  $\bar{K}N$  reprezentuje więc tzw. złoty kanał produkcji do badania bieguna  $\Lambda(1405)$  z wyższą masą. Eksperymentalne badania absorpcji  $K^-N$  (nad, na i pod progiem  $\bar{K}N$ ) są kluczowe dla weryfikacji istniejących modeli chiralnych (Rys. 2.19). Obecne obliczenia chiralne ograniczone jedynie przez pomiar  $a_{K^-p}$  kolaboracji SIDDHARTA [98] oraz pomiary elastycznych i nieelastycznych przekrojów czynnych ( $K^-p \rightarrow K^-p$ ,  $K^-p \rightarrow \Sigma^\pm\pi^\mp$ ,  $K^-p \rightarrow \Sigma^0\pi^0$ ,  $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0$ ), wykazują dużą rozbieżność w amplitudach rozpraszania w obszarze podprogowym dla I=0, jak i I=1, jak również na i nad progiem w przypadku kanału  $K^-n$ .

### 2.3.3.2 Atomy i jądra kaonowe - zarys teoretyczny

Atomy mezonowe, w tym kaonowe zostały przewidziane już w latach 1940 [91, 92] po tym jak Yukawa i Okayama wykazali, że wychwytywanie mezonów przez jądra atomowe następuje po ich zatrzymaniu w wyniku utraty ich energii na jonizację, a jego prawdopodobieństwo rośnie wraz z gęstością materiału [137].

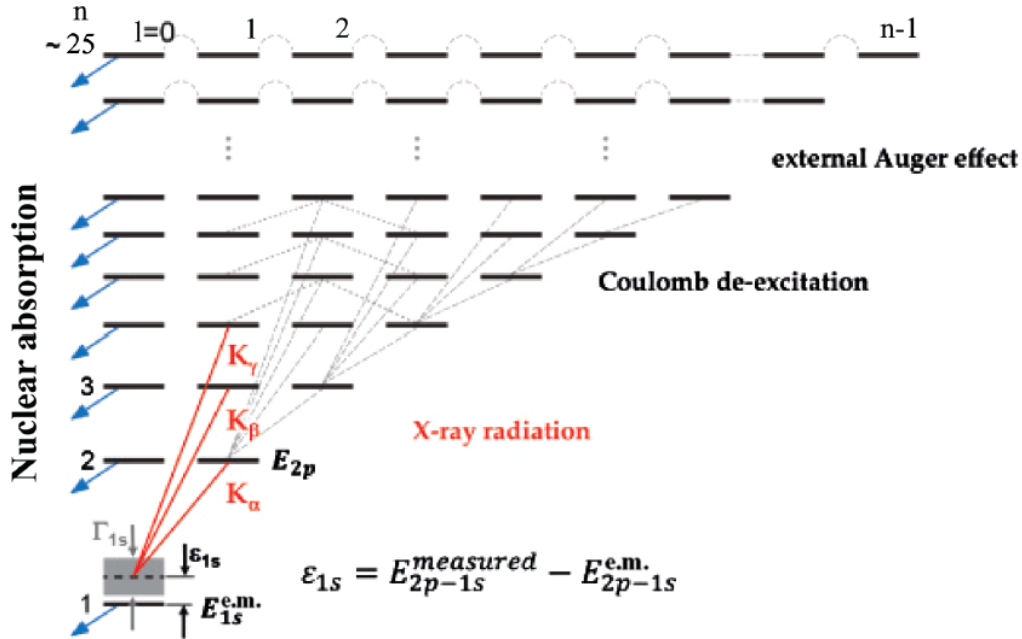
Atom kaonowy powstaje, gdy kaon  $K^-$  zatrzymany w tarczy zostaje wychwycony na zewnętrznej orbicie atomu, wybijając z niej elektron (przekrycie funkcji falowej kaonu z zewnętrzną orbitą atomu jest wtedy maksymalne). Wychwytywanie kaonu następuje w silnie wzbudzonym stanie kwantowym, ze względu na fakt, iż jego masa jest znacznie większa niż masa elektronu. Proces ten zależy m.in. od rodzaju pierwiastka, zakresu wartości głównej liczby kwantowej  $n$  i momentu pędu  $l$  [138]. Początkowa główna liczba kwantowa  $n$  atomu egzotycznego jest proporcjonalna do głównej liczby kwantowej najbardziej zewnętrznej powłoki elektronowej atomu ( $n_e$ ) i pierwiastka stosunku zredukowanej masy atomu kaonowego ( $\mu$ ) do masy elektronu ( $m_e$ ),  $n \sim \sqrt{\frac{\mu}{m_e}} n_e$  (dla kaonowego wodoru  $n=25$ ) [139]. Energie wiązania i promienie poszczególnych poziomów atomu kaonowego zgodnie z formułą Bohra są proporcjonalne odpowiednio do  $\mu$  i  $1/\mu$  (dla stanu 1s kaonowego wodoru wynoszą  $B_{1s} = 8.61 \text{ keV}$  i  $r_B = 81 \text{ fm}$ ) [140].



Rysunek 2.19: Amplitudy rozpraszania elastycznego  $K^-p$  (górny panel) i  $K^-n$  (środkowy panel) otrzymane dla modeli chiralnych: B2 (różowe kropki), B4 (czerwone kropki-kreski), MI (niebieskie kreski), MII (długie zielone kreski), PNLO (fioletowe kropki-kreski), KMNLO (czarna linia) i odpowiadające im położenie biegunów rezonansu  $\Lambda(1405)$  (dolny panel). Wykresy wzięto z Ref. [135].

Atom kaonowy doświadcza serii procesów deekscytacji (jak i emisji elektronów Auger'a), które doprowadzają go do stanu podstawowego. W wyniku tego emitowane jest promieniowanie  $\gamma$ , które przy przejściach do najniższych poziomów posiada energię

z zakresu rentgenowskiego. Taka kaskada kaonowa, przedstawiona schematycznie na Rys. 2.20 dla przykładu kaonowego wodoru, zachodzi aż do momentu absorpcji kaonu przez jądro atomowe. Dzięki temu, że czas życia kaonu jest znacznie dłuższy niż czas potrzebny na jego spowolnienie w materii jądrowej i proces deekscytacji, możliwy jest pomiar efektów silnego oddziaływania kaon-jądro atomowe [96]



Rysunek 2.20: Proces kaskadowy dla  $K^-H$ , począwszy od wychwytu kaonu w stanie bardzo zbudzonym, aż do stanu podstawowego  $1s$ , który jest przesunięty w wyniku oddziaływania silnego i poszerzony w wyniku jądrowej absorpcji kaonu przez proton. Wykresy wzięto z Ref. [96].

Nie wszystkie kaony mogą osiągnąć poziom podstawowy ze względu na zachodzenie innych procesów jak choćby efekt Starka, w wyniku którego następuje mieszanie poziomów o tej samej głównej liczbie kwantowej ( $i$  różnych  $l$ ) należących do różnych atomów. Pozwala to na absorpcję kaonu nawet z dalszej orbity. Efekt ten wzrasta wraz z gęstością materiału tarczy. Modele kaskadowe uwzględniające efekt mieszania Starka zostały wprowadzone przez autorów Ref. [141, 142].

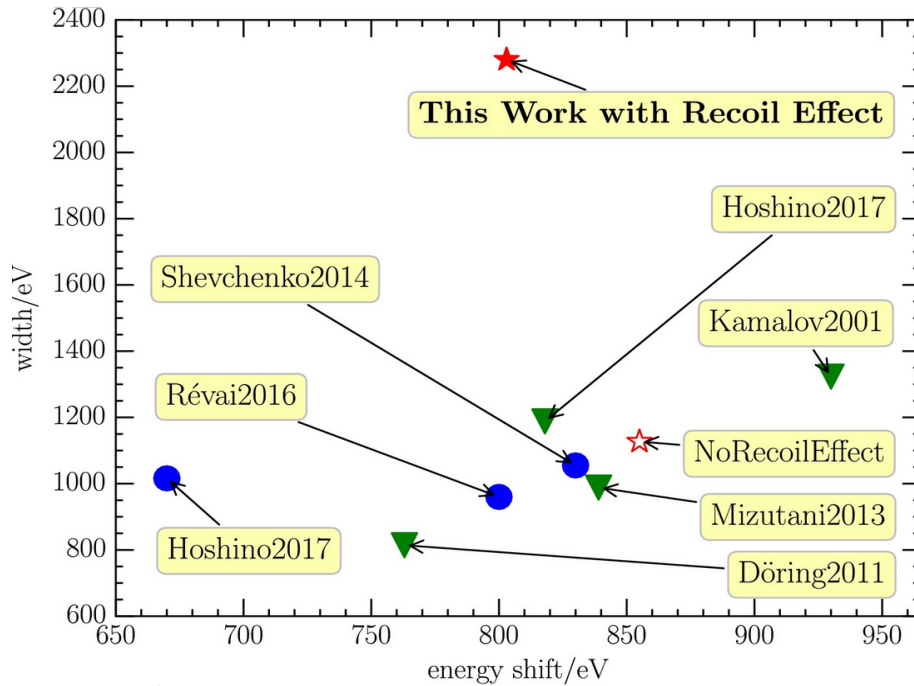
Kiedy kaon znajduje się wystarczająco blisko jądra atomowego, zaczyna z nim oddziaływać silnie, czego efektem jest przesunięcie poziomów energetycznych w stosunku do wartości wyznaczonych dla dobrze znanego oddziaływania elektromagnetycznego (dla którego poziomu energii można obliczyć z dokładnością do eV, rozwiązując równanie Kleina-Gordona) oraz ich poszerzenie (Rys. 2.20). Poszerzenie wynika z absorpcji kaonu przez jądro i implikuje ograniczony czas życia atomu kaonowego. Efekt przesunięcia i poszerzenia jest największy dla stanu podstawowego  $1s$ , zaś dla wyższych poziomów atomowych jest zaniedbywalny. Obserwablanymi oddziaływaniami silnych kaon - jądro atomowe są więc przesunięcie  $\epsilon_{1s}$  i poszerzenie stanu podstawowego  $\Gamma_{1s}$ . Przesunięcie  $\epsilon_{1s}$  jest różnicą energii przejścia  $2p \rightarrow 1s$  (linia  $K_\alpha$ ) zmierzonej eksperymentalnie i obliczonej dla oddziaływania czysto elektromagnetycznego ( $\epsilon_{1s} = E_{2p \rightarrow 1s}^m - E_{2p \rightarrow 1s}^{em}$ ).

Niezwykle istotnym dla zrozumienia oddziaływań  $K^-N$  jest precyzyjny pomiar przesunięcia i szerokości poziomu  $1s$  w najbliższych atomach kaonowych, tj. kaonowym wodorze ( $K^-H$ ) i kaonowym deuterze ( $K^-D$ ). Obserwable te pozwalają na wyznaczenie izospinowo zależnych długości rozpraszania antykaon-nukleon  $a_0$  ( $I=0$ ) i  $a_1$  ( $I=1$ ) bazując na formule Deser'a, która ma następującą postać:

$$\epsilon_{1s} + \frac{i}{2}\Gamma_{1s} = 2\alpha^3\mu^2 a_{K-X} [1 - 2\alpha\mu(\ln\alpha - 1)a_{K-X} + \dots], \quad (2.3)$$

gdzie  $a_{K-X}$  jest zespoloną długością rozpraszania  $K^-p$  lub  $K^-d$ ,  $\alpha$  - stałą struktury subtelnej,  $a_{K-p} = 1/2(a_0 + a_1)$ ,  $a_{K-n} = a_1$ ,  $a_{K-d} = \frac{4[m_N+m_K]}{2m_N+m_K} \frac{1}{2}(a_{K-p} + a_{K-n}) + C$  ( $C$  oznacza przyczynki wyższych rzędów).

Kolaboracja SIDDHARTA zmierzyła z dużą precyzją  $-\epsilon_{1s}$  i  $\Gamma_{1s}$  dla  $K^-H$  [98] (patrz Rozdz. 2.3.3.3). Z kolei do tej pory nie udało się zaobserwować sygnału pochodzącego od atomów  $K^-D$ . Przewidziane teoretycznie szerokości i przesunięcia stanu podstawowego kaonowego deuteru oscylują w granicach  $\epsilon_{1s} \in (-1100, -670)$  eV i  $\Gamma_{1s} \in (505, 2280)$  eV [96, 143]. Kilka z nich pokazano na Rys. 2.21, w tym wartości wyznaczone przez autorów Ref. [143] w oparciu o Hamiltonową Efektywną Teorię Pola (HEFT, z ang. *Hamiltonian Effective Field Theory*) z i bez uwzględnienia efektu odrzutu nukleonu w deuteronie.



Rysunek 2.21: Przesunięcie energii i poszerzenie stanu podstawowego dla atomu kaonowego deuteru otrzymane dla różnych modeli teoretycznych. Zielone trójkąty odpowiadają  $\epsilon_{1s}$ ,  $\Gamma_{1s}$  wyznaczonym z  $a_{K-d}$  na podstawie formuły Deser'a, zaś niebieskie kółka parametrom wyznaczonym bezpośrednio z rozwiązania równań Schrödingera. Gwiazdki oznaczają wyniki pracy [143] z oraz bez uwzględnienia efektu odrzutu. Wykres wzięto z Ref. [143].

Badania atomów kaonowych wykazały przyciągający charakter potencjału jądrowego dla mezonów  $K^-$  (patrz artykuł przeglądowy [121]), tym samym inicjując przewidywania dotyczące tworzenia hipotetycznych jąder kaonowych. Pierwsza praca teoretyczna z 1986 r. [99] wykazała bardzo silne wiązanie  $K^-$  (ok. 100 MeV) w ciężkich jądrach atomowych wynikające z obecności rezonansu  $\Lambda(1405)$  i małą szerokość stanów związanych. Głęboko związane i wąskie jądra kaonowe zostały później przewidziane dla lekkich jąder atomowych jak choćby He [100]. Silne oddziaływanie przyciągające w jądrze kaonowym zostało przypisane silnej interakcji  $K^-N$  w kanale z izospinem  $I=0$  generowanej przez rezonans  $\Lambda(1405)$  będący stanem związanym  $K^-p$ . Ten, jak i inne modele bazujące na (niezależnych od energii) potencjałach fenomenologicznych przewidują istnienie klastrów kaonowych  $K^-pp$  o energiach wiązania i szerokościach z zakresu odpowiednio  $B_s \in (40, 95)$  MeV i  $\Gamma \in (32, 110)$  MeV. Z kolei modele chiralne postulują słabiej związane klastry kaonowe z  $B_s \in (9, 50)$  MeV i  $\Gamma \in (16, 80)$  MeV [144]. Parametry jąder kaonowych zostały podsumowane w Tabeli 2.1 dla podejścia fenomenologicznego i chiralnego z wyszczególnieniem metod stosowanych w obliczeniach. Rozbieżność wartości energii wiązania i szerokości jąder kaonowych wynika zarówno z niepewności ekstrapolacji oddziaływania  $\bar{K}N$  do obszaru podprogowego (oddziaływanie  $\bar{K}N$  jest słabsze w przypadku modeli chiralnych, jak pokazano na Rys. 2.18), jak i wyboru metody obliczeniowej. Podsumowując, własności jąder kaonowych (energia wiązania i szerokość) związane są ze wciąż nieznaną strukturą  $\Lambda(1405)$  oraz, z bardziej ogólnego punktu widzenia, z modyfikacją oddziaływania  $\bar{K}N$  w medium jądrowym.

Referencja	$B_s$ [MeV]	$\Gamma$ [MeV]	Metoda	Potencjał
Yamazaki et al. (2002)	48	61	wariacyjna	fenomenologiczny
Shevchenko et al. (2007)	50-70	90-110	Faddeev'a	fenomenologiczny
Ikeda et al. (2007)	60-95	45-80	Faddeev'a	fenomenologiczny
Wycech et al. (2009)	40-80	40-85	wariacyjna	fenomenologiczny
Dote et al. (2017)	51	32	ccCSM	fenomenologiczny
Revai et al. (2014)	32/47-54	50-65	Faddeev'a	chiralny/fenomenologiczny
Barnea et al. (2012)	16	41	wariacyjna	chiralny
Dote et al. (2009)	17-23	40-70	wariacyjna	chiralny
Dote et al. (2018)	14-50	16-38	ccCSM	chiralny
Ikeda et al. (2010)	9-16	34-46	Faddeev'a	chiralny
Bayar et al. (2013)	15-30	75-80	Faddeev'a	chiralny
Sekihara et al. (2016)	15-20	70-80	Faddeev'a	chiralny

Tabela 2.1: Energie wiązania  $B_s$  i szerokości  $\Gamma$  klastrów kaonowych  $K^-pp$  otrzymane dla podejścia chiralnego i fenomenologicznego z użyciem metod: wariacyjnej, równań trzyciałowych Faddeev'a i kanałów sprzężonych ccCSM+Feshbach (szczegóły w pracy [144]). Tabela została przygotowana na podstawie Ref. [144].



Poszukiwanie kaonowych stanów związanych w reakcjach indukowanych przez niskoenergetycznych wiązki kaonowe idzie w parze z badaniem wielonukleonowych procesów absorpcji  $K^-$ , ponieważ nakładają się one w szerokim zakresie przestrzeni fazowej. Badanie procesów jedno i kilkunukleonowej absorpcji kaonu jest kluczowe dla nałożenia ograniczeń na modele teoretyczne przewidujące różne zależności amplitudy rozpraszania  $\bar{K}N$  poniżej progu, rzutujące na opis struktury rezonansu  $\Lambda(1405)$  a tym samym na wartości parametrów jąder kaonowych. Głębokość oddziaływania kaonów w materii jądrowej może z kolei wpłynąć na modele opisujące strukturę i gęstości gwiazd neutronowych [144].

### 2.3.3.3 Eksperymentalne badania atomów i jąder kaonowych

Pomiary atomów kaonowych, zwłaszcza z lekkimi pierwiastkami jak wodór, deuter czy hel, stanowią duże wyzwanie eksperymentalne, gdyż wymagają: (i) wytworzenia niskoenergetycznych wiązek kaonów  $K^-$ , które można zatrzymać w tarczy, (ii) budowy kriogenicznych tarcz gazowych o dużej gęstości (by prawdopodobieństwo wytworzenia atomu kaonowego było jak największe) oraz (iii) zastosowania bardzo czułych detektorów promieniowania rentgenowskiego o bardzo dobrej energetycznej i czasowej zdolności rozdzielczej.

Pierwsze eksperymenty dedykowane atomom kaonowym przeprowadzono w ośrodku akceleratorowym CERN i Laboratorium Rutherford'a w latach 1970-1980 [145–147] z użyciem ciekłych tarcz wodorowych i detektorów Si(Li) [96]. Ze względu na niską statystykę oraz duże tło (m.in. związane z efektem Starka w ciekłym wodrze), identyfikacja sygnałów pochodzących od przejść rentgenowskich w atomach kaonowych była bardzo utrudniona. W pomiarach zaobserwowano wzbudzenia, które przypisano liniom  $K_\alpha$  [145–147],  $K_\beta$  [146, 147],  $K_\gamma$  [146, 147] i  $K_\delta$  [147]. We wszystkich przypadkach otrzymano dodatnie przesunięcie poziomu podstawowego ( $K_\alpha$ ) w stosunku do obliczonej wartości elektromagnetycznej, co sugerowało, iż oddziaływanie kaonu z protonem na progu jest silnie przyciągające. Otrzymany wynik okazał się sprzeczny z wynikami analiz niskoenergetycznego rozpraszania  $K^-p$  [148, 149]. Ta zagadka kaonowego wodoru została rozwiązana dopiero w latach 1990 dzięki pomiarom przeprowadzonym z użyciem Protonowego Synchrotronu KEK w Japonii. W eksperymencie (E228, KpX) [6] po raz pierwszy zastosowano tarczę gazową, co pozwoliło na znaczną redukcję efektu Starka, zaś w celu identyfikacji i redukcji tła pochodzącego m.in. od pionów będących produktami absorpcji kaonów zastosowano szereg detektorów jak liczniki Czerenkow'a, wielodrutowe komory proporcjonalne (MWPC) czy hodoskopowe liczniki scyntylacyjne. W spektrum energii promieni X zaobserwowano dwa wyraźne wzbudzenia, pierwsze odpowiadający przejściu  $K_\alpha$  i drugie będące sumą wszystkich pozostałych przejść ( $K_\beta, K_\gamma, K_\delta, \dots$ ) [96]. Przesunięcie poziomu  $1s$  otrzymane dla kaonowego wodoru (ujemny znak), a tym samym długość rozpraszania  $\bar{K}N$ , są konsistentne z wynikami [148, 149], co potwierdza odpychającą naturę oddziaływania  $K^-p$  na progu.

Kolejne eksperymenty poświęcone badaniom atomów kaonowych, DEAR [97] i SIDDHARTA [98], zostały przeprowadzone w kompleksie akceleratorowym DAΦNE [125]

w Laboratori Nazionali di Frascati (LNF-INFN). DAΦNE stanowi unikalną w świecie aparaturę pozwalającą na produkcję niskoenergetycznych wiązek naładowanych kaonów poprzez rozpady mezonów  $\phi$  ( $\text{BR}(\phi \rightarrow K^+K^-)=48.9\%$ ), które z kolei produkowane są w zderzeniach przeciwbieżnych wiązek  $e^+e^-$ . Możliwość produkcji kaonów naładowanych z pędami ok. 127 MeV/c (rozpad cząstki  $\phi$  prawie w spoczynku) i rozmyciem pędowym  $< 0.1\%$  sprawia, iż wiązka  $K^-$  z DAΦNE jest idealna do pomiarów atomów kaonowych.

Układ detekcyjny DEAR składający się z systemu kriogenicznego tarczy i układu detektorów promieniowania X tzw. CCDs (z ang. *charged-coupled devices*) osadzonych w próżni oraz monitora kaonów pełniącego również funkcję detektora świetlności (szczegóły w Ref. [96]) został wykorzystany do pomiarów atomów kaonowych z użyciem gazowej tarczy wodorowej i azotowej [97]. Eksperyment pozwolił na obserwację przejść  $K_\alpha, K_\beta, K_\gamma$  i sumy pozostałych linii kaonowego wodoru, jak również linii pochodzących od atomów kaonowych pierwiastków tworzących układ detekcyjny, jak np. Fe, Ti, Zn, Au. Otrzymano wartości  $\epsilon_{1s}$  i  $\Gamma_{1s}$  dla kaonowego wodoru zgodne z wartościami eksperymentu KpX [6] w ramach ich niepewności  $2\sigma$ . W przypadku pomiaru kaonowego azotu zidentyfikowano trzy linie odpowiadające przejściom  $7 \rightarrow 6$ ,  $6 \rightarrow 5$  i  $5 \rightarrow 4$  i po raz pierwszy wyznaczono ich prawdopodobieństwa [150].

Kolaboracja SIDDHARTA wykorzystując niskoenergetyczną wiązkę kaonów dostarczaną przez DAΦNE oraz układ detekcyjny złożony z triggera kaonów, systemu kriogenicznego tarczy oraz układu krzemowych detektorów dryfowych (SDD, z ang. *silicon drift detector*) dokonała najbardziej precyzyjnego do tej pory pomiaru przesunięcia i szerokości linii  $K_\alpha$  kaonowego wodoru [96, 98]. Podczas eksperymentu 144 detektory SDD ułożone w 48 modułów (każdy zawierający 3 cele SDD), charakteryzujące się wysoką rozdzielczością energetyczną (ok. 160 eV (FWHM) dla energii 6 keV) oraz czasową (rzędu  $\mu s$ ), otaczały cylindryczną tarczę wypełnioną gazowym wodorem (o dużej gęstości), w której zatrzymywały się spowolnione uprzednio (poprzez zastosowanie materiału degradującego) kaony  $K^-$  tworząc atomy kaonowego wodoru. Detektor kaonów naładowanych (trigger) pozwalał na pomiar par  $K^-K^+$  w oparciu o koincydencję sygnałów z dwóch plastikowych scyntylatorów, z których jeden znajdował się nad a drugi pod punktem interakcji DAΦNE. Zastosowanie tzw. potrójnej koincydencji tj. koincydencji pomiędzy sygnałem promieniowania X z detektora SDD i skorelowaną parą  $K^-K^+$  pozwoliło na znaczną redukcję asynchronicznego tła a tym samym poprawienie stosunku sygnał/tło. Zmierzone spektrum energetyczne promieni X pokazano na Rys. 2.22 (lewy panel, b)). W celu wyznaczenia przesunięcia i poszerzenia poziomu podstawowego atomu  $K^-H$  jednocześnie dopasowano otrzymane widmo wodoru, jak i pierwsze w historii zmierzone widmo deuteru (Rys. 2.22, lewy panel, c)), które pozwoliło na określenie linii tła pochodzącego od kaonów wychwyconych w materiale układu. Przeprowadzona analiza dała możliwość wyraźnej obserwacji linii  $K_\alpha$  kaonowego wodoru (Rys. 2.22, lewy panel, a)) a tym samym wyznaczenie parametrów oddziaływania silnego  $K^-$ -proton z dużą dokładnością [98]:

$$\epsilon_{1s} = -283 \pm 36(stat) \pm 6(syst)eV, \quad (2.4)$$

$$\Gamma_{1s} = 541 \pm 89(stat) \pm 22(syst)eV. \quad (2.5)$$

Ten najbardziej dotąd precyzyjny pomiar atomu  $K^-H$  potwierdził odpychającą naturę oddziaływania silnego między kaonem i protonem, którą zaobserwowano we wcześniejszych eksperymentach [6, 97, 148, 149].

Grupa SIDDHARTA dokonała również pomiaru przejścia  $L_\alpha$  ( $3d \rightarrow 2p$ ) w atomach kaonowego helu używając gazowych tarcz  $^4He$  i  $^3He$ , jak pokazano na Rys. 2.22 b), c) i d) (prawy panel) [151–153]. Wyznaczono następujące parametry stanu  $2p$ :

$$K^-^4He : \epsilon_{2p} = 5 \pm 3(stat) \pm 4(syst)eV, \quad (2.6)$$

$$K^-^4He : \Gamma_{2p} = 14 \pm 8(stat) \pm 5(syst)eV, \quad (2.7)$$

$$K^-^3He : \epsilon_{2p} = -2 \pm 2(stat) \pm 4(syst)eV, \quad (2.8)$$

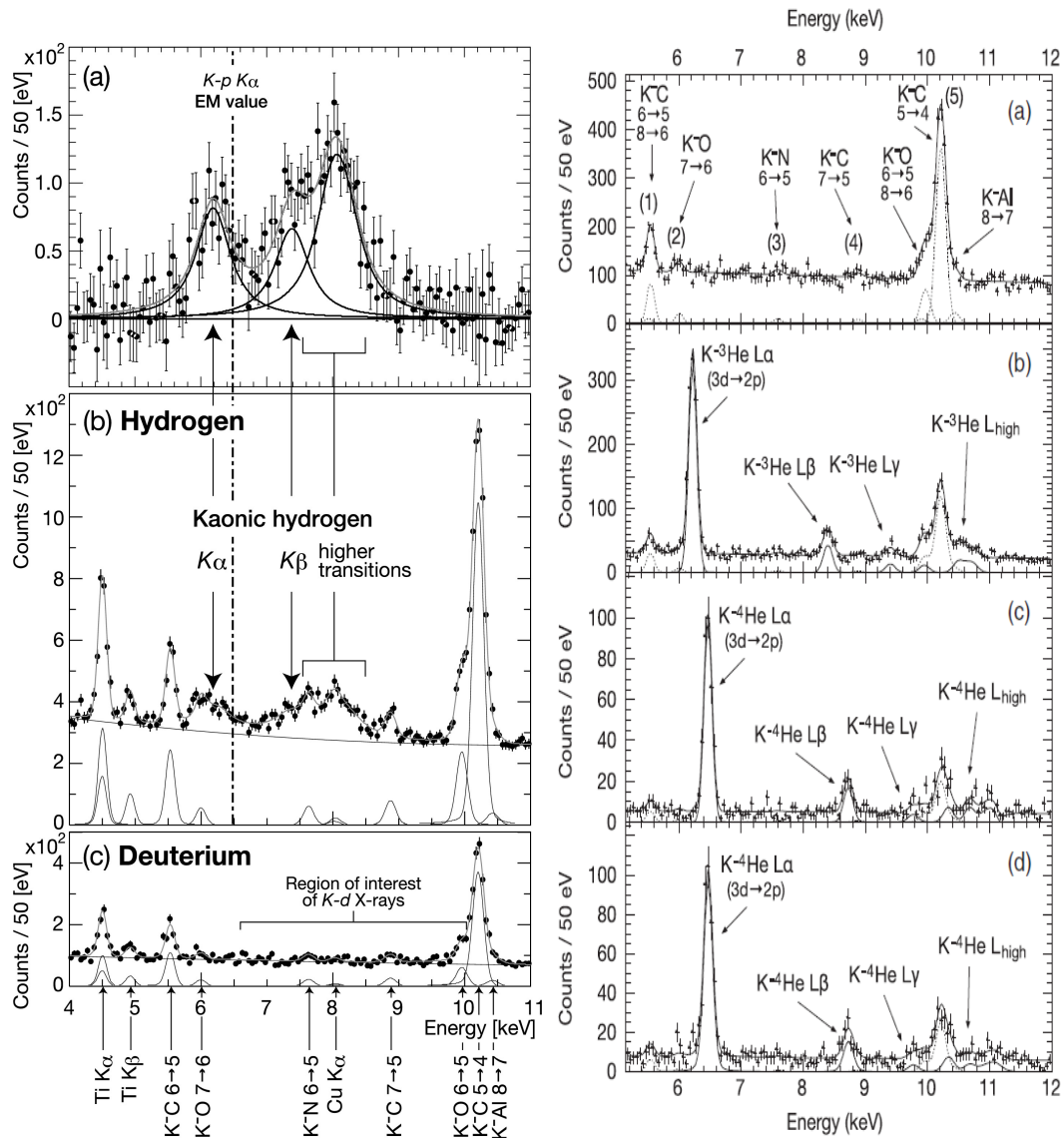
$$K^-^3He : \Gamma_{2p} = 6 \pm 6(stat) \pm 7(syst)eV. \quad (2.9)$$

Bardzo małe zmierzone przesunięcie poziomu  $2p$  w atomie  $K^-^4He$  spowodowane oddziaływaniem silnym (konsystentne z wynikiem otrzymanym w eksperymencie E570 w KEK-PS [154]) potwierdziło przewidywania teoretyczne bazujące na potencjałach fenomenologicznych [121] jak i chiralnych modelach  $SU(3)$  [155], jednocześnie wykluczając wcześniejsze pomiary przesunięć na poziomie około  $-40$  eV [156, 157]. Z kolei dla atomów  $K^-^3He$  po raz pierwszy w historii zmierzono widmo promieniowania X i wyznaczono eksperymentalnie parametry oddziaływania silnego.

Przy użyciu układu detekcyjnego SIDDHARTA wykonano pierwszy eksploracyjny eksperyment mający na celu pomiar serii przejść  $K$  dla kaonowego deuteru (Rys. 2.22, lewy panel, c). Zebrane dane nie ujawniły jednak struktur pochodzących od przejść w atomie  $K^-D$  ze względu na przewidywany bardzo mały oraz szeroki sygnał. Pozwoliły natomiast na wyznaczenie górnych granic prawdopodobieństwa (z ang. *yield*) dla serii przejść  $K$  oraz dla linii  $K_\alpha$ , które wynoszą odpowiednio 0.0143 i 0.0039 [159]. Jak wspomniano wcześniej, dane te wykorzystano również do oszacowania przyczynków tła w widmie rentgenowskim kaonowego wodoru [96, 98].

W 2019 r. na zderzaczu DAΦNE zainstalowano układ detekcyjny SIDDHARTA-2 [R20,R31], będący ulepszoną wersją detektora SIDDHARTA, mający na celu wykonanie pierwszego na świecie pomiaru przesunięcia i szerokości poziomu  $1s$  w atomach kaonowego deuteru z precyzją podobną do tej osiągniętej przez kolaborację SIDDHARTA dla kaonowego wodoru [98]. Taki pomiar stanowi duże wyzwanie, gdyż oczekiwany sygnał promieniowania X pochodzącego od atomów  $K^-D$  jest o rząd wielkości mniejszy niż sygnał od  $K^-H$ , a szerokość linii przejść  $K$  jest rzędu  $\sim 1$  keV. Nowy eksperyment ma więc na celu znaczne poprawienie stosunku sygnału do tła m.in. poprzez:

- zwiększenie kąta bryłowego wykorzystując (i) dedykowane krzemowe detektory dryfowe SDD (ze zintegrowanym wzmacniaczem z wykrywaniem ładunku CMOS



Rysunek 2.22: (panel lewy) Jednoczesne dopasowanie rozkładów energii promieniowania X zmierzonych dla wodoru (b) i deuteru (c) oraz widmo energii dla kaonowego wodoru po odjęciu tła (a). (panel prawy) Spektrum energii promieniowania X dla danych zebranych z użyciem gazowej tarczy deuteronowej (a), tarczy  $^3\text{He}$  (b) i tarczy  $^4\text{He}$  dla dwóch różnych gęstości gazu (c) i (d). Szczegóły znajdują się w Ref. [96]. Wykresy wzięto z Ref. [158].

- CUBE) [160] o doskonałej rozdzielczości energetycznej (140 eV dla energii fotonów 6 keV) i czasowej (czas dryfu 400 ns) [R14] upakowane gęsto wokół cylindrycznej tarczy kriogenicznej (384 cienkie ( $450 \mu\text{m}$ ) detektory SDD, każdy o powierzchni  $0.64 \text{ cm}^2$ , ułożone w 48 monolitycznych modułów, gdzie każdy zawiera  $2 \times 4$  kwadratowe cele SDD (szczegóły dotyczące charakterystyki detektorów krzemowych i ich kalibracji można znaleźć m.in. w Ref. [R14,R16,R17,R22,R23,P4]), i (ii) jednoczesne zmniejszenie odległości tarczy od punktu interakcji (IP) DAΦNE

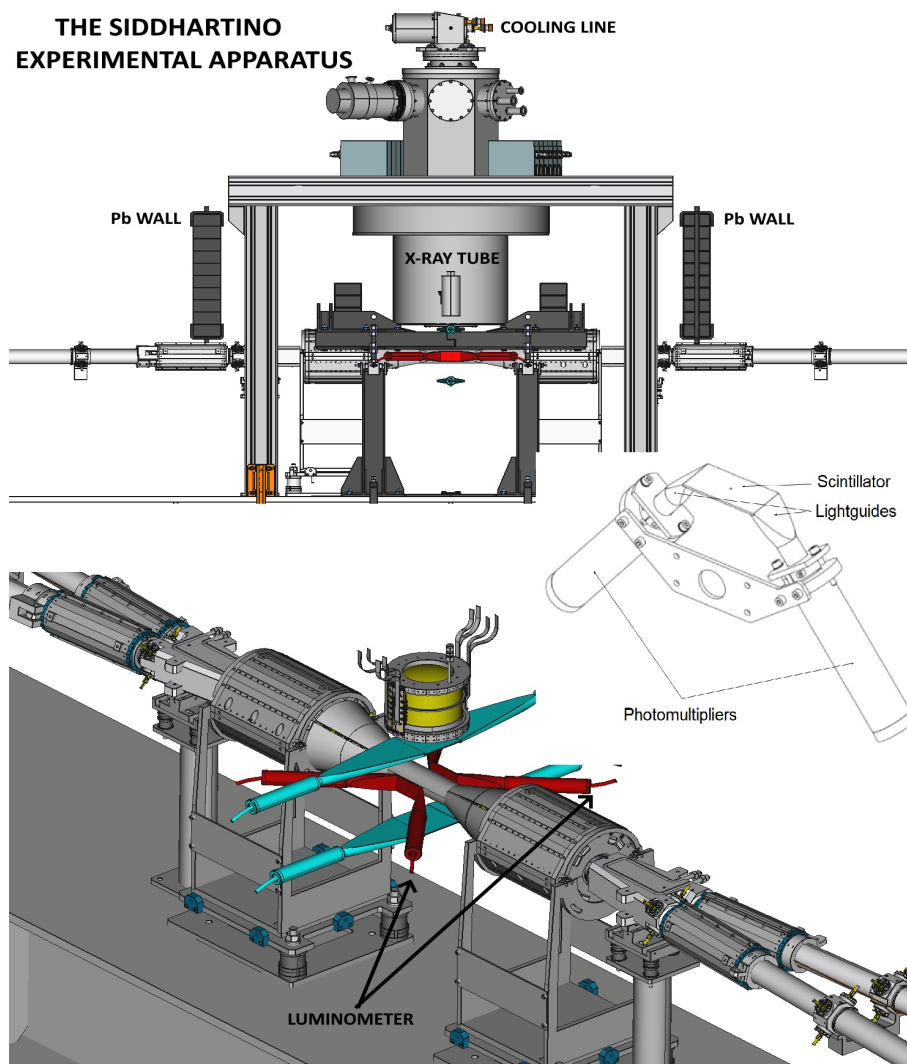
(w stosunku do układu detekcyjnego SIDDHARTA),

- użycie nowej kriogenicznej lekkiej komory tarczy w kształcie cylindra ( $\phi=144$  mm i  $h=125$  mm) wykonanej z wysokiej czystości aluminiowych prętów i Kaptonowych ścianek (o grubości  $125\mu m$ ) [R16], która wraz z otaczającymi ją detektorami SDD osadzona jest w komorze próżniowej (tarcza zostaje schłodzona do  $-145^\circ C$  przy ciśnieniu ok. 1.2 ba), i w której można przechowywać gazowy deuter o dużej gęstości (około 3% ciekłego deuteru (LD)); przepuszczalność promieniowania rentgenowskiego przez komorę tarczy wynosi ok. 85% przy energiach 7 keV.
- zastosowanie dodatkowego systemów Veto-1 [161] i Veto-2 [P37] w celu redukcji tła pochodzącego od procesów hadronowych, składających się odpowiednio z dwunastu par plastikowych scyntylatorów odczytywanych przez fotopowielacze (PM) ułożonych wokół tarczy po zewnętrznej stronie komory próżniowej i z płytek scyntylatorów plastikowych odczytywanych przez fotopowielacze krzemowe (SiMP) zainstalowanych wewnątrz komory próżniowej zaraz za detektorami SDD; system Veto-1 pozwala na odseparowanie zdarzeń odpowiadających kaonom zatrzymanym w materiale układu od przypadków, gdzie kaon zatrzymuje się w gazie, z kolei system Veto-2 pozwala na eliminację sygnałów pochodzących od cząstek naładowanych (głównie  $\pi$ ) powstałych w wyniku absorpcji jądrowej kaonów.
- użycie dwóch ołowianych bloków ekranujących w celu ochrony aparatury przed cząstkami, głównie MIPs (Minimum Ionizing Particles), powstającymi w pierścieniach DAΦNE głównie w efekcie Touschek'a [R16].

W skład układu detekcyjnego SIDDHARTA-2 wchodzi również wspomniany wcześniej trigger kaonów będący parą dwóch plastikowych scyntylatorów odczytywanych przez PM, jak i nowy detektor świetlności [H8]. Aparatura SIDDHARTA-2 została schematycznie przedstawiona na Rys. 2.23 (szczegóły można znaleźć w Ref. [H8,R12-R14,R17,R22,R23,P4,P37]).

Konfiguracja układu detekcyjnego SIDDHARTA-2 (przesunięcie tarczy bliżej punktu interakcji  $e^+e^-$ ) wymagała wyeliminowania starego detektora świetlności DAΦNE, a tym samym zbudowania nowego dedykowanego monitora świetlności (luminometru). Detektor ten oznaczony na Rys. 2.23 (kolor czerwony i schemat modułu) został zaprojektowany i wykonany na Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie [H8]. Jest on zbudowany z dwóch równoległych modułów detekcyjnych, które są zainstalowane po przeciwnych stronach rury wiązki DAΦNE, w płaszczyźnie kolizji (jedna strona odpowiada kierunkowi "boost'u", a druga "anty-boost'u" mezonu  $\phi$ ), co umożliwia pomiar par kaonów  $K^+K^-$  powstałych z rozpadu mezonu  $\phi$ , lecących w przeciwnych kierunkach. Każdy moduł składa się ze scyntylatora organicznego ( $80\times 40\times 2$ ) mm<sup>3</sup>, którego oba końce połączone są z szybkimi fotopowielaczami (PMT) za pomocą plastikowego światłowodu o długości 6 cm. Powierzchnie styku światłowód-scyntylator tworzą kąt  $38^\circ$ , aby wpasować się w geometrię układu SIDDHARTA-2.

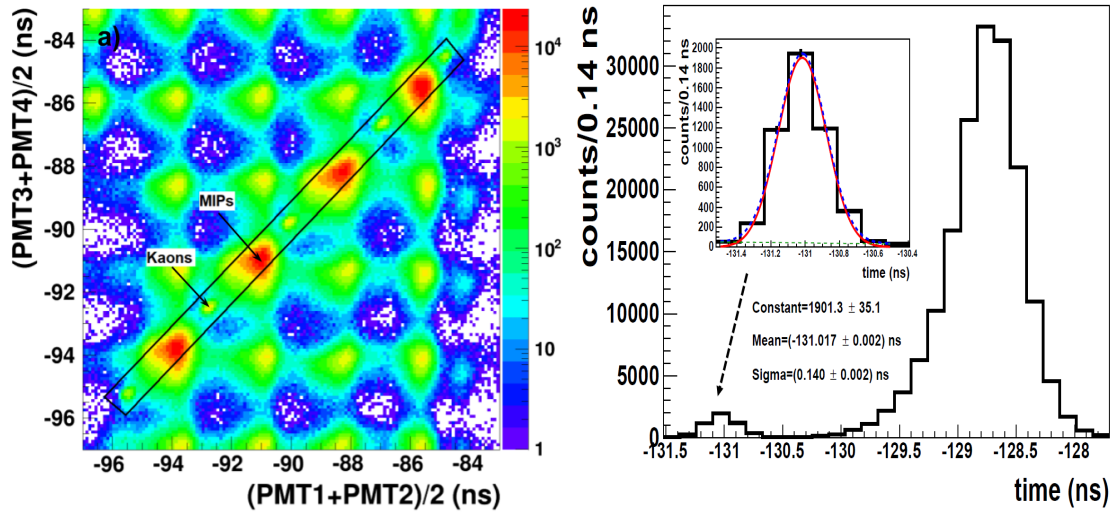
Detektor świetlności z dedykowanym układem akwizycji danych DAQ charakteryzuje się wysoką wydajnością i doskonałą rozdzielczością czasową, co czyni go idealnym



Rysunek 2.23: (panel górny) Schemat układu detekcyjnego SIDDHARTA-2/SIDDHARTINO zainstalowanego w punkcie interakcji (IP) zderzacza DAΦNE. (panel dolny) widok na tarczę, trigger kaonów (kolor niebieski), i detektor światłości (kolor czerwony) i schemat jednego z jego modułów. Schematy wzięto z Ref. [R16].

do precyzyjnego zliczania par  $K^\pm$ , a co za tym idzie do wyznaczania światłości, kluczowej dla określenia prawdopodobieństwa przejść w atomach kaonowego deuteru. Co więcej, monitor światłości pozwala na optymalizację optyki wiązki zderzacza DAΦNE dostarczając w czasie rzeczywistym stosunek liczby kaonów do cząstek MIPs. Odległość luminometru od punktu interakcji DAΦNE (7.2 cm) została zoptymalizowana w oparciu o czas przelotu kaonów  $K^-$  i cząstek MIPs, aby zapewnić możliwie najlepszą separację między tymi dwoma komponentami (Rys. 2.24 lewy panel).

Detektor światłości został przetestowany podczas fazy uruchamiania eksperymentu SIDDHARTA-2 na akceleratorze DAΦNE w 2020 r. Na podstawie próbki zebranych danych oszacowano średnią wartość światłości na  $(3.26 \pm 0.05(\text{stat.})_{-0.15}^{+0.17})$



Rysunek 2.24: (Lewy panel) Wykres 2D przedstawiający średnie czasy TDC dla sygnałów w koincydencji zarejestrowanych po stronie boost'u  $((\text{PMT1}+\text{PMT2})/2)$  i antyboost'u  $((\text{PMT3}+\text{PMT4})/2)$  punktu interakcji DAΦNE. (Prawy panel) Rzut na przekątną wykresu dwuwymiarowego przedstawionego na lewym panelu. Wykres wewnątrz ukazuje dopasowanie do wzmocnienia pochodzącego od kaonów (niebieska przerywana linia). Składowe sygnału (funkcja gaussa) i tła (wielomian drugiego stopnia) są oznaczone odpowiednio ciągłymi czerwonymi i przerywanymi zielonymi liniami. Rysunki wzięto z pracy [H8]

(syst.)) $\cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  rzutując dwuwymiarowe widmo średniego czasu TDC dla sygnałów w koincydencji zarejestrowanych przez moduł detektora zainstalowany po stronie boost'u i moduł po stronie antyboost'u (Rys. 2.24 lewy panel) na przekątną i wyodrębniając liczbę kaonów poprzez dopasowanie sygnału i tła jak pokazano w prawym panelu Rys. 2.24. Obecnie ta metoda stosowana jest do wyznaczania świetlności w czasie trwania eksperymentu SIDDHARTA-2 (monitoring online). Koncepcję monitora świetlności oraz jego charakterystykę laboratoryjną i pierwsze wyniki na DAΦNE przedstawiono w artykule [H8].

Przed pomiarem dedykowanym badaniom atomów kaonowego deuteru (podczas rozruchu akceleratora od stycznia do lipca 2021 r.) kolaboracja SIDDHARTA-2 przeprowadziła pilotażowy eksperyment SIDDHARTINO ze zredukowaną liczbą detektorów SDD używając jako tarczy gazowego  $^4\text{He}$  o różnych gęstościach. Głównym celem pomiaru była optymalizacja warunków pracy układu detekcyjnego oraz ocena poziomu tła. Eksperyment SIDDHARTINO pozwolił również na dużo precyzyjniejszy pomiar przesunięcia i szerokości linii  $L_\alpha$  w atomach kaonowego helu [R16] w porównaniu do pomiaru SIDDHARTA [152], jak i prawdopodobieństwa przejścia  $L_\alpha$  oraz stosunków  $L_\beta/L_\alpha$  i  $L_\gamma/L_\alpha$  [R4]. Dla próbki danych odpowiadającej świetlności  $26 \text{pb}^{-1}$  uzyskano przesunięcie i szerokość linii  $3d \rightarrow 2p$  [R16]:

$$K^{-4}\text{He} : \epsilon_{2p} = 0.2 \pm 2.5(stat) \pm 2(syst)eV, \quad (2.10)$$

$$K^{-4}\text{He} : \Gamma_{2p} = 8 \pm 10(stat)eV. \quad (2.11)$$

Przeprowadzenie pomiaru z helem po instalacji pełnej konfiguracji detektora SIDDHARTA-2 [R3,R12,R13] przyniosło jeszcze większą dokładność wyznaczenia parametrów dla linii  $L$ , jak również obserwacje linii  $M$  w kaonowym helu (artykuł w przygotowaniu). Co więcej, pozwoliło po raz pierwszy w historii wyznaczyć energie serii przejść w atomach kaonowych o pośrednich masach (O,C,N,Al) w dodatku z dużą precyzją [R3]. Kolaboracja SIDDHARTA-2 przeprowadziła również pomiary z tarczą neonową ( $125 \text{ pb}^{-1}$ ), których dane są obecnie analizowane. Na początku tego roku rozpoczęto pomiary z tarczą deuteronową o gęstości 1.4% LD, które będą kontynuowane przez kolejny rok. Do tej pory zebrano dane odpowiadające świetlności ok.  $200 \text{ pb}^{-1}$ , co stanowi 1/4 próbki, która według przeprowadzonych symulacji da możliwość obserwacji struktur pochodzących od przejść w atomie kaonowego deuteru.

Po zakończeniu pomiarów dedykowanych badaniom atomów  $K^-D$  kolaboracja SIDDHARTA-2 planuje przeprowadzenie kilku nowych eksperymentów, m.in. (i) pomiarów energii przejść promieni X w atomach kaonowych z wykorzystaniem stałych tarcz (Pb) i detektora germanowego HPGe w celu bardzo precyzyjnego wyznaczenia masy kaonu  $K^-$  [R32], (ii) pomiarów przejść radiacyjnych dla atomów kaonowych o średnich i dużych masach, przy użyciu detektorów CdZnTe o doskonałej rozdzielczości energetycznej [R2] i (iii) badania efektu rezonansu jądrowego E2 w atomie kaonowego molibdenu (KAMEO) [P1].

Pomiary dedykowane poszukiwaniom lekkich jąder kaonowych  $K^-pp$  zostały przeprowadzone przez kilka grup badawczych wykorzystujących różne podejścia eksperymentalne. Potencjalnych klastrów kaonowych poszukiwano w ich rozpadach do par  $\Lambda p$  i  $\Sigma^0 p$ .

Kolaboracja DISTO dokonała pomiaru kanału  $\Lambda p K^+$  w zderzeniu proton-proton i zaobserwowała strukturę dla  $T_p = 3.5 \text{ GeV}$  w spektrach masy brakującej  $K^+$  i masy niezmienniczej  $\Lambda p$ , która odpowiada energii wiązania ( $B_s$ ) oraz szerokości klastra kaonowego ( $\Gamma$ ) odpowiednio  $B_s = 103 \pm 3(stat.) \pm 5(syst.) \text{ MeV}$  i  $\Gamma = 118 \pm 8(stat.) \pm 10(syst.) \text{ MeV}$  [116]. Z kolei eksperyment HADES w GSI badający ten sam proces, nie ujawnił żadnej znaczącej struktury dla  $T_p = 3.5 \text{ GeV}$  [162], zaś wyznaczył górną granicę przekroju czynnego na produkcję stanu związanego  $KNN$  wykorzystując analizę fal parcjalnych stanu końcowego z uwzględnieniem rezonansowych i nierezonansowych procesów pośrednich prowadzących do powstania pary  $\Lambda K^+$ . Grupa OBELIX działająca w CERN analizując proces anihilacji antyproton- $^4\text{He}$  zarejestrowała pik w widmie masy niezmienniczej  $\Lambda p$  sugerujący głęboko związany klaster  $K^-pp$  z  $B_s = 160.9 \pm 4.9 \text{ MeV}$  i  $\Gamma < 24.4 \pm 8.0 \text{ MeV}$  (górną granicę  $\Gamma$  wyznaczono ze względu na niską rozdzielczość eksperymentalną). Eksperyment E27 w reakcji indukowanej pionami  $\pi^+ d \rightarrow K^+ X$  zaobserwował szerokie wzmocnienie w spektrum masy brakującej  $\Lambda p$  odpowiadające  $B_s = 95_{-17}^{+18}(stat)_{-21}^{+30}(syst) \text{ MeV}$  i  $\Gamma = 162_{-45}^{+87}(stat)_{-78}^{+66}(syst) \text{ MeV}$  [163], natomiast analiza reakcji

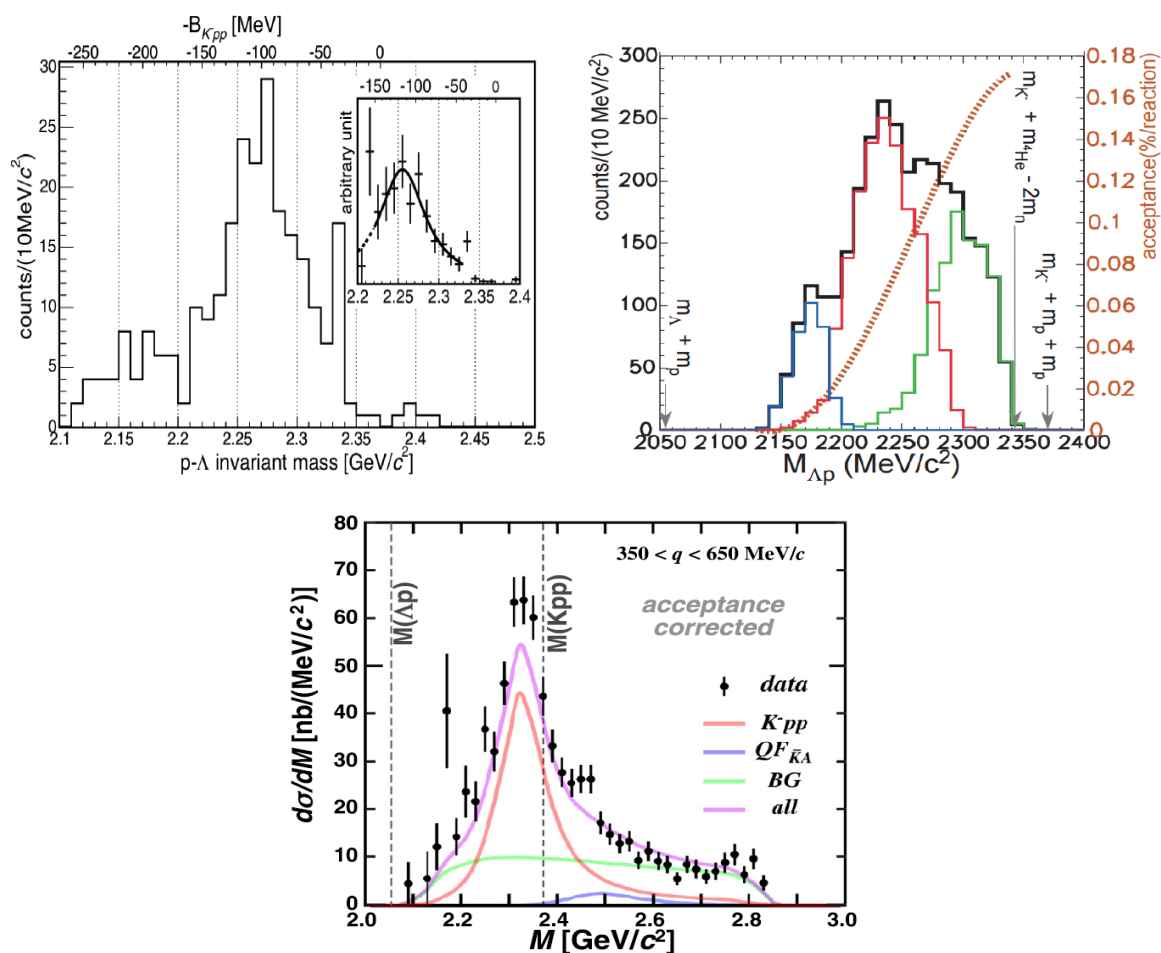


fotoprodukcji  $d(\gamma, K^+\pi^-)X$  przeprowadzona przez grupę LEPS/SPring-8 pozwoliła na wyznaczenie górnej granicy przekroju czynnego na produkcję  $K^-pp$  [164].

Wśród eksperymentów dedykowanych układom związanym  $K^-pp$  w reakcjach indukowanych kaonami  $K^-$  wyszczególnić można eksperymenty przeprowadzane na zderzaczu DAΦNE w LNF-INFN (FINUDA [117] i AMADEUS [165][R42]) oraz w ośrodkach akceleratorowych KEK-PS (E549 [118]) i J-PARC (E15 [8,166]). Kolaboracja FINUDA dokonała pomiaru z kaonami zatrzymywanymi w tarczach  ${}^6,7\text{Li}$  i  ${}^{12}\text{C}$ . W spektrum masy niezmienniczej  $m_{\Lambda p}$  wyznaczonej dla cząstek  $\Lambda$  i  $p$  lecących w przeciwnych kierunkach ( $\cos\theta_{\Lambda p} < -0.8$ ) zaobserwowano strukturę w okolicy ok.  $2.5 \text{ GeV}/c^2$  (Rys. 2.25 lewy górny panel), którą przypisano istnieniu jądra kaonowego [117] o parametrach  $B_s = 115_{-5}^{+6}(\text{stat.})_{-4}^{+3}(\text{syst.}) \text{ MeV}$  i  $\Gamma = 67_{-11}^{+14}(\text{stat.})_{-3}^{+2}(\text{syst.}) \text{ MeV}$ . W eksperymencie E549 w KEK przeprowadzonym z wykorzystaniem tarczy  ${}^4\text{He}$ , spektrum masy niezmienniczej  $\Lambda p$  ujawniło z kolei trzy główne komponenty: niskomasowy pochodzący od pionów, wysokomasowy interpretowany jako proces dwunukleonowej absorpcji (2NA) w He oraz w obszarze masy pośredniej interpretowany jako sygnał pochodzący od jądra kaonowego lub 2NA z następującym po niej procesem konwersji. Te trzy przyczynki zaznaczono na Rys. 2.25 (prawy górny panel) odpowiednio kolorami niebieskim, zielonym i czerwonym [118]. Eksperyment E15 został przeprowadzony dwukrotnie bombardując tarczę  ${}^3\text{He}$  wiązką  $K^-$  o pędzie  $1 \text{ GeV}/c$ . Analizę przeprowadzono wybierając zdarzenia  $\Lambda pn$  w oparciu o widmo masy brakującej neutronu, a następnie dopasowując jednocześnie spektra masy niezmienniczej  $m_{\Lambda p}$  i transferu pędu  $q_{\Lambda p}$  sumą funkcji sygnału pochodzącego od klastra  $K^-pp$  i tła. Wynikiem analizy pierwszego pomiaru [166] było zaobserwowanie sygnału, który mógłby odpowiadać jądrum kaonowym o energii wiązania i szerokości odpowiednio  $B_s = 15_{-8}^{+6}(\text{stat.}) \pm 12(\text{syst.}) \text{ MeV}$  i  $\Gamma = 110_{-17}^{+19}(\text{stat.}) \pm 27(\text{syst.}) \text{ MeV}$ . Podobny sygnał zaobserwowano w późniejszym pomiarze (kolor czerwony Rys. 2.25 dolny panel), który jednak ze względu na dużo większą statystykę zebranych danych dał możliwość dogłębszej analizy, która pozwoliła na znaczną redukcję tła (m.in. poprzez selekcję obszaru kinematycznego odpowiadającego zakresowi  $q_{\Lambda p} \in (0.35, 0.65) \text{ GeV}/c$ ). Sygnał ten jako pierwszy i jedyny do tej pory zinterpretowano jako pochodzący od jądra mezonowego  $K^-pp$  [8, 113, 114] z  $B_s = 47 \pm 3(\text{stat.})_{-6}^{+3}(\text{syst.}) \text{ MeV}$  i  $\Gamma = 115 \pm 7(\text{stat.})_{-20}^{+10}(\text{syst.}) \text{ MeV}$ .

Grupa AMADEUS od ponad dekady przeprowadza eksperymentalne badania procesów jedno- i kilkunukleonowej absorpcji niskoenergetycznych kaonów  $K^-$  w lekkich jądrach atomowych, pozwalające na lepsze zrozumienie oddziaływania mezon-barion przy niskich energiach, a tym samym na ograniczenie przewidywań teoretycznych dotyczących oddziaływania  $\bar{K}N$  poniżej progu, co z kolei rzutuje na opis struktury rezonansu  $\Lambda(1405)$  i tworzenia kaonowych stanów związanych [H11,R1,R42,R47] [165]. Prowadzone analizy opierają się na próbkach danych eksperymentalnych, odpowiadającej całkowitej świetlności  $1.74 \text{ fb}^{-1}$ , zebranej przy pomocy detektora KLOE [127] zainstalowanego na zderzaczu DAΦNE. Pomiar przeprowadzony przy użyciu unikalnej monochromatycznej wiązki kaonów o niskim pędzie pozwala na badanie absorpcji jądrowych  $K^-$  w lekkich pierwiastkach aktywnego materiału detektora KLOE takich jak wodór, hel czy węgiel, zarówno w spoczynku, jak i w locie.

Jedne z badań przeprowadzonych przez kolaborację AMADEUS skupiają się na



Rysunek 2.25: Spektrum masy niezmienniczej  $\Lambda p$  uzyskane w eksperymencie FINUDA na DAΦNE (lewy górny panel), w eksperymencie E549 w KEK (prawy górny panel) i w eksperymencie E15 (pomiar nr 2) w J-PARC (dolny panel). Rysunki wzięto z Ref. [8, 117, 118].

pomiarze procesów absorpcji  $K^-$  na dwóch lub więcej nukleonach, które odgrywają bardzo ważną rolę w określeniu potencjału optycznego  $K^-$ -jądro atomowe, a także wiążą się z poszukiwaniem kaonowych stanów związanych  $K^-pp$ . Potencjały optyczne  $K^-$ -jądro wyznaczone w oparciu o istniejące potencjały absorpcji jednonukleonowej  $K^-$  (1NA) i wyznaczone fenomenologicznie potencjały absorpcji wielonukleonowej (w oparciu o dane globalnej absorpcji w eksperymentach z komorami pęcherzykowymi [167]) nie odtwarzają danych atomów kaonowych wzdłuż układu okresowego elementów [168, 169]. Dlatego konieczne jest udoskonalenie modelu teoretycznego poprzez podanie pełnej charakterystyki procesów absorpcji, wyodrębniając poszczególne składowe, tj absorpcję dwu-, trzy- i czteronukleonową (2NA, 3NA i 4NA). Grupa AMADEUS dostarczyła pierwszej charakterystyki takich procesów dla absorpcji  $K^-$  w jądrach  $^{12}\text{C}$  badając kanały  $\Lambda(\Sigma^0)p$  [165][R42]. Przeprowadzono wyczerpującą analizę danych [R42] w oparciu o fenomenologiczny model wychwytu  $K^-$  na lekkich jądrach atomowych w spoczynku

i w locie [170]. W tym celu jednocześnie dopasowano spektra eksperymentalnej masy niezmienniczej  $m_{\Lambda p}$ , korelacji kątowej  $\cos(\Lambda p)$ , oraz pędów cząstek  $p_{\Lambda}$ ,  $p_p$  wysymulowanymi rozkładami procesów, takich jak proces produkcji  $\Sigma^0$  z rozpadem  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$  oraz dla 2NA: (i) proces kwasi-swobodny (QF), (ii) proces elastycznego oddziaływania w stanie końcowym (FSI) oraz (iii) nieelastyczny proces FSI ze względu na konwersję  $\Sigma N \rightarrow \Lambda N'$ ). Pozwoliło to na wyodrębnienie współczynników rozgałęzień (BR) dla procesów 2NA, 3NA i 4NA (bazując na procesach absorpcji  $K^-$  w spoczynku) oraz przekrojów czynnych (dla kaonów wychwyconych w locie) w stanach końcowych  $\Lambda p$  i  $\Sigma^0 p$ , które pokazano w tabeli 2.2. Wyznaczony globalny współczynnik rozgałęzień BR jest zgodny z tym otrzymanym we wcześniejszych eksperymentach [167].

Proces	Stosunek rozgałęzień (%)	$\sigma$ (mb)	@ $p_K$ (MeV/c)
2NA-QF $\Lambda p$	$0.25 \pm 0.02$ (stat.) $^{+0.01}_{-0.02}$ (syst.)	$2.8 \pm 0.3$ (stat.) $^{+0.1}_{-0.2}$ (syst.)	@ $128 \pm 29$
2NA-FSI $\Lambda p$	$6.2 \pm 1.4$ (stat.) $^{+0.5}_{-0.6}$ (syst.)	$69 \pm 15$ (stat.) $\pm 6$ (syst.)	@ $128 \pm 29$
2NA-QF $\Sigma^0 p$	$0.35 \pm 0.09$ (stat.) $^{+0.13}_{-0.06}$ (syst.)	$3.9 \pm 1.0$ (stat.) $^{+1.4}_{-0.7}$ (syst.)	@ $128 \pm 29$
2NA-FSI $\Sigma^0 p$	$7.2 \pm 2.2$ (stat.) $^{+4.2}_{-5.4}$ (syst.)	$80 \pm 25$ (stat.) $^{+46}_{-60}$ (syst.)	@ $128 \pm 29$
2NA-CONV $\Sigma / \Lambda$	$2.1 \pm 1.2$ (stat.) $^{+0.9}_{-0.5}$ (syst.)	-	-
3NA $\Lambda p n$	$1.4 \pm 0.2$ (stat.) $^{+0.1}_{-0.2}$ (syst.)	$15 \pm 2$ (stat.) $\pm 2$ (syst.)	@ $117 \pm 23$
3NA $\Sigma^0 p n$	$3.7 \pm 0.4$ (stat.) $^{+0.2}_{-0.4}$ (syst.)	$41 \pm 4$ (stat.) $^{+2}_{-5}$ (syst.)	@ $117 \pm 23$
4NA $\Lambda p n n$	$0.13 \pm 0.09$ (stat.) $^{+0.08}_{-0.07}$ (syst.)	-	-
Całk. $\Lambda(\Sigma^0)p$	$21 \pm 3$ (stat.) $^{+5}_{-6}$ (syst.)	-	-

Tabela 2.2: Stosunek rozgałęzień (dla wychwytu  $K^-$  w spoczynku) i przekrój czynny (dla wychwytu  $K^-$  w locie) dla kilkunukleonowych procesów absorpcji  $K^-$ . Tabelę wzięto z Ref. [R42].

Grupa AMADEUS wyznaczyła również po raz pierwszy całkowity BR dla absorpcji dwunukleonowej  $K^-$  w  $^{12}\text{C}$  wynoszący  $21.6 \pm 2.9$  (stat.)  $^{+4.4}_{-5.6}$  (syst.)% [R28] łącząc otrzymane BR dla procesów prowadzących do produkcji pary  $\Lambda p$  ( $16.1 \pm 2.9$  (stat.)  $^{+1.0}_{-0.9}$  (syst.)%) [R42] z komponentem odpowiadającym procesom bez  $\Lambda p$  w stanie końcowym ( $5.5 \pm 0.1$  (stat.)  $^{+1.0}_{-0.9}$  (syst.)%) [R28] (otrzymanym na podstawie informacji teoretycznych i eksperymentalnych [167, 171]). Przeprowadzone badania wykazały także, iż doświadczalny stosunek rozgałęzień dla kwaziswobodnej produkcji  $\Lambda p$  w reakcji 2NA jest mniejszy niż kwaziswobodnej produkcji  $\Sigma^0 p$ :  $R = \frac{\text{BR}(K^-(pp) \rightarrow \Lambda p)}{\text{BR}(K^-(pp) \rightarrow \Sigma^0 p)} = 0.7 \pm 0.2$  (stat.)  $^{+0.2}_{-0.3}$  (syst.), co wskazuje na dominację stanu końcowego  $\Sigma^0 p$  i jest sprzeczne z  $R' = 1.22$  otrzymanym dla przestrzeni fazowej. Wynik ten jest zgodny z przewidywaniami teoretycznymi zakładającymi dodatkowy efekt w medium jądrowym wynikający z zakazu Pauliego [171].

W celu zbadania w widmach  $\Lambda p$  przyczynku pochodzącego od układu związanego  $K^- pp$  autorzy [R42] powtórzyli analizę danych zakładając warunki pomiarowe jak w przypadku wspomnianego wcześniej eksperymentu FINUDA ( $\cos\theta_{\Lambda p} < -0.8$ ), który stwierdził obserwację jądra kaonowego. Dopasowanie widm  $\Lambda p$  z uwzględnieniem dodatkowego komponentu pochodzące od klastra  $K^- pp$  pokazało całkowite przekrycie się sygnału związanego z tworzeniem jądra kaonowego z procesem 2NA-QF [R42].

Oznacza to, że jeżeli nawet układ związany istnieje, nie jest możliwe odróżnienie go od dwunukleonowego procesu absorpcji.

Nowych eksperymentalnych ograniczeń dla oddziaływań silnych  $\bar{K}N$ , które wpływają na opis rezonansu  $\Lambda(1405)$  a tym samym możliwość tworzenia jąder kaonowych, dostarczają również przeprowadzone przez kolaborację AMADEUS badania procesów absorpcji jednonukleonowej  $K^-n$  i  $K^-p$ . Proces absorpcji  $K^-$  na pojedynczym nukleonie w  ${}^4\text{He}$ , tj.  $K^-n \rightarrow \Lambda\pi^-$  analizowano w celu zbadania nierezonansowego przyczynku w widmie masy niezmienniczej  $(\Sigma\pi)^0$ , którego eliminacja jest niezbędna do wyznaczenia kształtu i charakterystyk rezonansu  $\Lambda(1405)$ . Po raz pierwszy wyznaczono nierezonansową amplitudę przejścia poniżej progu  $\bar{K}N$ , opierając się na dobrze znanym procesie rezonansowej formacji  $\Sigma^-(1385)$  ( $I=1$ ). Wykonano wielowymiarowe dopasowanie widm eksperymentalnych  $\Lambda\pi^-$  dedykowanymi symulacjami Monte Carlo dla kontrybuujących procesów [170]. Moduł nierezonansowej amplitudy przejścia  $|A_{K^-n \rightarrow \Lambda\pi^-}| = (0.334 \pm 0.018 \text{ stat. } {}_{-0.058}^{+0.034} \text{ syst.}) \text{ fm}$  [R47] został wyznaczony ( $33 \pm 6$ ) MeV/ $c^2$  poniżej progu  $\bar{K}N$ , na co wpływ miała energia wiązania absorbującego neutronu, jak i energia odrzutu pary  $K^-n$  w stosunku do jądra  ${}^3\text{He}$ . Otrzymany wynik umożliwia przetestowanie (silnie zależnych od modelu) przewidywań chiralnych w obszarze podprogowym, co pozwoli na ograniczenie odpowiedniego tła nierezonansowego dla kanału z  $I=0$   $(\Sigma\pi)^0$ , a tym samym na zbadanie własności cząstki  $\Lambda(1405)$  i jąder kaonowych. Szczegóły dotyczące analizy danych przedstawiono w Ref. [R47].

Najnowsza analiza kolaboracji AMADEUS pozwoliła na niezależne wyznaczenie przekrojów czynnych dla procesów  $K^-p \rightarrow \Sigma^0\pi^0$  i  $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0$  dla pędu kaonu poniżej 100 MeV/ $c$  [H11], których brakuje w literaturze, a które stanowią kluczową informację dla nieperturbacyjnych modeli chiralnych SU(3). Do tej pory przekroje czynne  $K^-p \rightarrow \Sigma^0\pi^0$  w pobliżu progu zostały wyznaczone jedynie w eksperymentach z komorami pęcherzykowymi [172, 173], za pomocą pośrednich oszacowań stosując symetrię izospinową dla zmierzonej reakcji  $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0$ . Otrzymano trzy przekroje czynne dla średnich pędów kaonów  $p_K = 120, 160$  i  $200$  MeV/ $c$  z niepewnościami większymi niż 30% (niepewność dla  $p_K$  wynosi 12.5 MeV/ $c$ ).

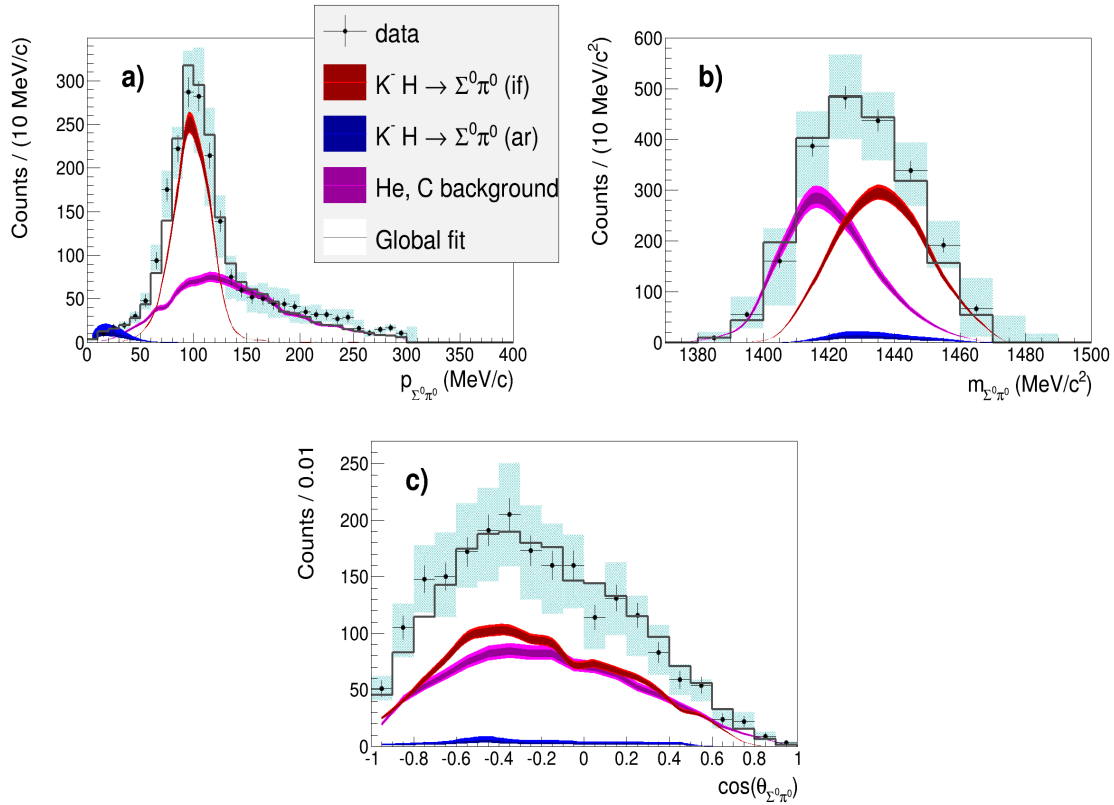
Grupa AMADEUS wykorzystała próbkę zdarzeń  $\Sigma^0\pi^0$  pochodzących z absorpcji  $K^-$  w gazie wypełniającym komorę dryfową KLOE (mieszanka isobutanu  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  i  ${}^4\text{He}$  w stosunku objętościowym 90% i 10%). W celu wyznaczenia przekroju czynnego dla procesów  $K^-p \rightarrow \Sigma^0\pi^0$  i  $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0$  dokonano selekcji zdarzeń odpowiadających absorpcji  $K^-$  w jądrach wodoru molekuly izobutanu w locie. Selekcja opierała się na kilku etapach opisanych w szczegółach w artykule [H11] i w Rozdz. 2.3.3.4, z których finalny obejmował jednoczesne dopasowanie wybranych widm eksperymentalnych za pomocą przyczynków odpowiadających różnym procesom fizycznym tj. absorpcji  $K^-H$  w locie stanowiącej sygnał oraz reakcjom tła takim jak absorpcja  $K^-H$  w spoczynku czy absorpcja w jądrze helu i węgla. W przypadku kanału  $\Sigma^0\pi^0$  dopasowano widma całkowitego pędu  $p_{\Sigma^0\pi^0}$ , masy niezmienniczej  $m_{\Sigma^0\pi^0}$  i korelacji kątowej  $\cos\theta_{\Sigma^0\pi^0}$ , jak pokazano na Rys. 2.26, zaś dla kanału  $\Lambda\pi^0$  spektra  $p_{\Sigma^0\pi^0}$ ,  $m_{\Sigma^0\pi^0}$  i pędów  $p_{\Sigma^0}$  i  $p_{\pi^0}$ . Po wyselekcjonowaniu sygnału otrzymano następujące przekroje czynne dla pędu kaonu ( $98 \pm 10$ ) MeV/ $c$  [H11]:

- $\sigma_{K^-p \rightarrow \Sigma^0\pi^0} = 42.8 \pm 1.5(\text{stat.}) {}_{-2.0}^{+2.4}(\text{syst.}) \text{ mb}$

$$\bullet \sigma_{K^-p \rightarrow \Lambda \pi^0} = 31.0 \pm 0.5(stat.)_{-1.2}^{+1.2}(syst.) \text{ mb}$$

Charakteryzują się one względnymi błędami o około rząd wielkości mniejszymi w porównaniu z wynikami badań przedstawionymi w Ref. [172,173]. Co więcej, zostały wyznaczone w wyniku dwóch jednoczesnych i niezależnych analiz dla najniższej do tej pory wartości pędu kaonu. Osiągnięta precyzja, bliskość progu  $\bar{K}N$  oraz mniejsze rozmycie pędowe  $p_{K^-}$  pozwolą niewątpliwie na poprawę dopasowań modeli teoretycznych. Pierwsza analiza wykorzystująca otrzymane wyniki przekrojów czynnych [H11] (jak i te opisane w Ref. [R47]) zaowocowała o 20% wyższą precyzją wyznaczenia pozycji rezonansu  $\Lambda(1405)$  [174].

Badania grup eksperymentalnych SIDDHARTA-2 [H8,R2,R3,R12,R13,R16,R32,P1] i AMADEUS [H11,R1,R42,R47] [165], dają duży wkład w badania amplitud rozpraszania  $K^-n$  i  $K^-p$  na progu, jak i w obszarze podprogowym  $\bar{K}N$ , co jest niezwykle istotne dla lepszego zrozumienia nieperturbacyjnej QCD w sektorze dziwności, prowadząc do rozwiązania długotrwałych problemów, począwszy od fizyki jądrowej aż do astrofizyki.



Rysunek 2.26: Wynik dopasowania  $p_{\Sigma^0\pi^0}$  (a),  $m_{\Sigma^0\pi^0}$  (b) i  $\cos\theta_{\Sigma^0\pi^0}$  (c). Dane eksperymentalne i dopowiadające im niepewności statystyczne oznaczono czarnymi krzyżykami, zaś niepewności systematyczne jasnoniebieskimi obszarami. Wkład pochodzący od różnych procesów fizycznych jest przedstawiony w postaci kolorowych histogramów, zgodnie z opisem w Ref. [H11]. Jasne i ciemne pasma odpowiadają odpowiednio błędom systematycznym i statystycznym. Szary rozkład odwzorowuje globalną funkcję dopasowania. Rysunki wzięto z Ref. [H11].

### 2.3.3.4 Mój wkład w badania kaonowych układów związanych

Badania dotyczące oddziaływań niskoenergetycznych kaonów z materią jądrową prowadzę od prawie 10 lat w ramach kolaboracji SIDDHARTA-2 i AMADEUS działających w Laboratori Nazionali di Frascati we Włoszech, skupiając się na eksperymentalnym badaniu atomów kaonowych, jak i eksplorowaniu procesów absorpcji  $K^-$ -nukleon/jądro atomowe rzutuujących na możliwość formacji jąder kaonowych. Moje największe osiągnięcia w tym obszarze badań zostały ujęte w pracach [H8,H11], których wyniki podsumowano w Rozdz. 2.3.3.3. Swój wkład w prowadzone badania przedstawiam poniżej.

W ramach badań realizowanych przez kolaborację SIDDHARTA-2 byłam zaangażowana w prace związane z unowocześnieniem istniejącego układu detekcyjnego SIDDHARTA [96, 98], w celu wykonania pierwszego w historii niezwykle precyzyjnego pomiaru atomu kaonowego deuteru. Brałam udział w przygotowaniu i testowaniu systemu detektorów (detektory SDD, systemy veto, trigger kaonów, detektor świetlności - szczegóły w Rozdz. 2.3.3.3), instalacji układu pomiarowego na zderzacz DAΦNE oraz jego optymalizacji we wstępnej fazie eksperymentu. W szczególności byłam odpowiedzialna za budowę, testy i implementację nowego dedykowanego układu detekcyjnego do pomiaru świetlności (monitorowania wiązki) bazującego na plastikowych detektorach scyntylicyjnych [H8], który został opisany w Rozdz. 2.3.3.3 i pokazany na Rys. 2.23. Wyznaczanie świetlności w eksperymencie SIDDHARTA-2 jest kluczowe dla określenia prawdopodobieństwa przejść w atomach kaonowych.

Projekt detektora świetlności został opracowany przeze mnie, a urządzenie wykonano w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie pod moim kierownictwem. Detektor skonstruowano biorąc pod uwagę ograniczenia geometryczne układu pomiarowego SIDDHARTA-2 przy jednoczesnym zachowaniu jak największej akceptancji pomiaru skorelowanych par  $K^+K^-$  emitowanych w wyniku rozpadu mezonu  $\phi$ . Przed integracją z aparatem SIDDHARTA-2 uczestniczyłam w szeregu testów laboratoryjnych. Miały one na celu m.in. optymalizację wartości napięcia na fotopowielaczach dla uzyskania najlepszej rozdzielczości czasowej dla każdego z modułów. Wyznaczono również wydajności każdego z modułów, które wahają się od około 96% do 99%, i które wraz z uzyskaną rozdzielczością  $t_{MT} \sim 140$  ps ( $\sigma$ ) potwierdzają, iż proponowane urządzenie może być z powodzeniem stosowane do wyznaczania świetlności w eksperymencie SIDDHARTA-2. Kolejno brałam aktywny udział w instalacji modułów monitora świetlności na wiązce akceleratora DAΦNE, a następnie w jego integracji z dedykowanym układem akwizycji danych DAQ. Układ DAQ został przygotowany tak, aby rejestrować koincydencje sygnałów z fotopowielaczy każdego z modułów, jak i koincydencje sygnałów z dwóch modułów detektora, które z kolei są ustawiane w koincydencji z sygnałem RF/4, gdzie RF (368.7 MHz) to częstotliwość radiowa sygnału z DAΦNE reprezentująca precyzyjny zegar czasu kolizji  $e^+e^-$ . Dzięki temu możliwy jest pomiar częstotliwości koincydencji sygnałów z detektora świetlności w funkcji czasu w układzie odniesienia DAΦNE, co jest niezwykle istotne przede wszystkim podczas monitorowania pomiarów w czasie trwania eksperymentu. Pozwala to m.in. na optymalizację optyki wiązki zderzacza DAΦNE dostarczając w czasie rzeczywistym

stosunek liczby kaonów do czastek MIPs.

Testowe pomiary z układem detekcyjnym do monitorowania świetlności, które koordynowałam, przeprowadzono podczas fazy uruchamiania eksperymentu SIDDHARTA-2. W oparciu o dane zebrane przeprowadziłam samodzielnie analizę mającą na celu wyznaczenie świetlności. Opracowałam metodę pozwalającą na efektywną separację kaonów od tła (Rys. 2.24) i wyznaczyłam średnią świetlność dla przeprowadzonego pomiaru z uwzględnieniem niepewności systematycznej (Rozdz. 2.3.3.3). Wynosi ona  $(3.26 \pm 0.05(\text{stat.})_{-0.15}^{+0.17}(\text{syst.})) \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Rozwinięta metoda wyznaczania świetlności została zaimplementowana przeze mnie w programie, który służy do monitorowania świetlności w czasie rzeczywistym eksperymentu SIDDHARTA-2 (online). Szczegóły dotyczące analizy danych, budowy, testów i charakterystyki detektora świetlności oraz logiki zintegrowanego systemu DAQ zostały opisane w pracy [H8].

Detektor świetlności został z powodzeniem wykorzystany do pomiaru świetlności w eksperymencie pilotażowym z użyciem układu SIDDHARTINO [R16], jak i późniejszych pomiarach SIDDHARTA-2 [R3,R12,R13] (uzyskane wyniki przedstawiono w Rozdz. 2.3.3.3). Co więcej, autorzy Ref. [R2] pokazali, iż monitor świetlności można zastosować jako trigger (znaczna redukcja tła pochodzącego od czastek MIPs) w pomiarach atomów kaonowych o średnich i dużych masach planowanych z użyciem detektorów CdZnTe o doskonałej rozdzielczości energetycznej. Podobnie, w planowanych precyzyjnych pomiarach masy kaonu  $K^-$  [R32] (przez pomiar przejść promieni X w atomach kaonowych w stałych tarczach), jak i badaniu efektu rezonansu jądrowego E2 w atomie kaonowego molibdenu [P1] detektor świetlności ma pełnić funkcję triggera dla detektora germanowego HPGe.

W ramach pracy w kolaboracji SIDDHARTA-2 brałam również udział w rozwijaniu dedykowanych symulacji Monte Carlo w celu optymalizacji układu detekcyjnego na pomiar atomów kaonowego deuteru oraz analizie danych eksperymentalnych. Uczestniczyłam w szychtach pomiarowych w BTF (beam test facility), podczas fazy uruchamiania eksperymentu, w czasie eksperymentu pilotażowego SIDDHARTINO, jak i eksperymentu SIDDHARTA-2. Planuję udział w kolejnych pomiarach SIDDHARTA-2, które rozpoczną się we wrześniu tego roku i będą kontynuowane w 2024 r.

W ramach aktywności w grupie AMADEUS brałam udział w badaniach eksperymentalnych niskoenergetycznej absorpcji kaonów w lekkich jądrach atomowych, które pozwalają na lepsze zrozumienie oddziaływania  $\bar{K}N$  w obszarze podprogowym, a w konsekwencji własności rezonansu barionowego  $\Lambda(1405)$  i klastrów kaonowych. Wyniki tych badań przedstawiono w Ref. [H11,R42,R47] oraz podsumowano w Ref. [R1] i Rozdz. 2.3.3.3.

Badania przeprowadzono bazując na danych zebranych za pomocą układu detekcyjnego KLOE (opis w Rozdz. 2.3.3.3). Dzięki doskonałej jakości niskoenergetycznej wiązki  $K^-$  dostarczonej przez zderzacz DAΦNE oraz wysokiej akceptancji detektora KLOE możliwe było uzyskanie unikalnych wyników pozwalających na wprowadzenie nowych eksperymentalnych ograniczeń na oddziaływanie silne kaon-nukleon przy niskich energiach, co jest kluczowe dla weryfikacji istniejących modeli teoretycznych.

Mój udział w badaniach przedstawionych w pracach [R42,R47] (Rozdz. 2.3.3.3) dotyczył przede wszystkim pracy koncepcyjnej, dyskusji nad stosowanymi metodami analiz danych pomiarowych i symulacji Monte Carlo, jak i interpretacji otrzymanych wyników. Z kolei w przypadku badań przedstawionych w artykule [H11] opracowałam i przeprowadziłam pełną analizę reakcji  $K^-p \rightarrow \Sigma^0\pi^0$  i  $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0$  w celu wyznaczenia po raz pierwszy na świecie ich przekrojów czynnych dla pędu kaonów poniżej 100 MeV/c, które stanowią fundamentalny wkład do modeli nieperturbacyjnej QCD. Przygotowałam i przeprowadziłam dedykowane symulacje Monte Carlo (MC) dla wszystkich możliwych procesów absorpcji  $K^-$  w gazie wypełniającym komorę dryfową (DC) detektora KLOE, które mogą produkować pary  $\Sigma^0\pi^0$  i  $\Lambda\pi^0$  w stanie końcowym z uwzględnieniem odpowiednich modeli teoretycznych [170, 175]. Przeprowadzenie symulacji obejmowało: (i) generację zdarzeń, (ii) symulację odpowiedzi detektora, (iii) rekonstrukcję danych dla warunków eksperymentalnych. Symulacje MC pozwoliły na optymalizację warunków selekcji w danych eksperymentalnych mającej na celu oddzielenie procesów sygnału (absorpcje  $K^- + H \rightarrow \Sigma^0/\Lambda + \pi^0$  w locie) od konkurencyjnych reakcji tła. Następnie dokonałam selekcji zdarzeń w danych eksperymentalnych w celu rekonstrukcji i identyfikacji cząstek w stanie końcowym: skorelowanych par  $\Sigma^0\pi^0$  i  $\Lambda\pi^0$ , stosując szereg kryteriów i cięć kinematycznych. Cięcia zostały zoptymalizowane tak, aby zmaksymalizować stosunek sygnał/tło, przy jednoczesnym zachowaniu wystarczających statystyk zdarzeń  $\Sigma^0\pi^0$  ( $\Lambda\pi^0$ ) pochodzących z absorpcji  $K^-$  w helu i węgla (w przypadku znikomej liczby zdarzeń  $K^-He$  i  $K^-C$  niemożliwe jest ich odseparowanie od sygnału, na który się nakładają). W celu wyznaczenia przyczynku od sygnału dokonano jednoczesnego dopasowania rozkładów kinematycznych wyselekcjonowanych zdarzeń  $\Sigma^0\pi^0$  ( $\Lambda\pi^0$ ) w danych eksperymentalnych za pomocą odpowiednich wysymulowanych procesów. Pozwoliło to kolejno na wyznaczenie przekrojów czynnych dla reakcji  $K^-H \rightarrow \Sigma^0\pi^0$  i  $K^-H \rightarrow \Lambda\pi^0$ , które wynoszą:

- $\sigma_{K^-p \rightarrow \Sigma^0\pi^0} = 42.8 \pm 1.5(stat.)_{-2.0}^{+2.4}(syst.)$  mb
- $\sigma_{K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0} = 31.0 \pm 0.5(stat.)_{-1.2}^{+1.2}(syst.)$  mb,

i odpowiadają średniemu pędowi kaonu  $p_K = (98 \pm 10)$  MeV/c [H11].

Otrzymane przekroje czynne charakteryzują się względnymi błędami o około rząd wielkości mniejszymi w porównaniu z wynikami uzyskanymi do tej pory (eksperymenty z komorami pęcherzykowymi) [172, 173]. Ponadto przeprowadzona analiza dostarcza pierwszego jednoczesnego i niezależnego pomiaru dwóch nieelastycznych przekrojów czynnych  $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0$  i  $K^-p \rightarrow \Sigma^0\pi^0$  dla pędu kaonów poniżej 100 MeV/c. W wyniku wcześniejszych pomiarów przekrój czynny  $K^-p \rightarrow \Sigma^0\pi^0$  został wyznaczony pośrednio zakładając symetrię izospinową dla zmierzonego procesu  $K^-p \rightarrow \Lambda\pi^0$  dla wyższych pędów kaonów (powyżej 120 MeV/c).

Wyniki przedstawione w Ref. [H11] pozwolą na wprowadzenie nowych eksperymentalnych ograniczeń na oddziaływanie silne kaon-nukleon przy niskich energiach, co jest kluczowe dla weryfikacji istniejących modeli teoretycznych (Rozdz. 2.3.3.1). Analiza przeprowadzona przez autorów pracy [174] pokazuje, iż zastosowanie otrzymanych przeze mnie przekrojów czynnych [H11] wraz z wynikami



z pracy [R47], zwiększa precyzję wyznaczenia pozycji rezonansu  $\Lambda(1405)$  o 20% [174].

Opisaną wyżej aktywność w ramach grupy SIDDHARTA-2 i AMADEUS realizowałam przede wszystkim podczas stypendium podoktorskiego w ośrodku LNF-INFN (2018 - 2020), jak i podczas wizyt naukowych w LNF-INFN, w tym tych realizowanych w ramach projektu NAWA Canaletto (Wspólne projekty badawcze pomiędzy Polską a Włochami). Badania, które prowadziłam w ramach kolaboracji AMADEUS otrzymały również wsparcie w postaci grantu SONATA, który otrzymałam z Narodowego Centrum Nauki.

### 2.3.4 Podsumowanie

Podsumowując, uważam, iż moje prace wniosły znaczący wkład w badania jąder i atomów mezonowych. Do swoich najważniejszych osiągnięć zaliczam:

- Wyznaczenie po raz pierwszy na świecie górnej granicy całkowitego przekroju czynnego ( $\sigma_{upp}^{CL=90\%}$ ) na produkcję i rozpad stanu związanego  ${}^4\text{He}-\eta$  w reakcji  $dd \rightarrow {}^3\text{He}n\pi^0$  i około czterokrotne obniżenie  $\sigma_{upp}^{CL=90\%}$  dla procesu  $dd \rightarrow {}^3\text{He}p\pi^-$  [H1] w stosunku do wcześniejszego pomiaru [R94].
- Ograniczenie parametrów potencjału optycznego  ${}^4\text{He}-\eta$ , poprzez wykonanie analizy porównawczej danych eksperymentalnych z aktualnym modelem teoretycznym, a tym samym wykluczenie większości przewidywań dla jąder mezonowych helu w ramach modelu optycznego, wskazując na istnienie wąskich stanów związanych ( $|V_0| < \sim 60$  MeV,  $|W_0| < \sim 7$  MeV) [H2].
- Wyznaczenie po raz pierwszy na świecie górnej granicy całkowitego przekroju czynnego na produkcję i rozpad stanu związanego  ${}^3\text{He}-\eta$  w reakcji  $pd \rightarrow dp\pi^0$  [H7] z wykorzystaniem w analizie danych rozkładu pędu  $N^*-d$  (Rys. 2.9) wyznaczonego w oparciu o prace teoretyczne [H3,H6], które powstały z moim udziałem. Otrzymany wynik nie wyklucza przewidywań jąder mezonowych dla długości rozpraszania  $a_{\eta N}$  z częścią rzeczywistą około 1 fm.
- Opracowanie nowego mechanizmu rozpadu jąder mezonowych, przez bezpośredni rozpad związanego mezonu  $\eta$  ( $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma/6\gamma$ ), i rozwój dedykowanego modelu teoretycznego, który dostarczył rozkład pędu mezonu  $\eta$  w układzie związanym  ${}^3\text{He}-\eta$ , jak i stosunki rozgałęzień  $\eta \rightarrow 2\gamma$  i  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  w medium jądrowym dla różnych kombinacji parametrów potencjału optycznego [H4]. Model został rozwinięty na potrzeby analizy danych eksperymentalnych [H5].
- Wyznaczenie po raz pierwszy na świecie górnej granicy całkowitego przekroju czynnego na produkcję i rozpad stanu związanego  ${}^3\text{He}-\eta$  w reakcjach  $pd \rightarrow {}^3\text{He}2\gamma$  i  $pd \rightarrow {}^3\text{He}6\gamma$  [H4] z użyciem w analizie danych rozkład pędu mezonu  $\eta$  wyznaczonego w oparciu o pracę [H4].

- Opracowanie koncepcji monitora świetlności dla eksperymentu SIDDHARTA-2, koordynowanie jego budowy, przeprowadzenie testów, integrację z dedykowanym systemem DAQ i implementację w układzie detekcyjnym SIDDHARTA-2 na wiązce DAΦNE [H8]. Detektor ten został z powodzeniem zastosowany do pomiaru świetlności w eksperymencie SIDDHARTINO/SIDDHARTA-2, a w planowanych pomiarach [R2,R32,P1] ma pełnić funkcję triggera.
- Wyznaczenie po raz pierwszy na świecie przekrojów czynnych reakcji  $K^-H \rightarrow \Sigma^0\pi^0$  i  $K^-H \rightarrow \Lambda\pi^0$  dla pędu kaonu  $p_K$  poniżej 100 MeV/c [H11]. Te dwa niezależnie otrzymane przekroje czynne charakteryzujące się niewielkimi niepewnościami, pozwolą na wprowadzenie nowych eksperymentalnych ograniczeń na oddziaływanie silne  $\bar{K}N$  przy niskich energiach, a tym samym na weryfikację istniejących modeli teoretycznych.

Wyniki prac były omawiane szczegółowo na konferencjach międzynarodowych, a także w formie wystąpień na seminariach naukowych w ośrodkach w kraju i za granicą.

#### Literatura:

- [1] M. Danysz and J. Pniewski, *Phil. Mag.* **44**, 348 (1953).
- [2] S.-K. Choi et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 142001 (2008).
- [3] R. Aaij et al., *Phys. Rev. Lett.* **115**, 072001 (2015).
- [4] R. Aaij et al., *Phys. Rev. Lett.* **122**, 222001 (2019).
- [5] T. Yamazaki et al., *Z. Phys.* **A355**, 219 (1996).
- [6] M. Iwasaki et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3067 (1997).
- [7] V. Metag, M. Nanova and E. Ya. Paryev, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **97**, 199 (2017).
- [8] S. Ajimura et al., *Progr. Theor. Exp. Phys.* **789**, 620 (2018).
- [9] E. Czerwiński et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 062004 (2014).
- [10] Q. Haider and L. C. Liu, *Phys. Lett.* **B172**, 257 (1986).
- [11] R. S. Bhalerao and L. C. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 865 (1985).
- [12] N. G. Kelkar, K. P. Khemchandani, N. J. Upadhyay and B. K. Jain, *Rept. Prog. Phys.* **76**, 066301 (2013).
- [13] H. Machner, *J. Phys.* **G42**, 043001 (2015).
- [14] B. Krusche and C. Wilkin, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **80**, 43 (2015).
- [15] S. D. Bass and P. Moskal, *Rev. Mod. Phys.* **91**, 015003 (2019).

- 
- [16] S. D. Bass, V. Metag, P. Moskal, in Handbook of Nuclear Physics. Editors I Tanihata, H Toki, T Kajino (Singapore: Springer), 1 (2022).
- [17] S. D. Bass and A. W. Thomas, Phys. Lett. **B634**, 368 (2006).
- [18] S. D. Bass and A. W. Thomas, Acta Phys. Polon. **B45**, 627 (2014).
- [19] C. DeTar and T. Kunihiro, Phys. Rev. **D39**, 2805 (1989).
- [20] D. Jido, H. Nagahiro, S. Hirenzaki, Phys. Rev. **C66**, 045202 (2002).
- [21] H. Nagahiro, D. Jido and S. Hirenzaki, Phys. Rev. **C80**, 025205 (2009).
- [22] N. Kaiser, P. B. Siegel and W. Weise, Phys. Lett. **B362**, 23 (1995).
- [23] T. Inoue and E. Oset, Nucl. Phys. **A710**, 354 (2002).
- [24] C. Garcia-Recio et al., Phys. Lett. **B550**, 47 (2002).
- [25] T. Hyodo, D. Jido, and A. Hosaka, Phys. Rev. **C78**, 025203 (2008).
- [26] E. J. Garzon and E. Oset, Phys. Rev. **C91**, 025201 (2015).
- [27] R. L. Workman et al., Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022).
- [28] P. Ball, J. M. Frere, M. Tytgat, Phys. Lett. **B365**, 367 (1996)
- [29] F. Ambrosino et al., J. High Energ. Phys. **0907**, 105 (2009)
- [30] F. J. Gilman, R. Kauffman, Phys. Rev. **D36**, 2761 (1987); Erratum [Phys. Rev. **D37**, 3348 (1988)]
- [31] P. Moskal et al., Eur. Phys. J. **A43**, 131 (2010).
- [32] P. Moskal et al., Phys. Rev. **C79**, 015208 (2009).
- [33] S. Prakhov et al., Phys. Rev. **C72**, 015203 (2005).
- [34] R. A. Arndt et al., Phys. Rev. **C72**, 045202 (2005).
- [35] Q. Haider and L. C. Liu, Int. J. Mod. Phys. **E24**, 1530009 (2015).
- [36] W. Deinet et al., Nucl. Phys. **B11**, 495 (1969).
- [37] A. Sibirtsev et al., Phys. Rev. **C65**, 044007 (2002).
- [38] A. M. Green and S. Wycech, Phys. Rev. **C71**, 014001 (2005).
- [39] A. Cieply and S. Smejkal, Nucl. Phys. **A919**, 46 (2013).
- [40] M. Mai, P. C. Bruns, U.-G. Meissner, Phys. Rev. **C86**, 015201 (2013).

- [41] T. Inoue and E. Oset, Nucl. Phys. **A710** (2002) 354.
- [42] J. Mares et al., EPJ Web Conf **130**, 03006 (2016).
- [43] A. Gal et al., Acta Phys. Polon. **B45**, 673 (2014).
- [44] W. Cassing, M. Stingl, A. Weiguny, Phys. Rev. **C26**, 22 (1982).
- [45] Q. Haider and L. C. Liu, Phys. Rev. **C66**, 045208 (2002).
- [46] E. Friedman, A. Gal and J. Mares, Phys. Lett. **B725**, 334 (2013).
- [47] K. Tsushima, D. H. Lu, A. W. Thomas, K. Saito, Phys. Lett. **B443**, 26 (1998).
- [48] K. Tsushima, Nucl. Phys. **A670**, 198 (2000).
- [49] C. Wilkin, Phys. Rev. **C47**, 938 (1993).
- [50] S. A. Sofianos, S. A. Rakityansky, arXiv:nucl-th/9707044 (1997).
- [51] S. A. Rakityansky et al., Phys. Rev. **C53**, R2043 (1996).
- [52] T. Ueda, Phys. Rev. Lett. **66**, 297 (1991).
- [53] A. M. Green, J. A. Niskanen and S. Wycech, Phys. Rev. **C54**, 1970 (1996).
- [54] N. V. Shevchenko, S. A. Rakityansky, S. A. Sofianos, V. B. Belyaev, W. Sandhas, Phys. Rev. **C58**, R3055 (1998).
- [55] N. V. Shevchenko, V. B. Belyaev, S. A. Rakityansky, S. A. Sofianos, W. Sandhas, Eur. Phys. J **A9**, 143 (2000).
- [56] N. G. Kelkar, Phys. Rev. Lett. **99**, 210403 (2007).
- [57] N. Barnea, E. Friedman and A. Gal, Phys. Lett. **B747**, 345 (2015).
- [58] N. Barnea, E. Friedman and A. Gal, Nucl. Phys. **A968**, 35 (2017).
- [59] M. Schäfer, N. Barnea, E. Friedman, A. Gal, J. Mares, EPJ Web Conf. **199**, 02022 (2019).
- [60] J. Mares et al., Acta. Phys. Polon. **B51**, 129 (2020).
- [61] J. J. Xie et al., Phys. Rev. **C95**, 015202 (2017).
- [62] J. J. Xie et al., Eur. Phys. J. **A55**, 6 (2019).
- [63] A. Fix and O. Kolesnikov, Phys. Rev. **C97**, 044001 (2018).
- [64] N. Ikeno, H. Nagahiro, D. Jido, S. Hirenzaki, Eur. Phys. J. **A53**, 194 (2017).
- [65] N. G. Kelkar et al., Acta Phys. Polon. **B47**, 299 (2016).

- 
- [66] N. G. Kelkar, Eur. Phys. J. **A52**, 309 (2016).
- [67] M. Lacombe et al., Phys. Lett. **B101**, 139 (1981).
- [68] S. Wycech and W. Krzemien, Acta Phys. Polon. **B45**, 745 (2014).
- [69] W. Krzemien, J. Smyrski, AIP Conf. Proc. **950**, 265 (2007).
- [70] P. Moskal and J. Smyrski, Acta Phys. Polon. **B41**, 2281 (2010).
- [71] R. E. Chrien et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 2595 (1988).
- [72] J. D. Johnson et al., Phys. Rev. **C47**, 2571 (1993).
- [73] G. A. Sokol and L. N. Pavlyuchenko, arXiv:nucl-ex/0111020 (2011).
- [74] S. V. Afanasiev et al., Nucl. Phys. **B219/220**, 255 (2011).
- [75] A. Budzanowski et al., Phys. Rev. **C79**, 012201 (2009).
- [76] B. Mayer et al., Phys. Rev. **C53**, 2068 (1996).
- [77] J. Smyrski et al., Phys. Lett. **B649**, 258 (2007).
- [78] H. H. Adam et al., Phys Rev **C75**, 014004 (2007).
- [79] T. Mersmann et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 242301 (2007).
- [80] R. Frascaria et al., Phys. Rev. **C50**, 537 (1994).
- [81] N. Willis et al., Phys. Lett. **B406**, 14 (1997).
- [82] A. Wrońska et al., Eur. Phys. J. **A26**, 421 (2005).
- [83] A. Budzanowski et al., Nucl. Phys. **A821**, 193 (2009).
- [84] J. Berger et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 919 (1988).
- [85] M. Papenbrock et al., Phys. Lett. **B734**, 333 (2014).
- [86] M. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 252001 (2004).
- [87] F. Pheron et al., Phys. Lett. **B709**, 21 (2012).
- [88] C. Wilkin, Eur. Phys. J. **A53**, 114 (2017).
- [89] W. Krzemien et al., Int. J. Mod. Phys. **A24**, 576 (2009).
- [90] N. Barnea, B. Bazak, Phys. Lett. **B771**, 297 (2017), Erratum: [Phys. Lett. **B775**, 364 (2017)].
- [91] S. Tomonaga and G. Araki, Phys. Rev. **58**, 90 (1940).

- [92] E. Fermi and E. Teller, Phys. Rev. **72**, 399 (1947).
- [93] G. R. Bureson, et al., Phys. Rev. Lett. **15**, 70 (1965).
- [94] V. Fitch and J. Rainwater, Phys. Rev. **92**, 789 (1953).
- [95] M. Camac, A. D. McGuire, J. B. Platt and H. J. Schulte, Phys. Rev. **88**, 134 (1952).
- [96] C. Curceanu et al., Rev. Mod. Phys. **91**, 025006 (2019).
- [97] G. Beer et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 212302 (2005).
- [98] M. Bazzi et al., Phys. Lett. **B704**, 113 (2011).
- [99] S. Wycech, Nucl. Phys. **A450**, 399c (1986).
- [100] Y. Akaishi, T. Yamazaki, Phys. Lett. **B535**, 70 (2002).
- [101] Y. Akaishi, T. Yamazaki, Phys. Rev. **C65**, 044005 (2002).
- [102] S. Wycech, A. M. Green, Phys. Rev. **C79**, 01400 (2009).
- [103] Y. Ikeda, T. Sato, Phys. Rev. **C76**, 035203 (2007).
- [104] S. Maeda, Y. Akaishi, T. Yamazaki, Proc. Jpn. Acad. **B89**, 418 (2013).
- [105] N. V. Shevchenko, A. Gal, J. Mares, Phys. Rev. Lett. **98**, 082301 (2007).
- [106] J. Revai, N.V. Shevchenko, Phys. Rev. **C90**, 034004 (2014).
- [107] A. Dote, T. Hyodo, W. Weise, Phys. Rev. **C79**, 014003 (2009).
- [108] A. Dote, T. Inoue, T. Myo, Phys. Lett. **B784**, 405 (2018).
- [109] N. Barnea, A. Gal, E.Z. Liverts, Phys. Lett. **B712**, 132 (2012).
- [110] Y. Ikeda, H. Kamano, T. Sato, Prog. Theor. Phys. **124**, 533 (2010).
- [111] P. Bicudo, Phys. Rev. **D76**, (2007).
- [112] M. Bayar, E. Oset, Nucl. Phys. **A914**, 349 (2013).
- [113] T. Sekihara, E. Oset, A. Ramos, Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, (2016).
- [114] T. Sekihara, E. Oset, A. Ramos, J.P.S. Conf. Proc. **26**, 023009 (2019).
- [115] Y. Ikeda, T. Hyodo, W. Weise, Nucl. Phys. **A881**, 98 (2012).
- [116] M. Maggiora et al., Nucl. Phys. **A835**, 43 (2010).
- [117] M. Agnello et al., Phys. Rev. Lett. **94**, (2005).

- 
- [118] T. Suzuki et al. Mod. Phys. Lett. **A23**, 2520 (2008).
- [119] R. Del Grande et al., Eur. Phys. J. **C79**, 190 (2019).
- [120] E. Friedman, A. Gal, Phys. Rep. **452**, 89 (2007).
- [121] C. J. Batty, E. Friedman, A. Gal, Phys. Rep. **287**, 385 (1997).
- [122] L. Tolos, L. Fabbietti, Progr. Part. Nucl. Phys. **112**, 103770 (2020).
- [123] T. Muto, T. Maruyama, T. Tatsumi, Phys. Lett. **B820**, 136587 (2021).
- [124] D. Cabrera, L. Tolos, J. Aichelin, E. Bratkovskaya, Phys. Rev. **C90**, 055207 (2014).
- [125] M. Zobov et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 174801 (2010).
- [126] M. Bazzi et al., Phys. Lett. **B704**, 113 (2011).
- [127] F. Bossi et al., Rivista del Nuovo Cimento **31**, 531 (2008).
- [128] K. P. Gall et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 186 (1988).
- [129] A. S. Denisov et al., JEPT Lett. **54**, 558 (1991).
- [130] L. Bosisio et al., *Interacting Kaons on Nucleons (IKON)*, Scientific Report LNF-INFN (2010) i cytowania wewnątrz.
- [131] V. Bernard, N. Kaiser, U. G. Meissner, Nucl. Phys. **A615**, 483 (1997).
- [132] S. Scherer, M. R. Schindler, Theory. Lect. Notes Phys. **830**, 1 (2012).
- [133] S. Ohnishi, Y. Ikeda, T. Hyodo, and W. Weise, Phys. Rev. **C93**, 025207 (2016) i cytowania wewnątrz.
- [134] T. Hyodo and W. Weise, Phys. Rev. **C77**, 035204 (2008).
- [135] A. Cieplý, M. Mai, U-G. Meissner, J. Smejkal, Nucl. Phys. **A954**, 17 (2016).
- [136] S. Acharya et al, Phys. Rev. Lett. **124**, 092301 (2020).
- [137] H. Yukawa and T. Okayama, Sci. Papers Inst. Phys. and Chem. Research **36**, 385 (1939).
- [138] D. Horvath and F. Entezami, Nucl. Phys. **A407**, 297 (1983).
- [139] J. Zmeskal, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 512 (2008).
- [140] D. Gotta, Prog. Part. Nucl. Phys. **52**, 133 (2004).
- [141] M. Leon, H.A. Bethe, Phys. Rev. **2**, 127 (1962).
- [142] E. Borie, M. Leon, Phys. Rev. **A21**, 1460 (1980).

- [143] Z. W. Liu, J.J. Wu, D. B. Leinweber and A. W. Thomas, Phys. Lett. **B808**, 135652 (2020).
- [144] L. Tolos, L. Fabbietti, Prog. Part. Nucl. Phys. **112**, 103770 (2020).
- [145] J. D. Davies et al., Phys. Lett. **B83**, 55 (1979).
- [146] M. Izycki et al., Z. Phys. **A297**, 11 (1980).
- [147] P. M. Bird et al., Nucl. Phys. **A404**, 482 (1983).
- [148] J. K. Kim, Phys. Rev. Lett. **14**, 29 (1965).
- [149] A. D. Martin, Nucl. Phys. **B179**, 33 (1981).
- [150] T. Ishiwatari et al., Phys. Lett. **B593**, 48 (2004).
- [151] M. Bazzi et al., Phys. Lett. **B681**, 310 (2009).
- [152] M. Bazzi et al., Phys. Lett. **B697**, 199 (2011).
- [153] M. Bazzi et al., Phys. Lett. **B714**, 40 (2012).
- [154] S. Okada et al., Phys. Lett. **B653**, 387 (2007).
- [155] S. Hirenzaki, Y. Okumura, H. Toki, E. Oset and A. Ramos, Phys. Rev. **C61**, 055205 (2000).
- [156] C. E. Wiegand and R. H. Pehl, Phys. Rev. Lett. **27**, 1410 (1971).
- [157] S. Baird et al., Nucl. Phys. **A392**, 297 (1983).
- [158] M. Bazzi et al., Eur. Phys. J. **A50**, 91 (2014).
- [159] M. Bazzi et al., Nucl. Phys. **A907**, 69 (2013).
- [160] L. Bombelli et al., IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imag. Conf., 135 (2010).
- [161] M. Bazzi et al., J. Instrum. **8**, T11003 (2013).
- [162] G. Agakishiev et al., Phys. Lett. **B742**, 242 (2015).
- [163] Y. Ichikawa et al., Prog. Theor. Exp. Phys. **2015**, 021D01 (2015).
- [164] A. O. Tokiyasu et al., Phys. Lett. **B728**, 616 (2014).
- [165] O. Vazquez Doce et al., Phys. Lett. **B 758**, 134 (2016).
- [166] Y. Sada et al., Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 051D01 (2016).
- [167] C. Vander, II Nuovo Cimento **A39**, 538 (1977).



- [168] J. Hrtankova and J. Mares, Phys. Rev. **C96**, 015205 (2017).
- [169] E. Friedman and A. Gal, Nucl. Phys. **A959**, 66 (2017).
- [170] K. Piscicchia and S. Wycech, Nucl. Phys. **A954**, 75 (2016).
- [171] J. Hrtankova and A. Ramos, Phys. Rev. **C101**, 035204 (2020).
- [172] W. E. Humphrey and R. R. Ross, Phys. Rev. **127**, 1305 (1962).
- [173] J. K. Kim, Columbia University Report No. NEVIS-149 (1966).
- [174] D. Sadasivan et al., Front. Phys. **11**, 1139236 (2023).
- [175] R. Del Grande, K. Piscicchia, S. Wycech, Acta Phys. Polon. **B48**, 1881 (2017).
- [176] F. James and M. Roos, Comput. Phys. Commun. 10 (1975) 343; F. James and M. Roos, Minuit: Function Minimization and Error Analysis, CERN Program Library Long Writeup D506 (1994); F. James and M. Winkler, Minuit User's Guide: C++ Version (2004).

### 3 Pozostałe osiągnięcia naukowo - badawcze

#### 3.1 Badania nie stanowiące wkładu do habilitacji

Moje działania naukowe i najważniejsze osiągnięcia, które nie stanowią wkładu w osiągnięcie habilitacyjne opisane w rozdziale 2 przedstawiam poniżej. Dotyczą one udziału w eksperymentach WASA-at-COSY i WASA-at-FRS, badań prowadzonych przez grupę J-PET oraz badań w Laboratori Nazionali di Frascati (LNF-INFN). Odpowiednie cytowania odnoszą się do listy publikacji naukowych przedstawionych na końcu tej sekcji oraz ujętych w punkcie 2.1 *Wykazu osiągnięć*.

W ramach eksperymentu WASA działającego na wiązce COSY (WASA-at-COSY) w Forschungszentrum Jülich w Niemczech brałam aktywny udział w pomiarach (szybki eksperymentalne) dedykowanych przede wszystkim badaniom produkcji i rozpadów lekkich mezonów ( $\eta$ ,  $\omega$ ,  $\pi$ ), oraz w dyskusjach poświęconych poszczególnym analizom danych. Przeprowadzone pomiary wniosły między innymi znaczący wkład w obszar badań symetrii fundamentalnych w rozpadach lekkich mezonów, jak również pozwoliły na odkrycie i badania własności rezonansu dibarionowego  $d^*(2380)$ , czy też badania procesów breakupu. Otrzymane wyniki stanowią podstawę ponad dwudziestu artykułów naukowych [R34,R35,R44,R49-R54,R65,R66,R78-R80,R82,R83,R89-R93,R95-R98,R100-R103].

Badania z wykorzystaniem centralnej części detektora WASA są prowadzone obecnie w ośrodku badawczym GSI Darmstadt w Niemczech. W 2022 roku w ramach kolaboracji S490 EtaPrime uczestniczyłam w eksperymencie WASA-at-FRS, którego celem jest zaobserwowanie po raz pierwszy stanu związanego mezonu  $\eta'$  z jądrem atomowym

(jąder mezonowych  $\eta'$ ) [I1,R36]. Zintegrowanie detektora WASA z magnetycznym spektrometrem FRS pozwoliło na pomiar procesu  $^{12}\text{C}(p, dp)$  [P2] przeprowadzając jednocześnie wysokorozdzielczą spektroskopię masy brakującej reakcji  $^{12}\text{C}(p, d)$  oraz detekcję cząstek emitowanych w rozpadzie hipotetycznych jąder mezonowych  $^{11}\text{C}-\eta'$ . Pozwoliło to na znaczne zwiększenie czułości eksperymentu w porównaniu do pomiaru inkluzywnego przeprowadzonego kilka lat wcześniej [1], co daje dużą nadzieję na zaobserwowanie sygnatury jąder mezonowych w spektrum funkcji wzbudzenia. Pomiar masy mezonu  $\eta'$  związanego w materii jądrowej dostarczy kluczowych informacji dla zrozumienia mechanizmu generacji masy cząstek (łamania symetrii chiralnej). Aktualnie prowadzona jest szczegółowa analiza zebranych danych.

Od siedmiu lat jestem również zaangażowana w badania w projekcie J-PET (Jagielloński PET) działającym w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, którego głównym celem jest zbudowanie, uruchomienie oraz przetestowanie pierwszego skanera PET do diagnostyki medycznej, umożliwiającego jednoczesne przestrzenne obrazowanie całego ciała pacjenta, z wykorzystaniem organicznych materiałów scyntylicyjnych [2]. Powstały prototyp detektora J-PET jest wykorzystywany nie tylko do pomiarów bio-medycznych, ale również z uwagi na bardzo wysoką wydajność geometryczną, jak i doskonałą rozdzielczość kątową i czasową dla pomiaru fotonów, stanowi idealny układ do precyzyjnych pomiarów rozpadów atomów pozytonium, które jako najłżejsze, czysto leptonowe obiekty stanowią unikalne laboratorium do badania symetrii dyskretnych: C, CP, CPT [3, 4][R26].

W ramach pracy w eksperymencie J-PET brałam udział w budowie tomografu, w prowadzonych pomiarach oraz opracowałam i przeprowadziłam synchronizację czasową całego systemu detekcji w oparciu o pomiary wykonane detektorem referencyjnym i radioaktywnym źródłem sodu  $^{22}\text{Na}$ . Metoda kalibracji została opisana w artykule [R69]. Jestem również współautorem nowego modułu oprogramowania do analizy danych, który umożliwia wydajną kalibrację detektora J-PET. Kalibracja ta została zastosowana podczas analizy danych doświadczalnych będących przedmiotem kilkunastu artykułów dotyczących diagnostyki medycznej, jak i badań symetrii dyskretnych, w tym publikacji w prestiżowych czasopismach [R24,R25].

Obecnie zajmuję się badaniem rozpadów atomu pozytonium, skupiając się na eksperymentalnym wyznaczeniu wykresu Dalitza w reprezentacji kątowej i energetycznej dla rozpadu orto-pozytonium (stan trypletowy pozytonium) na 3 kwanty gamma. Do tej pory udało się zmierzyć tylko trzy możliwe konfiguracje fotonów powstałych w rozpadach  $o\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$  i to z niewielką statystyką (eksperyment przeprowadzony w roku 1967 przez Mills'a i Berko [5]). Analiza danych zebranych za pomocą detektora J-PET, którą przeprowadziłam pozwoliła na wyznaczenie po raz pierwszy rozkładu Dalitza dla badanego procesu w niemal całej dostępnej przestrzeni fazowej. Otrzymany wynik jest niezwykle istotny, gdyż dostarcza pełnego opisu dynamiki badanej reakcji, co da możliwość testowania Elektrodynamiki Kwantowej (QED). Obecnie jestem w trakcie przygotowania artykułu dotyczącego powyższych badań. Kolejnym krokiem, który zaczęłam realizować jest badanie rozkładu Dalitza pod kątem testowania symetrii ładunkowej (C), a co za tym idzie, poszukiwanie zabronionego rozpadu parapozytonium  $p\text{-Ps} \rightarrow 3\gamma$ .

Kolejny temat, który realizuję w ramach projektu J-PET, związany jest z obrazowaniem nowotworów poprzez zastosowanie po raz pierwszy na świecie jako wskaźnika diagnostycznego stosunku anihilacji pozytonów  $3\gamma/2\gamma$ . Jest to jedna z własności pozytonium, obok średniego czasu życia czy prawdopodobieństwa produkcji [R25], która umożliwi ocenę patologii tkanek „in vivo” na poziomie molekularnym [6]. Aktualnie trwa analiza danych z pierwszych pomiarów na pacjentach, przeprowadzonych w 2022 roku z wykorzystaniem mobilnego, modularnego tomografu J-PET oraz tomografu CT (na Uniwersytecie Medycznym w Warszawie), w której uczestniczę. Pod koniec tego roku planowane są pomiary pacjentów z nowotworami wątroby, które zostaną wykonane w Zakładzie Medycyny Nuklearnej w Szpitalu Uniwersyteckim w Krakowie. Jestem zaangażowana w ich przygotowanie. Moim zadaniem w ramach projektu będzie aktywny udział w pomiarach oraz analizie danych.

Powyższe tematy są ujęte w grantach OPUS 18 pt. *Precyzyjne testy symetrii między materią a antymaterią poprzez pomiary rozpadów atomów pozytonium za pomocą modularnego tomografu J-PET* i MAESTRO 13 pt. *Jagiellońska Pozytonowa Emisyjna Tomografia na całe ciało - rozwój biomarkerów obrazowych* (pod kierownictwem Prof. dr hab. Pawła Moskala z Uniwersytetu Jagiellońskiego).

W ramach aktywności w Laboratori Nazionali di Frascati uczestniczyłam w projekcie TASTE (Transportable and Agile Spectrometer for metal Trace in Edible liquids), kierowanym przez dr Alessandro Scordo, który ma na celu stworzenie spektrometru Bragga z mozaikowymi kryształami grafitu pirolitycznego (HAPG) w konfiguracji Von Hamosa, zdolnego do pracy ze źródłami płynnymi, do badań zawartości metali ciężkich (głównie żelaza) w produktach spożywczych takich jak wino czy oliwa z oliwek. Brałam udział w przygotowaniu propozycji eksperymentu złożonego do Krajowego Komitetu Transferu Technologii we Włoszech, pracach dotyczących optymalizacji układu pomiarowego, jak i samych pomiarach. Obecnie prowadzona jest analiza danych.

Warto również wspomnieć, iż włączyłam się w badania przedstawione w artykułach [R61,R67]. Mój wkład w [R67] związany jest z usystematyzowaniem i opracowaniem danych eksperymentalnych (przekrojów czynnych reakcji  $pd(dp) \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ ), które wykorzystano do porównania z nowo rozwiniętym modelem teoretycznym. W wyniku przeprowadzonej analizy wyznaczono amplitudę rozpraszania  ${}^3\text{He}\eta$ , która sugeruje istnienie słabozwiązanego jądra mezonowego  ${}^3\text{He}\text{-}\eta$ . W ramach pracy [R61] przeprowadziłam dopasowanie danych eksperymentalnych z pomiarów reakcji spolaryzowanych fotonów z protonami w celu wyznaczenia efektywnych punktów przecięcia dla teorii Regge'a zależnej od spinu.

### Literatura:

- [1] Y.K. Tanaka, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 117, 202501 (2016).
- [2] P. Moskal, E. Stępień, PET Clin. 15, 439 (2020).
- [3] P. Moskal, *et al.*, Acta Phys. Polon. B 47, 509 (2016).

- [4] S. Bass, Acta Phys. Polon. B 50, 7 (2019).
- [5] A. P. Mills and S. Berko, Phys. Rev. Lett. 18, 420 (1967).
- [6] B. Jasińska, P. Moskal, Acta Phys. Polon. B 48, 1577 (2017).

### 3.2 Współpraca zagraniczna

- Współpraca w ramach kolaboracji WASA-at-COSY rozpoczęta w 2008 r. (rzecznik kolaboracji Prof. Magnus Wolke) dotyczy:
  - eksperymentalnych poszukiwań jąder mezonowych He- $\eta$  w Forschungszentrum Jülich (Niemcy). Rezultatem współpracy są prace [**H1,H2,H5,H7,H9,H10**].
- Współpraca z Prof. Neelimą Kelkar z Universidad de los Andes, Bogota, Kolumbia. Zapoczątkowana w 2016 roku współpraca dotyczy modelu produkcji jąder mezonowych  $\eta$ -He ze wzbudzeniem rezonansu N\* (rozkłady pędów N\* w Helu). Dotychczasowym rezultatem współpracy są prace [**H1-H3,H5,H6,H7**].
- Współpraca z Prof. Satoru Hirenzaki i Prof. Hideko Nagahiro z Nara Women's University, Nara, Japonia. Współpraca trwająca od 2014 r. dotyczy:
  - sformułowania nowego teoretycznego modelu produkcji i rozpadu stanu związanego  ${}^3\text{He-}\eta$ , tzw. niemezonowego rozpadu,
  - teoretycznej interpretacji wyników eksperymentalnych otrzymanych dla poszukiwań jąder  ${}^4\text{He-}\eta$ .Rezultatem współpracy są prace [**H2,H4,H5,H7**].
- Współpraca z grupą Prof. Cataliną Curceanu z Laboratori Nazionali di Frascati INFN, Włochy, Frascati. Współpraca trwająca od roku 2014 dotyczy:
  - badań atomów kaonowych (m.in. kaonowego deuteru) w ramach kolaboracji SIDDHARTA-2.
  - badań niskoenergetycznych oddziaływań kaon-nukleon/jądra atomowe koncentrując się na poszukiwaniach klastrów kaonowych oraz na własnościach rezonansu barionowego  $\Lambda(1405)$  w ramach kolaboracji AMADEUS.Rezultatem współpracy są prace [**H8,H11,R42,R47**].
- Współpraca w ramach kolaboracji WASA-at-FRS (rzecznik kolaboracji Prof. Kenta Itahashi) dotyczy:
  - eksperymentalnych poszukiwań jąder mezonowych  $\eta'$  w ośrodku badawczym GSI Darmstadt (Niemcy).

### 3.3 Działalność dydaktyczna

#### Prowadzone zajęcia dydaktyczne:

- W latach 2010-2015, jako doktorantka, a następnie asystent na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, prowadziłam:
  - ćwiczenia rachunkowe do wykładu Statystyczne Metody Opracowania Pomiarów,
  - zajęcia w ramach pierwszej pracowni fizycznej ze studentami z kierunków: fizyka, chemia, biotechnologia i ochrona środowiska,
  - zajęcia laboratoryjne dla uczniów gimnazjów i szkół ponadgimnazjalnych.
- W roku 2020 prowadziłam wykład *Kinematyka relatywistyczna* dla studentów pierwszego i drugiego roku studiów doktoranckich na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego.
- W latach 2021 -2023 jako adiunkt na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, prowadziłam:
  - ćwiczenia rachunkowe do wykładu Termodynamika dla kierunku Fizyka i Biofizyka,
  - ćwiczenia rachunkowe do wykładu Fizyka dla kierunku Informatyka Stosowana,
  - zajęcia w ramach pierwszej pracowni fizycznej ze studentami z kierunków: Fizyka, Fizyka dla Firm, Chemia, Chemia Zrównoważonego Rozwoju,
  - zajęcia w ramach drugiej pracowni fizycznej ze studentami z kierunku Fizyka,
  - zajęcia na pracowni elektronicznej, tj. elektronika cyfrowa ze studentami z kierunku Fizyka oraz Informatyka Stosowana.
- W latach 2021, 2022, 2023 opiekun Letnich Praktyk Studenckich w Instytucie Fizyki UJ im. M. Smoluchowskiego (w Zakładzie Doświadczalnej Fizyki Częstek i jej Zastosowań).

#### Promotorstwo:

- W latach 2016-2019, opieka naukowa nad doktorantem Oleksandrem Rundlem w charakterze promotora pomocniczego.
- W latach 2016-2020, opieka naukowa nad doktorantem Aleksandrem Khreptakiem w charakterze promotora pomocniczego.
- od roku 2022 opieka naukowa nad doktorantką Kavyą Valsan Elyian w charakterze promotora pomocniczego.
- W roku 2023, opieka naukowa nad studentką Kamilą Kasperską w charakterze promotora pracy licencjackiej.

### 3.4 Działalność organizacyjna

Moja działalność organizacyjna wiąże się z organizacją następujących konferencji i spotkań naukowych:

- **Główny organizator (Chair):** *Symposium on new trends in nuclear and medical physics*, Uniwersytet Jagielloński, Centrum Teranostyki, Kraków (Polska), odbędzie się w dniach 18-20.10.2023.
- **Współorganizator:** *Applications of radiation detection techniques in fundamental physics, food control, medicine and biology*, Laboratori Nazionali di Frascati (LNF-INFN), Frascati (Włochy), 8-12.05.2023.
- **Sekretarz Naukowy:** *4th Jagiellonian Symposium on Advances in Particle Physics and Medicine*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 10-15.07.2022.
- **Współorganizator:** *Is Quantum theory Exact? Exploring Quantum Boundaries*, Laboratori Nazionali di Frascati (LNF-INFN), Frascati (Włochy), 10-11.12.2020.
- **Główny organizator:** *Investigating the Universe with exotic atomic and nuclear matter*, Laboratori Nazionali di Frascati (LNF-INFN), Frascati (Włochy), 29-30.09.2020.
- **Współorganizator:** *Strange Matter Workshop - Strangeness studies in Italy and Japan*, Laboratori Nazionali di Frascati (LNF-INFN), Frascati (Włochy), 15-17.10.2019.
- **Współorganizator:** *Is Quantum Theory exact? From quantum foundations to quantum applications*, Laboratori Nazionali di Frascati (LNF-INFN), Frascati (Włochy), 23-27.09.2019.
- **Współorganizator:** *3rd Jagiellonian Symposium on Fundamental and Applied Subatomic Physics*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 23-28.06.2019.
- **Współorganizator:** *Low-energy strangeness studies at DAΦNE and J-PARC*, Laboratori Nazionali di Frascati (LNF-INFN), Frascati (Włochy), 19-20.12.2018.
- **Współorganizator:** *2nd Jagiellonian Symposium on Fundamental and Applied Subatomic Physics*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 4-9.06.2017.
- **Główny organizator:** *AMADEUS Collaboration Workshop*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 4.06.2017.
- **Współorganizator:** *Jagiellonian Symposium on Fundamental and Applied Subatomic Physics*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 7-13.06.2015.
- **Współorganizator:** *II Symposium on Applied Nuclear Physics and Innovative Technologies*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 24-27.09.2014.

- Współorganizator: *Symposium on Positron Emission Tomography*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 21-24.09.2014.
- Współorganizator: *II International Symposium on Mesic Nuclei*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 22-25.09.2013.
- Współorganizator: *Symposium on Positron Emission Tomography*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 19-22.09.2013.
- Współorganizator: *The 22nd European Conference on Few-Body Problems In Physics*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 09-13.09.2013.
- Współorganizator: *Symposium on Applied Nuclear Physics and Innovative Technologies*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 04-05.06.2013.
- Współorganizator: *MESON 2012 (12th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction)*, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (Polska), 31.05-05.06.2012.

Od 2021 roku pełnię funkcję Sekretarza Naukowego Zespołu Zakładów Fizyki Jądrowej w Instytucie Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego na Uniwersytecie Jagiellońskim.

### 3.5 Popularyzacja nauki

- W 2022 roku wykład popularnonaukowy w ramach cyklu wykładów *Blżej Nauki* organizowanych na Wydziale Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego, *Poszukiwanie egzotycznej materii jądrowej*.
- W 2021 roku wykład popularnonaukowy dla uczniów Da Vinci's International School w Krakowie, *What is strange matter and where can we find it?*
- W 2021 roku wykład popularnonaukowy w ramach Dnia Kobiet *Scienziate a confronto dai quark ai buchi neri*, online, w języku włoskim.
- W roku 2020, brałam udział w Międzynarodowym Dniu Kobiet i Dziewczyn w Nauce organizowanym w Laboratori Nazionali di Frascati INFN (Włochy) oraz wygłosiłam wykład popularnonaukowy dla włoskich uczennic i studentek: *A Nuclear Physicist inspired by Maria Skłodowska-Curie* (11.02.2020).
- W roku 2013, jako doktorantka, brałam udział w cyklu pokazów doświadczeń w ramach Festiwalu Nauki i Sztuki w Krakowie.
- W roku 2009, jako magistrantka, brałam udział w organizacji oraz wygłosiłam wykład na szkole letniej w Centrum Badawczym w Jülich (Niemcy) dla studentów trzeciego roku studiów magisterskich, *Czy Radon naprawdę Pączkuje w Puszcze?*
- W roku 2009, jako magistrantka, opracowałam instrukcję do eksperymentu *Pomiar aktywności Radonu w materiałach budowlanych* dla studentów II Pracowni Fizycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego bazując na przeprowadzonych badaniach.