

**Załącznik nr 2a**  
**Autoreferat w języku polskim**

Dr Jacek Rządkiwicz  
Zakład (TJ3)  
Narodowe Centrum Badań Jądrowych (NCBJ), Otwock, 2019

**Spis treści**

1. Imię i nazwisko .....	2
2. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe .....	2
3. Przebieg pracy zawodowej .....	2
4. Wskazanie osiągnięcia* wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.):.....	3
4.1. Lista publikacji stanowiąca podstawę postępowania habilitacyjnego (lista A) .....	3
4.2. Cel i znaczenie badań .....	5
4.3. Omówienie wyników.....	9
4.3.1. Badanie selektywności w produkcji stanów <i>S</i> i <i>P</i> powstających w jonach helo- i berylopodobnych podczas zderzeń jon-atom.....	9
4.3.2. Badanie oddziaływania pojedynczego fotonu z elektronami atomu prowadzącego do powstawania atomów podwójnie zjonizowanych na powłoce <i>K</i> .....	12
4.3.3. Analiza wysokorozdzielczych widm rentgenowskich powstających podczas procesów hamowania jonów w tarczach stałych .....	17
4.3.4. Analiza wysokorozdzielczych widm rentgenowskich powstających w strukturach plazmowych .....	21
4.3.5. Wyznaczenie optymalnych warunków koniecznych do obserwacji wzbudzenia stanu izomerycznego w wyniku wychwytu elektronu do niezapełnionej powłoki elektronowej atomu.....	28
4.4. Referencje (lista B).....	36
5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo – badawczych po doktoracie.....	37
5.1. Badania z wykorzystaniem wiązek jonów uranu w pierścieniu akumulacyjnym w laboratorium GSI Darmstadt .....	37
5.2. Badania oddziaływania relatywistycznych jonów <sup>3</sup> He z tarczami węgla i złota.....	37
5.3. Badania struktury widm rentgenowskich atomów o średnim <i>Z</i> indukowanych w zderzeniach z jonami oraz promieniowaniem rentgenowskim.....	37
5.4. Badania struktury widm rentgenowskich indukowanych w strukturach plazmy impulsowej.....	38
5.5. Udział w kampaniach eksperymentalnych w laboratorium JET prowadzonych w ramach Europejskiego Programu Badań Fuzyjnych Euratom.....	38
5.6. Rozwój diagnostyki gamma dla badawczych reaktorów termo-jądrowych, w tym dla ITER-a .....	38
6. Bibliografia (lista C).....	39

## 1. Imię i nazwisko

Jacek Rzadkiewicz

## 2. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

Doktorat	2004	Instytut Problemów Jądrowych, obrona z wyróżnieniem pracy doktorskiej pt. „ <i>Precyzyjna spektroskopia rentgenowska atomów o średnim Z wielokrotnie zjonizowanych na wewnętrznych powłokach elektronowych</i> ” wykonanej pod kierunkiem prof. dr hab. Ziemowida Sujkowskiego.
Dyplom magistra fizyki	1997	Uniwersytet Warszawski, Zakład Spektroskopii Jądrowej, Tytuł pracy magisterskiej: „ <i>Oddziaływanie jonów tlenu z jądrami złota</i> ”, promotor: dr Jerzy Szerypo.

## 3. Przebieg pracy zawodowej

2012-2019	Narodowe Centrum Badań Jądrowych (NCBJ), adiunkt w Departamencie Aparatury i Technik Jądrowych
2008-2012	Badawczy reaktor termojądrowy Joint European Torus (JET), Oxfordshire, Wielka Brytania, koordynator ( <i>ang. Responsible Officer</i> ) wysokorozdzielczej diagnostyki rentgenowskiej
2005-2008	Instytut Problemów Jądrowych, adiunkt
2004-2005	GSI, Darmstadt, Niemcy, postdoc w grupie fizyki atomowej prof. Thomasa Stöhlkera
1999-2000	Uniwersytet we Fryburgu, Szwajcaria, stypendium doktoranckie Rządu Federacji Szwajcarskiej, grupa fizyki atomowej prof. Jean-Claude Doussa
1997-2004	Instytut Problemów Jądrowych, doktorant w grupie fizyki atomowej prof. Ziemowida Sujkowskiego

**4. Wskazanie osiągnięcia\* wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.):**

Tytuł osiągnięcia naukowego:

***„Rozwój metod analizy wysokorozdzielczych widm rentgenowskich powstających podczas procesów zderzeniowych, procesów hamowania i w strukturach plazmowych oraz projektowanie warunków dla zarejestrowania procesu wzbudzenia jądra poprzez wychwyty elektronu”***

**4.1. Lista publikacji stanowiąca podstawę postępowania habilitacyjnego (lista A)**

- [A1] **J. Rządkiwicz**, Th. Stöhlker, D. Banaś, H. F. Beyer, F. Bosch, C. Brandau, C. Z. Dong, S. Fritzsche, A. Gojska, A. Gumberidze, S. Hagmann, D. C. Ionescu, C. Kozhuharov, T. Nandi, R. Reuschl, D. Sierpowski, U. Spillmann, A. Surzhykov, S. Tashenov, M. Trassinelli, S. Trotsenko, **Selective population of the [1s2s]  $^1S_0$  and [1s2s]  $^3S_1$  states of He-like uranium**, *Physical Review A* **74** (2006) 012511.  
**IF\* = 3,047**
- [A2] **J. Rządkiwicz**, O. Rosmej, A. Blazevic, V.P. Efremov, A. Gójska, D.H.H. Hoffmann, S. Korostiy, M. Polasik, K. Słabkowska, A.E. Volkov, **Studies of the  $K\alpha$  x-ray spectra of low-density  $\text{SiO}_2$  aerogel induced by Ca projectiles for different penetration depths**, *High Energy Density Physics* **3** (2007) 233.  
**IF\* = 1,68**
- [A3] J.-J. Wan, Ch.-Z. Dong, X.-B. Ding, X.-W. Ma, **J. Rządkiwicz**, Th. Stöhlker, S. Fritzsche, **Radiative electron capture and subsequent radiative decay in collisions of  $\text{U}^{89+}$  ions with  $\text{N}_2$** , *Physical Review A* **79** (2009) 022707.  
**IF\* = 2,866**
- [A4] **J. Rządkiwicz**, A. Gojska, O. Rosmej, M. Polasik, K. Słabkowska, **Interpretation of the Si  $K\alpha$  x-ray spectra accompanying the stopping of swift Ca ions in low-density  $\text{SiO}_2$  aerogel**, *Physical Review A* **82** (2010) 012703.  
**IF\* = 2,861**
- [A5] M. Polasik, K. Słabkowska, **J. Rządkiwicz**, K. Koziół, J. Starosta, E. Wiatrowska-Koziół, J.-Cl. Dousse, J. Hoszowska,  **$K^h\alpha_{1,2}$  X-ray Hypersatellite Line Broadening as a Signature of K-Shell Double Photoionization Followed by Outer-Shell Ionization and Excitation**, *Physical Review Letters* **107** (2011) 073001.  
**IF\* = 7,37**
- [A6] **J. Rządkiwicz**, W. Dominik, M. Scholz, M. Chernyshova, T. Czarski, H. Czyrkowski, R. Dabrowski, K. Jakubowska, L. Karpinski, G. Kasproicz, K. Kierzkowski, K. Pozniak, Z. Salapa, W. Zabolotny, P. Blanchard, S. Tyrrell, K.-D. Zastrow, **Design of T-GEM detectors for X-ray diagnostics on JET**, *Nucl. Instrum. Methods A* **720** (2013) 36.  
**IF\* = 1,316**

- [A7] A. E. Shumack, **J. Rządkiwicz**, M. Chernyshova, K. Jakubowska, M. Scholz, A. Byszuk, R. Cieszewski, T. Czarski, W. Dominik, L. Karpinski, G. Kasprowicz, K. Pozniak, A. Wojenski, W. Zabolotny, N. J. Conway, S. Dalley, J. Figueiredo, T. Nakano, S. Tyrrell, K.-D. Zastrow, V. Zoita, JET EFDA Contributors, **X-ray crystal spectrometer upgrade for ITER-like wall experiments at JET**, *Review of Scientific Instruments* **85** (2014) 11E425.  
**IF\* =1,614**
- [A8] K. Słabkowska, **J. Rządkiwicz**, Ł. Syrocki, E. Szymańska, A. Shumack, M. Polasik, N.R. Pereira, JET contributors, **On the interpretation of high-resolution x-ray spectra from JET with an ITER-like wall**, *Journal of Physics B: At. Mol. Opt. Phys.* **48** (2015) 144028.  
**IF\* =1,833**
- [A9] K. Koziół, **J. Rządkiwicz**, **Theoretical determination of two-electron one-photon transition characteristics for low-Z K-shell hollow atoms**, *Physical Review A* **96**, (2017) 031402(R).  
**IF\* =2,909**
- [A10] M. Polasik, K. Słabkowska, J.J. Carroll, C.J. Chiara, Ł. Syrocki, E. Węder, **J. Rządkiwicz**, **Resonance conditions for  $^{93m}\text{Mo}$  isomer depletion via nuclear excitation by electron capture in a beam-based scenario**, *Physical Review C* **95** (2017) 034312.  
**IF\* =3,304**
- [A11] C.J. Chiara, J.J. Carroll, M.P. Carpenter, J.P. Greene, D.J. Hartley, R.V.F. Janssens, G.J. Lane, J.C. Marsh, D.A. Matterns, M. Polasik, **J. Rządkiwicz**, D. Seweryniak, S. Zhu, S. Bottoni, A.B. Hayes, S.A. Karamian, **Isomer depletion as experimental evidence of nuclear excitation by electron capture**, *Nature* **554** (2018) 216.  
**IF\* =41,577**
- [A12] **J. Rządkiwicz**, Y. Yang, K. Koziół, M.G. O'Mullane, A. Patel, J. Xiao, K. Yao, Y. Shen, D. Lu, R. Hutton, Y. Zou, JET Contributors, **High-resolution tungsten spectroscopy relevant to the diagnostic of high-temperature tokamak plasmas**, *Physical Review A* **97** (2018) 052501.  
**IF\* =2,909**
- [A13] K. Koziół, **J. Rządkiwicz**, **MCDF-CI study of 4d – 3p X-ray transitions in Cu- and Ni-like tungsten ions**, *Physical Review A* **98** (2018) 062504.  
**IF\* =2,909**
- [A14] **J. Rządkiwicz**, M. Polasik, K. Słabkowska, Ł. Syrocki, E. Węder, J.J. Carroll, C.J. Chiara, **Beam-based scenario for  $^{242m}\text{Am}$  isomer depletion via nuclear excitation by electron capture**, *Physical Review C* **99** (2019) 044309.  
**IF\* =3,304**

**Sumaryczny IF\* dla publikacji od [A1] do [A14] = 79.50**

*\*Impact Factor*

## 4.2. Cel i znaczenie badań

Przyjmuje się, że rozwój fizyki atomowej rozpoczął się w roku 1913, kiedy Niels Bohr zaproponował pierwszy model atomu, w którym przedstawił atom jako mający małe (punktowe) i gęste dodatnio naładowane jądro, otoczone elektronami na orbicie. Mimo, że historia fizyki atomowej ma zaledwie nieco ponad 100 lat, była ona pełna ekscytujących odkryć i niezwykłych zwrotów. W szczególności fizyka kwantowa znalazła w fizyce atomowej oparcie pozwalające na weryfikację i rozwój kolejnych konceptów kwantowych, takich jak choćby elektrodynamika kwantowa (QED), korelacje wielociałowe czy łamanie parzystości w przejściach atomowych na skutek oddziaływań słabych. Fizyka atomowa, a w szczególności wysokorozdzielcza spektroskopia rentgenowska znalazła także szerokie zastosowanie w wielu obszarach aplikacyjnych od diagnostyki struktur plazmowych do badań procesów hamowania czy analizy materiałowej. Rozwój fizyki atomowej wymusił również budowę nowych urządzeń badawczych takich jak pierścienie akumulacyjne (*ang. storage ring*), pułapki jonowe typu EBIT (*ang. Electron Beam Ion Trap*) synchrotrony czy lasery na swobodnych elektronach.

Należy również wspomnieć, że dynamicznemu rozwojowi fizyki atomowej, towarzyszył nie mniej intensywny rozwój fizyki jądrowej. Co więcej, na przestrzeni minionych dekad odkryto, że niektóre procesy jądrowe bezpośrednio determinują przemiany atomowe. Przykładem takiego procesu może być konwersja wewnętrzna, w wyniku której dochodzi do de-ekscytacji jądra atomowego z jednoczesnym wyrzuceniem elektronu z danej powłoki atomowej  $K$ ,  $L$  lub wyższej. W procesie odwrotnym do procesu konwersji wewnętrznej dochodzi z kolei do wzbudzenia jądra atomowego w wyniku wychwytu elektronu do niezapełnionej powłoki elektronowej atomu  $K$ ,  $L$ ,  $M$ ,  $N$ ,  $O$  lub wyższej. W tym przypadku to procesy atomowe determinują siłę (intensywność) procesu jądrowego.

Szczególnym obszarem zainteresowania fizyki atomowej są układy silnie zjonizowane w tym jony wodoropodobne, jony helopodobne, jony litopodobne itd. Jony (atomy) helopodobne są najprostszymi układami wieloelektronowymi, dzięki czemu stanowią unikalny układ pozwalający na testowanie modeli teoretycznych opisujących wpływ wzajemnego oddziaływania elektronów na strukturę poziomów atomowych oraz na dynamikę procesów atomowych takich jak jonizacja, wzbudzenie, wychwyt czy rekombinacja. Dlatego też w ostatnich dekadach prowadzone były intensywne badania nad formowaniem stanów wzbudzonych w jonach helopodobnych oraz nad ich charakterystyką rozpadu. Badania takie były prowadzone dla jonów o niskim i średnim  $Z$  z wykorzystaniem akceleratorów i pułapek jonowych. Obejmowały one procesy wychwytu elektronów do układów wodoropodobnych, procesy wzbudzeń elektronowych w układach helopodobnych oraz procesy jonizacji powłoki  $K$  jonów litopodobnych.

Istotnym obszarem tych badań były próby znalezienia odpowiednich technik eksperymentalnych pozwalających na wysoką selektywność w produkcji niskoenergetycznych stanów atomowych  $S$  i  $P$ . Techniki wysoko selektywnej produkcji odpowiednich stanów atomowych znakomicie ułatwiają precyzyjną analizę widm rentgenowskich układów atomowych silnie zjonizowanych, które ze swej natury charakteryzują się mnogością możliwych konfiguracji elektronowych. Selektywną produkcję stanów atomowych obserwowano dotychczas jedynie dla jonów  $Ar$  w strukturach plazmowych wytwarzanych przez źródła jonowe typu ECRIS (*ang. Electron Cyclotron Resonance Ion Source*) wykorzystujących do produkcji jonów zjawisko elektronowego rezonansu cyklotronowego [B1]. Produkcja taka nie jest możliwa przy wykorzystaniu źródeł jonowych typu ECRIS dla układów o dużych liczbach atomowych.

Celem moich badań w tym obszarze było poznanie procesów produkcji stanów  $S$  i  $P$  powstających w ciężkich jonach helo- i berylopodobnych podczas relatywistycznych zderzeń jon-atom tarczy. Najważniejszym celem szczegółowym tych badań było określenie stopnia

selektywności produkcji stanów  $S$  [ $1s2s$ ] w jonach helopodobnych powstających w wyniku jonizacji powłoki  $K$  jonów litopodobnych w układach atomowych o najwyższej liczbie atomowej (w tym przypadku jonów uranu litopodobnych). W tym celu wykonałem analizę odpowiednich widm rentgenowskich zebranych podczas eksperymentu przeprowadzonego na tzw. pierścieniu akumulacyjnym (*ang. storage ring*) w laboratorium GSI Darmstadt. Celem tej analizy oprócz określenia stopnia selektywności produkcji stanów  $S$  w jonach uranu było poznanie charakterystyki ich egzotycznych rozpadów poprzez rentgenowskie przejścia magnetyczne M1 ( $[1s2s] \ ^3S_1 \rightarrow [1s^2] \ 1^1S_0$ ) oraz przejścia dwufotonowe 2E1 ( $[1s^12s^1] \ 2^1S_0 \rightarrow [1s^2] \ 1^1S_0$ ). Poprzez analizę rozkładów kątowych oraz względnych intensywności powyższych przejść możliwe stało się testowanie modeli opisujących formowanie egzotycznych stanów atomowych, w tym tzw. modelu statystycznego, modelu nagłej zmiany potencjału (*ang. sudden approximation*) czy wreszcie modelu perturbacyjnego pierwszego rzędu. Pokazanie w niniejszych badaniach wysokiej selektywności w produkcji stanów  $S$  [ $1s2s$ ] otworzyło drogę do precyzyjnych badań nad strukturą widm rozpadów dwufotonowych stanu  $[1s^12s^1] \ 2^1S_0$ , badań nad łamaniem parzystości oraz badań nad mechanizmami wzbudzeń jądrowych w wyniku przejść dwufotonowych. Celem mojej analizy widm rentgenowskich rejestrowanych w koincydencji z wychwytem elektronu przez jony  $U^{89+}$  było uzyskanie nowych informacji na temat formowania stanów wzbudzonych typu  $P$  w jonach uranu berylopodobnych ( $U^{88+}$ ) oraz wykazanie, że struktura tych widm związana z radiacyjnym wychwytem elektronu pozwala na testy teorii radiacyjnej rekombinacji i wychwytu elektronu oraz może stanowić użyteczne narzędzie do analizy profili Comptona atomów o niskim  $Z$  i układów molekularnych.

Kolejnym ważnym celem moich badań związanych z poznaniem egzotycznych procesów atomowych było oddziaływanie pojedynczego fotonu z elektronami atomu, które może prowadzić do powstawania tzw. atomów wydrążonych (*ang. hollow atoms*) czyli atomów podwójnie zjonizowanych na powłoce  $K$ . Badania takich atomów poszerzają naszą wiedzę na temat procesów atomowych, które zachodzą w skali pojedynczych femtosekund. W szczególności analizie poddana została hipoteza dotycząca dominującej roli procesu tzw. półklasycznego wybiccia (jonizacji) wtórnego elektronu (*ang. quasi-classical knockout*) prowadzącego do podwójnej fotojonizacji powłoki  $K$  w atomach o niskim i średnim  $Z$  w obszarze energii progowej (na podwójną jonizację). Ponadto celem analizy było wykorzystanie poszerzenia linii rentgenowskich obserwowanych w rozpadach stanów podwójnie zjonizowanych na powłoce  $K$  jako sygnatury innych procesów towarzyszących podwójnej fotojonizacji, w tym silnych procesów strząsania elektronów z powłok walencyjnych.

W badaniach w tym obszarze podjęto również próbę odtworzenia najbardziej precyzyjnych eksperymentalnych szerokości przejść rentgenowskich dwuelektronowych oraz ich względnych (względem przejść jednoelektronowych) intensywności. Próbę tę oparto na starannie opracowanym modelu bazującym na wielokonfiguracyjnych obliczeniach Diraca-Focka, który uwzględnia tzw. wirtualne wzbudzenia elektronowe. Niniejsze badania pozwoliły na testowanie tego typu obliczeń dla jednych z najbardziej egzotycznych układów atomowych, jakimi niewątpliwie są atomy wydrążone.

Ważnym celem moich badań była analiza wysokorozdzielczych widm rentgenowskich powstających podczas procesów hamowania oraz w strukturach plazmowych. Ciężkie jony bombardujące tarcze z energią większą niż 1 MeV/nukleon i o masie ponad 20  $A$  (gdzie  $A$  to liczba masowa), większość energii tracą podczas hamowania w wyniku oddziaływań jon-atom tarczy. Gęstość energii zdeponowana podczas hamowania w obszarze atomowym 1 nm (w czasie  $10^{-17}$  s) może być bardzo wysoka, rzędu 50-70 keV/nm. Tak duży transfer energii ze wzbudzonego układu atomowego do sieci krystalicznej może powodować w skali nanometrycznej przemiany strukturalne i fazowe wzdłuż trajektorii wiązki jonowej [B2].

Opis formowania toru wiązki jonów wymaga szczegółowej znajomości struktury pierwotnych stanów elektronowych wzbudzanych przez silne pola kulombowskie pochodzące od jonów penetrujących tarczę. Zależność prawdopodobieństw wzbudzenia i jonizacji powłok elektronowych od parametru zderzenia podczas oddziaływania jon-atom może prowadzić do powstawania nierównowagowych rozkładów ładunkowych w atomach tarczy. Dlatego jednym z ważnych celów moich badań w tym obszarze było poznanie specyfiki relaksacji nierównowagowych stanów elektronowych, która determinuje czasową i przestrzenną ewolucję energii zdeponowanej podczas hamowania, a tym samym późniejsze rozkłady temperatury i gęstości tzw. mikro-struktur plazmowych, które mogą powstawać wokół ścieżki penetracji jonu w tarczy stałej.

Oddziaływania jon-atom, zachodzące przy dużych parametrach zderzenia, powodują jonizację zewnętrznych powłok elektronowych, natomiast zderzenia centralne (zderzenia przy małych parametrach zderzenia) są głównie odpowiedzialne za jonizację wewnętrznych powłok atomowych, co często prowadzi do emisji charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego zarówno przez jon jak i atomy tarczy. Analiza wysokorozdzielczych widm rentgenowskich powstających podczas hamowania jonów w materii, dostarcza unikalnych informacji o strukturze elektronowej poszczególnych ośrodków hamujących (*ang. stopping media*) podczas kolejnych faz procesu hamowania w okresie kilku pierwszych femto-sekund od momentu oddziaływania jon-atom. Wiedza ta ma ogromne znaczenie dla wielu potencjalnych aplikacji związanych z hamowaniem jonów: od uszkodzeń radiacyjnych, nanomodyfikacji materiałów, generowaniem mikro-struktur plazmowych aż do zastosowań wiązki ciężkich jonów w radioterapii onkologicznej [B3], [B4], [B5], [B6].

Wysokorozdzielcza diagnostyka rentgenowska dostarcza cennych informacji o procesach hamowania, które nie są dostępne innym diagnostykom. W szczególności, promieniowanie rentgenowskie rejestrowane z wysoką rozdzielczością spektralną jest charakterystyczne dla danego stanu ładunkowego jonu penetrującego tarczę, dzięki czemu pozwala na bezpośrednią analizę procesów hamowania jonów o danym stanie ładunkowym (inne diagnostyki dostarczają jedynie informacji uśrednionych po wszystkich stanach ładunkowych). Dlatego też, istotnym celem przeprowadzonych przeze mnie pomiarów rentgenowskich z rozdzielczością przestrzenną wzdłuż ścieżki hamowania wiązki jonów, było określenie ewolucji emisji promieniowania dla różnych głębokości penetracji jonów w tarczy. O znaczeniu badań przy użyciu wysokorozdzielczej diagnostyki rentgenowskiej w badaniach procesów hamowania jonów w materii świadczy również fakt, że pomiary rentgenowskie serii  $K$  towarzyszą oddziaływaniu jon-atom przy małych parametrach zderzenia w skali atomowej, a co za tym idzie pozwalają na uzyskanie danych eksperymentalnych dla dobrze zdefiniowanego zakresu parametrów zderzenia. Dane takie są niezwykle użyteczne dla testowania teorii opisujących straty energii jonów w ciałach stałych.

Kolejnym obszarem badawczym prezentowanym w niniejszym autoreferacie są analizy widm rentgenowskich powstających w wysokotemperaturowych strukturach plazmowych. Badania takie mają ogromne znaczenie zarówno dla rozwoju atomowych modeli teoretycznych, jak również dla badań aplikacyjnych, w szczególności tych związanych z badaniami fuzji jądrowej. Promieniowanie rentgenowskie emitowane ze struktur plazmowych przez wysokozjonizowane jony o dużym  $Z$  niesie ze sobą unikalną informację o relatywistycznym kwantowo-elektrodynamicznym (QED) oddziaływaniu elektronów w atomie oraz o ich korelacjach, w szczególności o tzw. korelacjach wirtualnych. Jony neonu i niko-podobne są też rozważane jako potencjalne laserowe źródła rentgenowskie [B7].

W badaniach związanych z fuzją jądrową, analiza widm rentgenowskich atomów o średnim i wysokim  $Z$  pozwala na uzyskanie kluczowych parametrów plazmowych, takich jak poziom zanieczyszczeń metalicznych, temperatura jonowa i elektronowa, prędkość rotacyjna oraz  $Z_{\text{eff}}$  (efektywny ładunek danej struktury plazmowej) [B8]. Wybór wolframu

jako materiału powierzchniowego dla najnowszego badawczego reaktora termojądrowego ITER spowodował konieczność jego szczegółowych badań spektroskopowych. Fakt ten spowodował również uruchomienie europejskiego programu badawczego na największym europejskim tokamaku JET (w Culham, Wielka Brytania), zorientowanego na badanie wybranych scenariuszy plazmowych dla ITER-a. W programie tym, wysokorozdzielczy spektrometr rentgenowski był wykorzystywany jako jedno z najważniejszych narzędzi diagnostycznych. Obszar badań, w którym uczestniczyłem w ramach tego programu obejmował szereg zagadnień związanych z wysokorozdzielczą diagnostyką rentgenowską w laboratorium JET, od zaprojektowania modyfikacji istniejącej diagnostyki, poprzez budowę nowych gazowych detektorów rentgenowskich, ich kalibracji energetycznej i wydajnościowej aż do zaawansowanych obliczeń teoretycznych odpowiednich linii spektralnych koniecznych do właściwej interpretacji zmierzonych widm rentgenowskich. Głównym celem modyfikacji wysokorozdzielczej diagnostyki rentgenowskiej było zapewnienie możliwości monitorowania miękkiego promieniowania rentgenowskiego (2-12 keV) emitowanego przez jony  $\text{Ni}^{26+}$ ,  $\text{Mo}^{32+}$  oraz  $\text{W}^{45+}$  i  $\text{W}^{46+}$  z obszaru plazmy centralnej tokamaka JET. Badania te poszerzają współczesną wiedzę o wpływie zanieczyszczeń metalicznych na kluczowe parametry plazmy generowanej w reaktorach termojądrowych.

Ostatnim obszarem badawczym prezentowanym w niniejszym autoreferacie jest zaprojektowanie warunków dla zarejestrowania procesu wzbudzenia jądra atomowego w wyniku wychwytu elektronu do niezapelnionej powłoki elektronowej atomu (*ang. Nuclear Excitation by Electron Capture - NEEC*). Izomery jądrowe, tj. długo żyjące metastabilne stany jąder [B9] mogą przechowywać ogromne ilości energii, nawet miliony razy większe (na jednostkę masy) od najnowszych baterii chemicznych. Już w 1976 roku Goldanskii i Namiot [B10] zwrócili uwagę, że niezwykle ważna z punktu widzenia fundamentalnej fizyki jądrowej oraz z punktu widzenia badań aplikacyjnych byłaby możliwość zaobserwowania procesu NEEC, tj. procesu odwrotnego do dobrze znanego procesu konwersji wewnętrznej [B11]. W 1989 roku Cue, Poizat i Remillieux zaproponowali listę izotopów, które mają metastabilne stany nadające się do obserwacji procesów NEEC [B12]. W 2007 roku Palffy i inni [B13] przedstawili przewidywania przekrojów czynnych dla procesów NEEC dla izomerów kilku pierwiastków. Natomiast, w 2012 roku Karamian i Carroll [B14] przeprowadzili jakościowe rozważania dotyczące możliwości zajścia procesu NEEC dla izomeru  $^{93\text{m}}\text{Mo}$ .

Pionierski charakter tej problematyki oraz trudności w zaobserwowaniu przez 40 lat procesu NEEC, skłoniły mnie do rozpoczęcia badań, których głównym celem było określenie optymalnych warunków dla zarejestrowania i szczegółowego poznania procesu NEEC dla izomerów jądrowych wybranych pierwiastków. Pierwsza część realizowanych badań koncentrowała się na szczególnie interesującym i ważnym przypadku izomeru jądrowego  $^{93\text{m}}\text{Mo}$  ( $T_{1/2} \sim 6.8$  h) i była prowadzona w ścisłej współpracy z grupą J. J. Carrolla z USA oraz zespołem prof. M. Polasika z UMK w Toruniu. Wielość czynników, które należało uwzględnić przy projektowaniu takiego eksperymentu spowodowała konieczność wykonania szczegółowych badań przy użyciu różnorodnych metod z zakresu fizyki atomowej i jądrowej. Dobrana przez nas unikalna konfiguracja eksperymentalna (której kluczowymi elementami były: wykorzystanie spektrometru Gammaspere, optymalna konstrukcja tarczy i odpowiednia energia wiązki jonów  $^{90}\text{Zr}$ ), pozwoliły osiągnąć niezbędne warunki dla **zaobserwowania po raz pierwszy procesu NEEC dla izomeru  $^{93\text{m}}\text{Mo}$  [A11], tj. zidentyfikowanie nowego zjawiska fizycznego.** Warto również podkreślić, że w ramach zaplanowanych ostatnio nowych eksperymentów dla izomerów  $^{93\text{m}}\text{Mo}$  oraz  $^{242\text{m}}\text{Am}$  planuję dalsze badania w tym obszarze w celu lepszego poznania procesów NEEC na przykładzie tych izomerów.

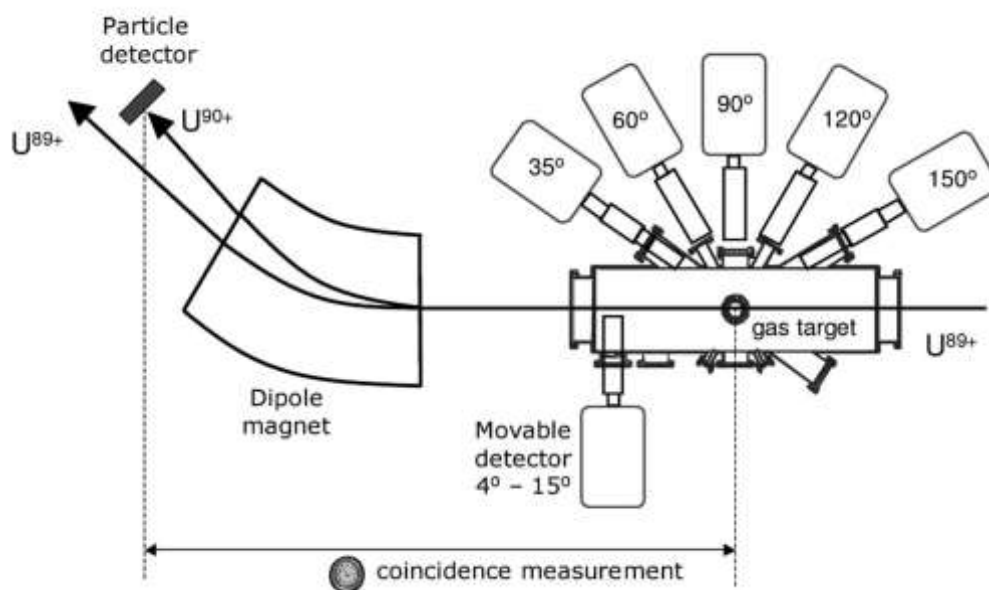


Warto zauważyć, że szczegółowe poznanie i zrozumienie procesów NEEC może mieć duży wpływ na rozwój teorii opisujących strukturę, tworzenie i ewolucję wysokospinowych stanów jąder. Uzyskana wiedza pozwoli na lepsze zrozumienie procesów zachodzących we Wszechświecie, a w szczególności dostarczy fundamentalnych informacji dotyczących przetrwania jąder izotopów różnych pierwiastków w środowisku gwiazd. Wiedza ta powinna stanowić również punkt wyjścia dla badań stosowanych, których celem będzie umożliwienie kontrolowanego uwalniania energii zgromadzonej w izomerach jądrowych wybranych pierwiastków. Poznanie natury procesu NEEC powinno przyczynić się do rozwoju koncepcji nowych, niekonwencjonalnych i ultrawydajnych baterii jądrowych, które mogą mieć zastosowanie do zasilania pojazdów (statków) używanych w trudno dostępnych lokalizacjach na Ziemi (na dnie oceanów i kraterów wulkanicznych) i w przestrzeni kosmicznej.

### 4.3. Omówienie wyników

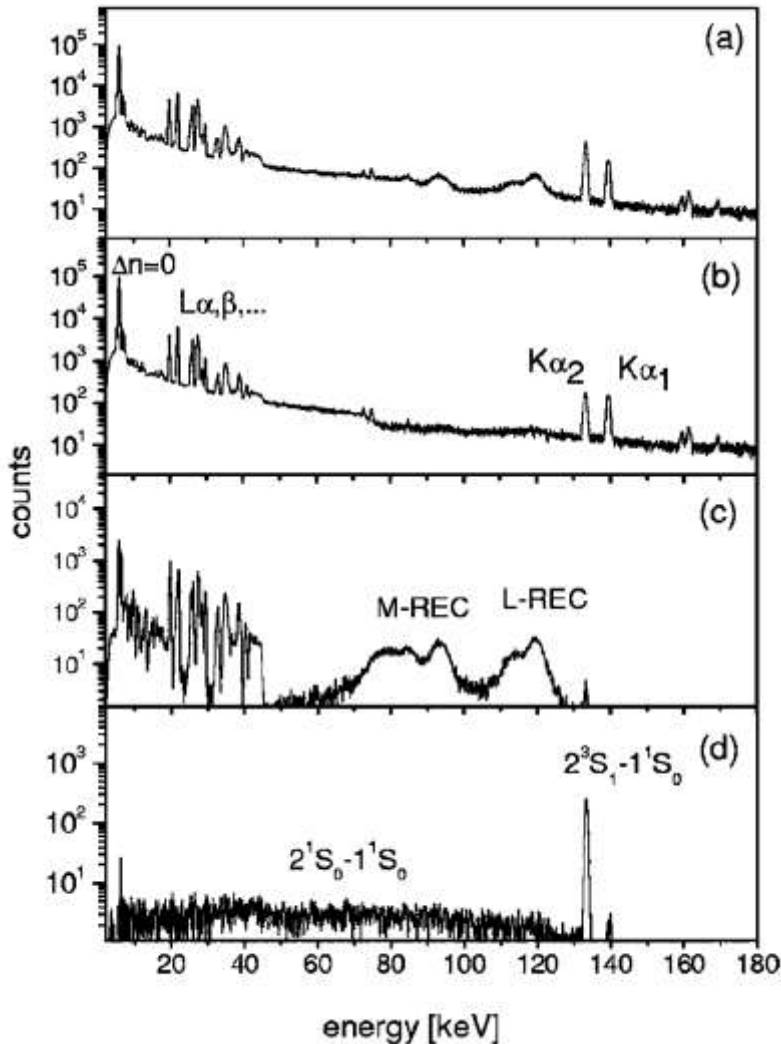
#### 4.3.1. Badanie selektywności w produkcji stanów *S* i *P* powstających w jonach helo- i berylopodobnych podczas zderzeń jon-atom

Badania produkcji stanów *S* i *P* powstających w jonach helo- i berylopodobnych podczas relatywistycznych zderzeń jon-atom tarczy prowadził w oparciu o dane zebrane w eksperymencie przeprowadzonym w laboratorium GSI Darmstadt. W eksperymencie wykorzystano jony uranu przyspieszane w synchrotronie SIS do energii 98 i 398 MeV/A (A-liczba masowa jonu), które następnie zostały (wstrzyknięte) do pierścienia akumulacyjnego w odpowiednim stanie ładunkowym (jony litopodobne  $U^{89+}$ ) i w odpowiedniej liczbie (około  $10^8$  jonów). Litopodobne jony uranu zderzane były ze strumieniem tarczy gazowej azotu molekularnego ( $N_2$ ). Rejestrację widm rentgenowskich towarzyszących zderzeniom jon-atom prowadzono w koincydencji z wybranymi stanami ładunkowymi za pomocą układu detektorów Ge umieszczonych wokół strumienia tarczy. Rysunek 1 przedstawia schematyczny układ eksperymentalny zbudowany wokół obszaru oddziaływania wiązki jonów z tarczą gazową w pierścieniu akumulacyjnym.



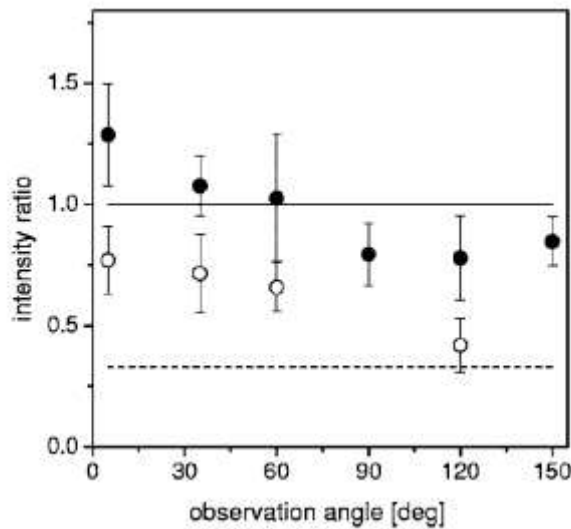
Rysunek 1. Schematyczny układ eksperymentalny zbudowany wokół obszaru oddziaływania wiązki jonów uranu z tarczą gazową w pierścieniu akumulacyjnym w laboratorium GSI Darmstadt do pomiarów widm rentgenowskich towarzyszącym oddziaływaniom relatywistycznym  $U^{89+} \rightarrow N_2$  [A1].

Analiza widm rentgenowskich prowadzona była w koincydencji z wybranymi stanami ładunkowymi  $U^{90+}$  (jony helopodobne) oraz  $U^{88+}$  (jony beryopodobne) wytwarzanymi odpowiednio podczas procesu jonizacji i wychwytu elektronu w wyniku zderzeń jonów uranu  $U^{89+}$  z atomami tarczy. Widma rentgenowskie towarzyszące zderzeniom  $U^{89+}(98 \text{ MeV/A}) \rightarrow N_2$  przedstawia Rysunek 2 dla różnych warunków koincydencyjnych. Struktura obserwowanych widm rentgenowskich w koincydencji z jonizacją [Rysunek 2(d)] oraz analiza teoretyczna zależności prawdopodobieństwa jonizacji dla różnych parametrów zderzenia wskazały, że jonizacja powłoki  $K$  jonów uranu litopodobnych podczas zderzeń relatywistycznych z lekkimi tarczami gazowymi jest procesem wysoce selektywnym prowadzącym do populacji niemal wyłącznie stanów  $2^1S_0$  i  $2^3S_1$  w układach helopodobnych. Wykazano, że domieszki stanów  $P$  powstających w wyniku egzotycznego procesu jednoczesnej jonizacji i wzbudzenia elektronu  $2s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$  lub  $2s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$  nie przekraczają 0,05% [A1]. Innymi słowy wykazano pasywną rolę elektronów  $2s_{1/2}$  podczas jonizacji powłoki  $K$  jonów litopodobnych uranu w zderzeniach relatywistycznych z lekkimi tarczami gazowymi.



Rysunek 2. Widma rentgenowskie zarejestrowane podczas zderzeń  $U^{89+}(98 \text{ MeV/A}) \rightarrow N_2$  pod kątem  $35^\circ$  względem kierunku osi wiązki jonów, (a) całkowite widmo zarejestrowane bez koincydencji, (b) widmo zarejestrowane w tzw. antykoincydencji z wymianą ładunku odpowiadające wzbudzeniom jonów litopodobnych  $U^{89+}$ , (c) widmo zarejestrowane w koincydencji z wychwytywaniem elektronów, widmo odpowiadające jonom berypodobnym  $U^{88+}$  i (d) widmo zarejestrowane w koincydencji z jonizacją odpowiadające jonom helopodobnym  $U^{90+}$  [A1].

Analiza względnych intensywności przejść rentgenowskich odpowiadających de-ekscytacji stanów  $2^1S_0$  (przejścia dwufotonowe 2E1 widoczne w widmie jako struktura ciągła) i  $2^3S_1$  (przejście magnetyczne M1) pozwoliła na wyznaczenie względnych prawdopodobieństw formacji stanów  $S$  w wyniku jonizacji powłoki  $K$  jonów uranu litopodobnych podczas zderzeń relatywistycznych z lekkimi tarczami gazowymi. Formacja stanów  $2^1S_0$  i  $2^3S_1$  następuje w dwóch kolejnych krokach, w pierwszym dochodzi do jonizacji, natomiast w drugim następuje sprzężenie elektronów do stanów o danym momencie pędu. W opisie modelu nagłej zmiany potencjału prawdopodobieństwo utworzenia helopodobnego stanu  $S$  w wyniku jonizacji zależy jedynie od przekrywania się początkowej funkcji falowej elektronu  $2s$  w jonie litopodobnym z końcową funkcją falową dla konfiguracji helopodobnych, odpowiednio  $2^1S_0$  i  $2^3S_1$ . Ponieważ dla układu silnie relatywistycznego, jakim jest jon uranu o energii rzędu 100 MeV/A lub wyższej, rozkład przestrzenny orbitali  $2^1S_0$  i  $2^3S_1$  nie powinien zależeć od sprzężenia elektronów. Dlatego też, zgodnie z modelem nagłej zmiany potencjału stosunek prawdopodobieństw formacji stanów  $2^1S_0$  i  $2^3S_1$  powinien wynosić  $[1s2s] 1S_0 / [1s2s] 3S_1 \approx 1$ .



Rysunek 3. Stosunki intensywności dla przejść 2E1/M1 w jonach uranu  $U^{90+}$  w funkcji obserwowanego kąta dla zderzeń jonów  $U^{89+}$  z  $N_2$  (punkty otwarte zmierzone dla energii 98 MeV/A; punkty czarne dla energii 398 MeV/A). Linia ciągła pokazuje przewidywanie modelu nagłej zmiany potencjału, linia przerywana pokazuje przewidywanie populacji statystycznej poziomów  $[1s2s] 1S_0$  i  $[1s2s] 3S_1$  w helopodobnych jonach uranu [A1].

Analiza względnych eksperymentalnych intensywności przejść rentgenowskich pokazała zgodność z przewidywaniami modelu nagłej zmiany potencjału jedynie dla najwyższych energii jonów uranu (398 MeV/u - co odpowiada 71% prędkości światła i przekracza prędkość elektronów na powłoce  $K$  w jonach uranu) zderzających się z atomami tarczy gazowej  $I(2E1)/(M1)=0,97\pm 0,08$ . W przypadku niższych energii (98 MeV/u - co odpowiada 43% prędkości światła i nie przekracza prędkość elektronów na powłoce  $K$  w jonach uranu) otrzymano wynik dla względnych intensywności wyraźnie niższy  $I(2E1)/(M1)=0,64\pm 0,06$ , co jednoznacznie pokazuje załamanie się modelu nagłej zmiany potencjału [A1]. Warto również zwrócić uwagę, że otrzymane wyniki nie są zgodne z tzw. modelem statystycznym tj. z formułą  $2J+1$  ( $J$ -całkowity moment pędu), zgodnie z którą stosunek prawdopodobieństw formacji stanów  $2^1S_0$  i  $2^3S_1$  powinien wynosić  $[1s2s] 1S_0 / [1s2s] 3S_1 \approx 1/3$ . Ponadto, analizy rozkładów kątowych pokazały anizotropię promieniowania rentgenowskiego towarzyszącego przejściom dwufotonowym 2E1 z wyróżnionym promieniowaniem w kierunku równoległym do wiązki (Rysunek 3). Dodatkowa analiza widm rentgenowskich w koincydencji z wychwytem elektronu [Rysunek

2(c)] pozwoliła uzyskać nowe informacje eksperymentalne na temat formowania stanów wzbudzonych  $[1s^2 2s 2p_3 \ 1/2] \ ^1P_1$  i  $[1s^2 2s 2p_3 \ 1/2] \ ^3P_2$  w jonach berylopodobnych uranu. Wykazano, że w przeciwieństwie do jonizacji powłoki  $K$ , która prowadzi do niestatystycznego tworzenia się stanów  $S$  w jonach helopodobnych, procesy wychwytu elektronu prowadzą do formowania stanów  $^1P_1$  i  $^3P_2$  zgodnie z rozkładem statystycznym  $2J+1$ .

W widmach rentgenowskich rejestrowanych w koincydencji z wychwytem elektronu do jonów  $U^{89+}$  obserwowano bogate struktury widmowe związane z radiacyjnym wychwytem elektronu (REC) do powłok  $L$ ,  $M$  aż do  $Q$  ( $n=7$ ). Pozwoliło to na testowanie teoretycznych przekrojów czynnych na radiacyjną rekombinację w warunkach silnie niesymetrycznych zderzeń relatywistycznych jon-atom. Wskazano również możliwość testowania procesów związanych z radiacyjnymi kaskadami przejść rentgenowskich z wysoko położonych stanów elektronowych (co najmniej do stanów z  $n=7$ ) uwzględniających praktycznie wszystkie rodzaje przejść elektrycznych i magnetycznych ( $E1$ ,  $M1$ ,  $E2$  i  $M2$ ). Zaproponowano wreszcie wykorzystanie struktury niniejszych widm rentgenowskich jako użyteczne narzędzie do analizy profili Comptona lekkich tarcz atomowych i molekularnych [A3].

Należy podkreślić, że najważniejszym wynikiem tej części przedstawionych badań było określenie wysokiego stopnia selektywności produkcji stanów  $[1s2s] \ ^1S_0$  w helopodobnych jonach uranu powstających w wyniku jonizacji powłoki  $K$  jonów litopodobnych. Wynik ten dostarczył niejako nowe narzędzie do badań rozpadów dwufotonowych stanów  $[1s2s] \ ^1S_0$  w jonach helopodobnych. Jeżeli zaś chodzi o widma rentgenowskie rejestrowane w koincydencji z wychwytem elektronu, pokazano, że ich struktura związana z radiacyjnym wychwytem elektronu pozwala nie tylko na surowe testy modeli teoretycznych lecz również może być użytecznym narzędziem do analizy profili Comptona.

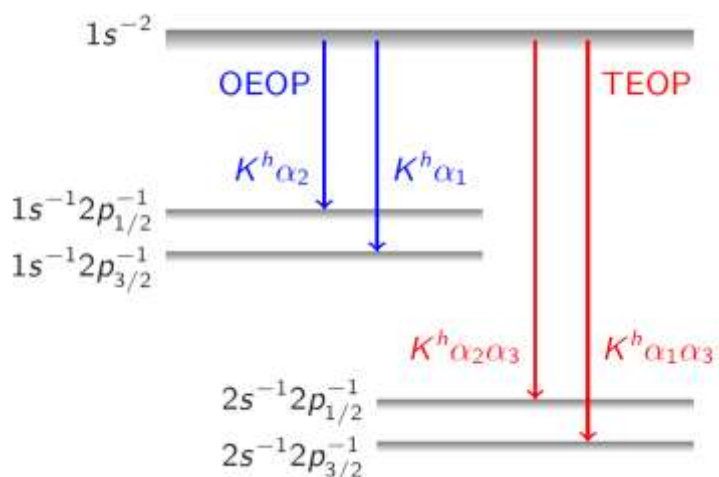
Wyniki tej części badań opublikowano w 2 artykułach ([A1] i [A3]) w czasopiśmie z listy filadelfijskiej.

#### **4.3.2. Badanie oddziaływania pojedynczego fotonu z elektronami atomu prowadzącego do powstawania atomów podwójnie zjonizowanych na powłoce $K$**

Atomy wydrążone w powłoce  $K$  (*ang. K-shell hollow atoms*) czyli atomy podwójnie zjonizowane na powłoce  $K$  ( $K^2$ ) stanowią atrakcyjne środowisko dla badań natury egzotycznych stanów atomowych i mechanizmów prowadzących do ich powstawania. Takie stany atomowe mogą być wytwarzane na skutek kilku różnorodnych procesów fizycznych, w tym rozpadów jądrowych i zderzeń jon-atom. Niezwykle ciekawym procesem w wyniku, którego mogą powstawać atomy wydrążone w powłoce  $K$  jest proces podwójnej fotojonizacji. W procesie tym absorpcja pojedynczego fotonu poprzedza czysto kwantowy proces strząsania elektronów (*ang. shake-off, SO*) lub też półklasyczny proces wybicia (jonizacji) drugiego elektronu z powłoki  $K$  (*ang. knockout*).

Stany atomowe podwójnie zjonizowane na powłoce  $K$  są stanami atomowymi o najkrótszych znanych czasach życia (poniżej 1 fs). Rozpadają się w wyniku bezradiacyjnych przejść typu *Auger* lub też w wyniku przejść radiacyjnych jednoelektronowych lub znacznie słabszych przejść dwuelektronowych (*ang. one-electron one-photon, OEOP; two-electron one-photon, TEOP*). Rysunek 4 przedstawia schemat możliwych rozpadów radiacyjnych stanów atomowych podwójnie zjonizowanych na powłoce  $K$ . Przejścia jednoelektronowe w atomach wydrążonych na powłoce  $K$  noszą nazwę przejść hipersatelitarnych  $K^h\alpha_1$  i  $K^h\alpha_2$ . Szerokości linii hipersatelitarnych  $K^h\alpha_1$  i  $K^h\alpha_2$  obserwowanych w widmach rentgenowskich niosą bezpośrednią informację o czasach życia stanów atomowych podwójnie zjonizowane na powłoce  $K$ . Przeprowadzone w ostatnich latach wysokorozdzielcze pomiary szerokości linii hipersatelitarnych uzyskane w wyniku

podwójnej fotojonizacji pokazały, że wartości eksperymentalne są wyraźnie większe od najdokładniejszych oszacowań teoretycznych.



Rysunek 4. Schemat możliwych przejść rentgenowskich jedno- (OEOP) i dwu-elektronowych (TEOP) towarzyszących de-ekscytacji stanów atomowych podwójnie zjonizowanych na powłoce K [A9].

Próby dokładniejszego oszacowania współczynników fluorescencji stanów  $K^2$  nie wyjaśniły rozbieżności pomiędzy eksperymentem i teorią. Wszystkie te rozważania doprowadziły do hipotezy poddającej w wątpliwość oszacowania teoretyczne dotyczące szerokości linii hipersatelitarnych i w związku z tym konieczności zaproponowania nowego opisu teoretycznego powstawania stanów  $K^2$  [B15].

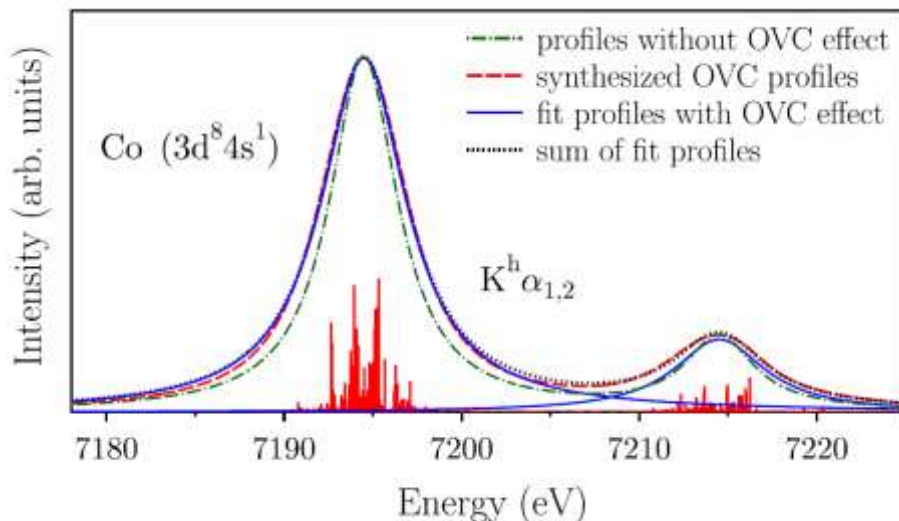
W ramach prowadzonych przeze mnie badań zaproponowano nowatorskie podejście w analizie rentgenowskich widm hipersatelitarnych  $K^h\alpha$  mierzonych dla tarcz stałych. W pierwszym kroku wyznaczono radiacyjne szerokości naturalne stanów  $K^2$  przy użyciu multikonfiguracyjnego rachunku Dirac-Fock'a (MCDF) uwzględniającego oddziaływanie Breita oraz poprawki QED. Tak wyznaczone szerokości linii hipersatelitarnych były jednak znacząco niższe od tych obserwowanych eksperymentalnie.

Dlatego też, w kolejnym kroku konieczne było uwzględnienie w symulacjach widm rentgenowskich efektu otwartej powłoki walencyjnej (*ang. open-shell valence configuration effect, OVC*). Efekt ten związany jest z faktem, że w przypadku atomów otwartopowłokowych dla każdego rodzaju przejścia hipersatelitarnego można wskazać wiele stanów początkowych  $K^2$  i końcowych  $K^1L^1$ . Przejście, a właściwie dana grupa przejść składa się wówczas z licznych zachodzących na siebie komponentów o nieco odmiennych energiach i szerokościach. W konsekwencji efekt OVC powoduje zwiększenie efektywnych szerokości linii naturalnych  $K^h\alpha_1$  i  $K^h\alpha_2$ . Biorąc pod uwagę fakt, że konfiguracje walencyjne atomów w ciałach stałych różnią się od konfiguracji walencyjnych atomów swobodnych, w symulacjach szerokości linii hipersatelitarnych uwzględniających efekt OVC, przyjęto liniową kombinację stanów walencyjnych tak aby jak najbardziej zbliżyć się do uśrednionych konfiguracji walencyjnych przewidywanych przez zaawansowane obliczenia struktury pasma walencyjnego. Ilustrację graficzną poszerzenia linii  $K^h\alpha_1$  i  $K^h\alpha_2$  w wyniku efektu OVC przedstawia Rysunek 5. Uwzględnienie efektu OVC dla atomów otwartopowłokowych pozwala na znaczne zmniejszenie rozbieżności pomiędzy teoretycznymi i eksperymentalnymi szerokościami linii hipersatelitarnych [A5].

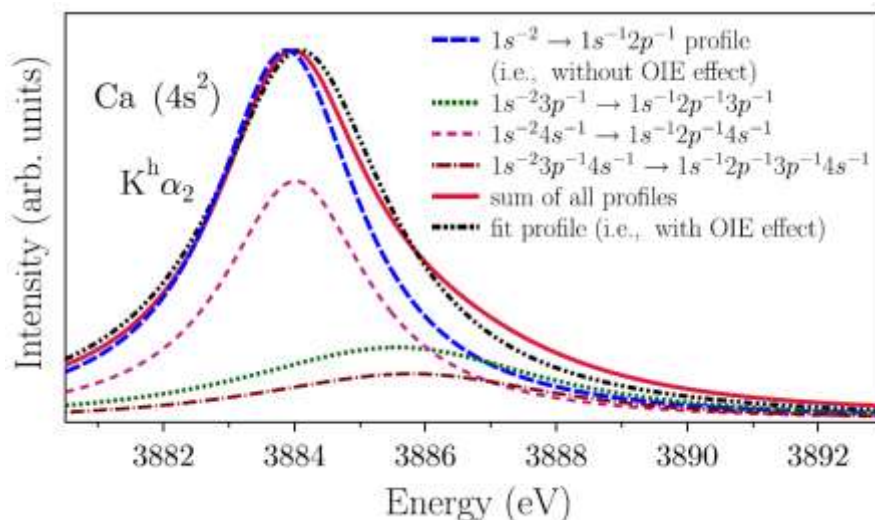
Inną przyczyną znacznego poszerzenia obserwowanego w pomiarach szerokości linii rentgenowskich  $K^h\alpha$  jest efekt jonizacji i wzbudzenia elektronów zewnętrznych powłok atomowych (*ang. outer-shell ionization and excitation, OIE*). Oszacowania przyczynków procesu OIE do poszerzenia linii hipersatelitarnych  $K^h\alpha$  wymagało nie tylko przeprowadzenia obliczeń teoretycznych prawdopodobieństw strąsania elektronów, lecz

również zaproponowania różnych opisów procesów strząsania elektronów z zewnętrznych powłok atomowych dla różnych zakresów energii oddziałujących fotonów.

Pierwszy zaproponowany scenariusz (OIE1) dotyczy oddziaływania fotonu z elektronami atomu w obszarze wysokich energii (energie fotonów znacznie wyższe od energii wiązania elektronów  $K$  w atomie). Zachodząca w tym przypadku fotojonizacja (w wyniku absorpcji fotonu przez pojedynczy elektron z powłoki  $K$ ), powoduje natychmiastowe wyrzucenie pierwotnego elektronu  $K$  z atomu z dużą prędkością. W wyniku szybkiej zmiany potencjału elektronowego w atomie może dojść do wyrzucenia (strząsania) drugiego elektronu powłoki  $K$ . Drugi elektron usuwany jest, w przeciwieństwie do pierwszego, ze znacznie mniejszą prędkością. Nastęstwem takiej sytuacji jest stosunkowo słaby proces strząsania elektronów walencyjnych, które odczuwają zmianę potencjału pochodzącą jedynie od pojedynczej jonizacji powłoki  $K$ . Rozważania teoretyczne doprowadziły do przypisania scenariusza OIE1 do mechanizmu podwójnej fotojonizacji w obszarze wysokich energii fotonów następującej w wyniku czysto kwantowego procesu strząsania elektronów (*ang. shake-off, SO*). Konsekwencją tego procesu w widmach rentgenowskich jest nieco zredukowane poszerzenie odpowiednich szerokości linii hipersatelitarnych.



Rysunek 5. Symulacje teoretyczne przejść rentgenowskich  $K^h\alpha_1$  i  $K^h\alpha_2$  w atomie Co z uwzględnieniem efektu otwartej powłoki walencyjnej (OVC) [A5].



Rysunek 6. Symulacje teoretyczne przejść rentgenowskich  $K^h\alpha_2$  w atomie Ca z uwzględnieniem efektu jonizacji i wzbudzenia elektronów zewnętrznych powłok atomowych (OIE2) [A5].

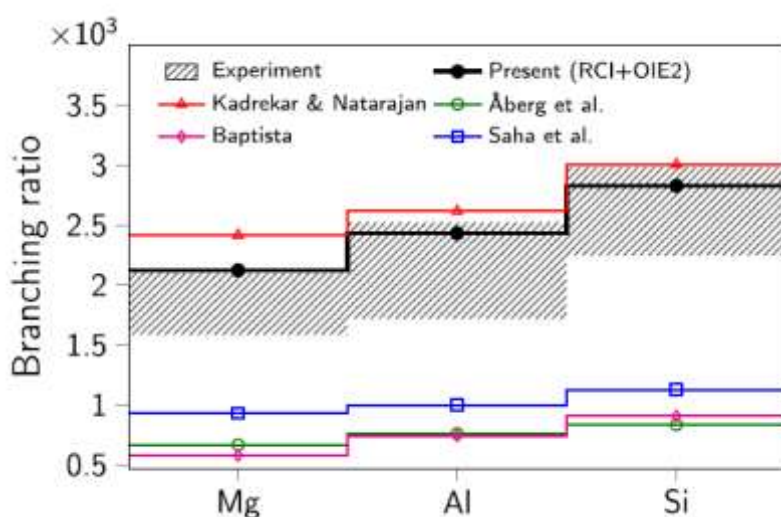
Drugi zaproponowany model teoretyczny opisuje proces podwójnej fotojonizacji w zakresie średnich i niskich energii fotonów. W tym przypadku jonizacja pierwszego elektronu  $K$  poprzedza półklasyczny proces wybicia (jonizacji) drugiego elektronu z tej samej powłoki (*knockout*). Oznacza to, że oba elektrony  $K$  są usuwane z atomu w tym samym czasie. W przypadku procesu OIE2 zmiana potencjału, który odczuwają elektrony walencyjne jest znacznie silniejsza niż w przypadku procesu OIE1. Konsekwencją takiej sytuacji jest kilkukrotne zwiększenie prawdopodobieństw strąsania elektronów zewnętrznych powłok atomowych. Np. dla powłoki walencyjnej 3d w atomie Ca prawdopodobieństwo to rośnie z około 15% do niemal 46%. Silne strąsanie elektronów z zewnętrznych powłok atomowych powoduje dodatkowe poszerzenie linii hipersatelitarnych obserwowane w widmach rentgenowskich atomów wydrążonych w powłoce  $K$ . Ilustrację graficzną poszerzenia linii  $K^h\alpha_1$  i  $K^h\alpha_2$  w wyniku efektu OIE2 przedstawia Rysunek 6.

Jedynie uwzględnienie efektu OIE2 wraz z efektem OVC dla atomów otwartopowłokowych pozwala na rekonstrukcję poszerzeń linii hipersatelitarnych  $K^h\alpha_1$  i  $K^h\alpha_2$  obserwowanych w pomiarach widm rentgenowskich indukowanych fotonami o niskich i średnich energiach. Oznacza to, że w obszarze niskich i średnich energii fotonów oddziałujących z elektronami atomu, dominującym mechanizmem prowadzącym do podwójnej fotojonizacji powłoki  $K$  jest półklasyczny proces wybicia drugiego elektronu z powłoki  $K$ , powodujący dodatkowo silne strąsanie elektronów z zewnętrznych powłok atomowych. Warto również podkreślić, że obszar niskich i średnich energii fotonów jest obszarem odpowiadającym maksymalnemu przekrojowi czynnemu na podwójną jonizację. Dlatego też, wyjaśnienie poszerzenia linii hipersatelitarnych w tym zakresie energii fotonów ma szczególne znaczenie. Co więcej, ponieważ wielkość poszerzenia linii hipersatelitarnej zależy od rodzaju mechanizmu podwójnej fotojonizacji powłoki  $K$ , niniejsze analizy dostarczyły nowe narzędzie do określania względnej roli mechanizmów podwójnej fotojonizacji w różnych zakresach energii fotonów oddziałujących z elektronami atomu.

Kolejnym obszarem badań związanym z atomami wydrążonymi w powłoce  $K$ , które realizowałem w ostatnich latach było wyznaczenie charakterystyk przejść dwuelektronowych (TEOP), poprzez które atomy takie mogą również deekscytować. Możliwość deekscytacji dwufotonowych została po raz pierwszy przewidziana przez Heisenberga w roku 1925 [B16]. W 1931 r. Goudsmit i Gropper [B17] sformułowali odpowiednie reguły wyboru dla przejść TEOP, a w 1973 Wölfli [B18] wraz ze współpracownikami opublikowali po raz pierwszy eksperymentalną obserwację przejść TEOP w atomach Fe i Ni. Od tego czasu przejścia TEOP były obiektem intensywnych badań teoretycznych i eksperymentalnych.

W ostatnich latach Hoszowska wraz ze współpracownikami [B19] przeprowadziła niezwykle precyzyjny eksperyment synchrotronowy, w którym zmierzono energie, względne intensywności (względem przejść jednoelektronowych) oraz szerokości linii odpowiadające przejściom dwuelektronowym (TEOP) w atomach Mg, Al i Si podwójnie zjonizowanych na powłoce  $K$ . Uzyskane dane eksperymentalne pozwalają na najbardziej rygorystyczne testy obliczeń teoretycznych opisujących egzotyczne stany atomowe. Porównanie wartości eksperymentalnych i teoretycznych pokazało dobrą zgodność jedynie dla wartości energii przejść TEOP. Względne intensywności przejść dwuelektronowych oraz odpowiadające im szerokości linii widmowych nie były dobrze odtwarzane przez dotychczasowe modele teoretyczne. Względne intensywności przejść duelektronowych uzyskane w oparciu o teorię perturbacyjną drugiego rzędu wykorzystującą wodoropodobne funkcje falowe, oraz teorię Hartree-Focka i Diraca-Focka (MCDF) niedoszacowują wartości eksperymentalnych o czynnik 2 do 3. Dopiero zastosowanie zaawansowanej teorii uwzględniającej tzw. relatywistyczne oddziaływania konfiguracji wirtualnych (RCI) pozwala zredukować rozbieżności pomiędzy eksperymentem a teorią do poziomu 15% -30%.

W moich badaniach dotyczących przejść dwuelektronowych podjąłem próbę odtworzenia względnych intensywności przejść TEOP dla atomów Mg, Al i Si, które zostały zmierzone przez Hoszowską wraz ze współpracownikami z 14% i 19% błędami, co dla tak egzotycznych przejść atomowych jest pomiarem niezwykle precyzyjnym [B19]. Teoretyczne energie i intensywności przejść TEOP zostały wyznaczone za pomocą obliczeń MCDF uwzględniających oddziaływanie Breit'a oraz poprawki QED. Dodatkowo obliczenia rozszerzono uwzględniając efekty relatywistycznych oddziaływań elektronowych konfiguracji wirtualnych MCDF-RCI (*ang. relativistic configuration interaction*). Względne intensywności przejść TEOP zostały obliczone zarówno w tzw. cechowaniu prędkościowym (Coulomba) jak i długościowym (Babushkina). Różnica pomiędzy wartościami uzyskanymi w obu cechowaniach jest typowym sposobem testowania jakości wykonanych obliczeń w kolejnych rozwinięciach metody RCI. Obliczenia zostały przeprowadzone zarówno dla pojedynczych jak i podwójnych wzbudzeń wirtualnych (*ang. single and double substitutions*). Wykazano, że uwzględnienie podwójnych wzbudzeń wirtualnych pozwala na uzyskanie zgodności obliczeń intensywności przejść TEOP w cechowaniu prędkościowym i długościowym, co potwierdza dobrą jakość uzyskanych wyników teoretycznych.



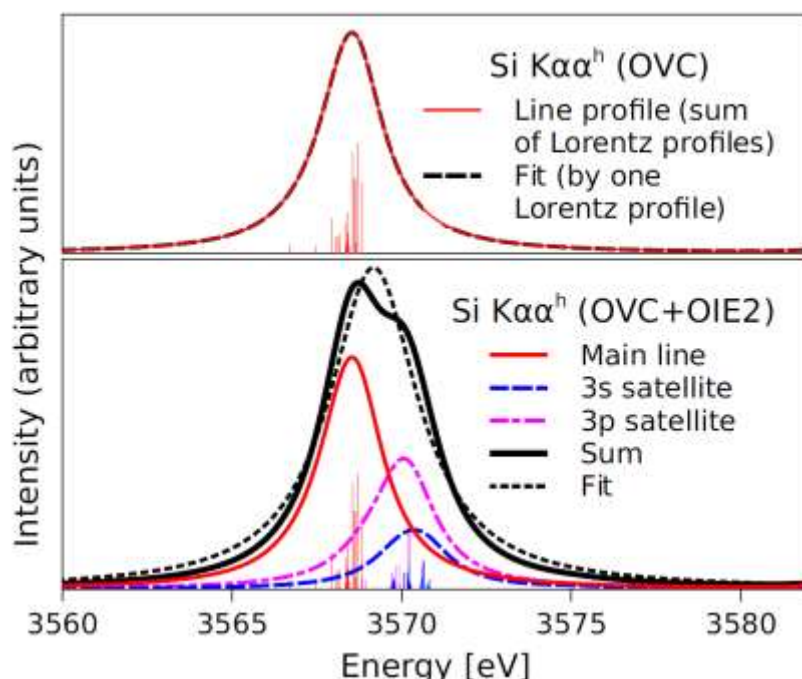
Rysunek 7. Porównanie teoretycznych i eksperymentalnych względnych intensywności przejść TEOP/OEOP [A9].

Podobnie jak w przypadku przejść jednoelektronowych (OEOP), kolejnym krokiem w budowie zaawansowanego modelu teoretycznego dedykowanego przejściom dwuelektronowym było włączenie efektu otwartej powłoki walencyjnej (OVC) oraz efektu jonizacji i wzbudzenia elektronów zewnętrznych powłok atomowych na skutek silnej zmiany potencjału związanego z podwójną jonizacją powłoki  $K$  (OIE1 i OIE2). Wartości teoretyczne względnych intensywności przejść TEOP/OEOP uwzględniające korelacje wirtualnych stanów elektronowych oraz efekt silnej jonizacji i wzbudzenia elektronów zewnętrznych powłok atomowych (OIE2), najlepiej odtwarzają wartości eksperymentalne spośród dotychczasowych obliczeń teoretycznych [A9], co ilustruje Rysunek 7.

W naszych badaniach podjęliśmy również próbę rekonstrukcji teoretycznej wartości eksperymentalnych szerokości linii TEOP ( $K\alpha^h$ ). Ponieważ szerokość linii rentgenowskiej odpowiada sumie szerokości stanów początkowych i końcowych, w celu wyznaczenia teoretycznych wartości szerokości linii  $K\alpha^h$  obliczono szerokości radiacyjne i bezradiacyjne stanów  $K^2$  (grupa stanów początkowych) oraz  $L_1^{-1}L_{2,3}^{-1}$  (grupa stanów końcowych). Warto w tym miejscu podkreślić, że zgodnie z najlepszą wiedzą autora niniejszego opracowania nie były one nigdy wcześniej publikowane. Dalsza poprawa otrzymanych wartości teoretycznych



wymagała uwzględnienia poprawek związanych z otwartą powłoką walencyjną (OVC) oraz z silną jonizacją i wzbudzeniem elektronów zewnętrznych powłok atomowych (OIE2), w szczególności powłok 3s i 3p. Rysunek 8 ilustruje przyczynki obu efektów do poszerzenia linii rentgenowskich odpowiadających przejściom dwuelektronowym w atomie Si.



Rysunek 8. Symulacje teoretyczne przejść rentgenowskich  $K\alpha\alpha^h$  w atomie Si z uwzględnieniem efektu OVC (górny rysunek) oraz efektu OVC wraz z efektem silnej jonizacji i wzbudzenia elektronów powłok 3s i 3p OIE2 (dolny rysunek) [A9].

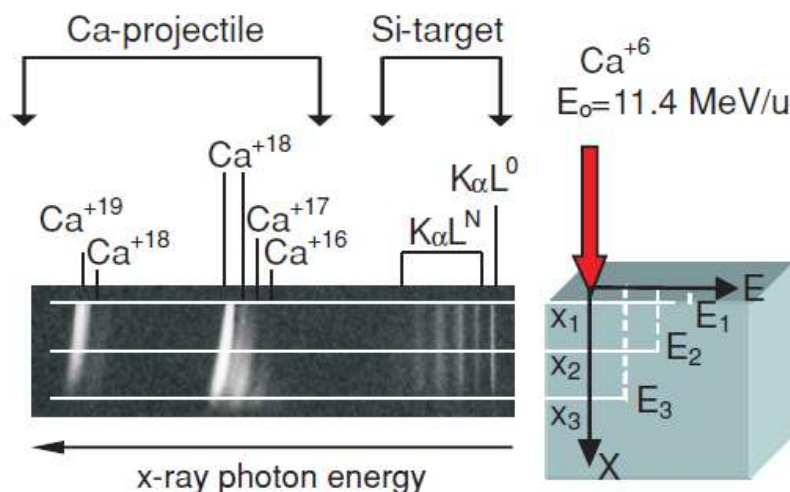
Podsumowując tę część prezentowanych badań należy stwierdzić, że stosując zaawansowane modele obliczeń MCDF-RCI uwzględniające efekt otwarto-powłokowy wraz z efektem związanym z silną jonizacją i wzbudzeniem elektronów zewnętrznych powłok atomowych, możliwe jest odtworzenie eksperymentalnych szerokości naturalnych linii rentgenowskich odpowiadających przejściom OEOP i TEOP oraz ich względnym intensywnościom dla atomów o niskim  $Z$ . Uzyskane wartości teoretyczne są bliskie wartościom eksperymentalnym. W ten sposób wyniki niniejszych badań wyznaczają nowe limity dla obliczeń teoretycznych dotyczących przejść jedno- i dwuelektronowych dla atomów wydrążonych w powłoce  $K$  o niskiej wartości  $Z$ .

Wyniki tej części badań opublikowano w 2 artykułach ([A5] i [A9]) w renomowanych czasopismach z listy filadelfijskiej, tj. w *Physical Review Letters* oraz *Physical Review A* (jako artykuł wyróżniony *Rapid Communication*).

### 4.3.3. Analiza wysokorozdzielczych widm rentgenowskich powstających podczas procesów hamowania jonów w tarczach stałych

Badania wysokorozdzielczych widm rentgenowskich towarzyszących kolejnym fazom hamowania jonów wapnia w tarczach krzemowych prowadzone były na liniowym akceleratorze UNILAC w instytucie GSI w Darmstadt (Niemcy). W eksperymencie jony Ca o początkowym stanie ładunkowym  $q=+6$  i energii początkowej 11,4 MeV/A były całkowicie hamowane w tarczach  $\text{SiO}_2$  o obniżonej gęstości ( $\sim 0.023 \text{ g/cm}^3$ ) i grubości 25-mm. Specjalnie opracowana technologia do produkcji rozrzedzonego krzemu w postaci aerożelu o obniżonej gęstości została zastosowana w celu przygotowania tarcz do pomiarów charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego dla różnych głębokości penetracji

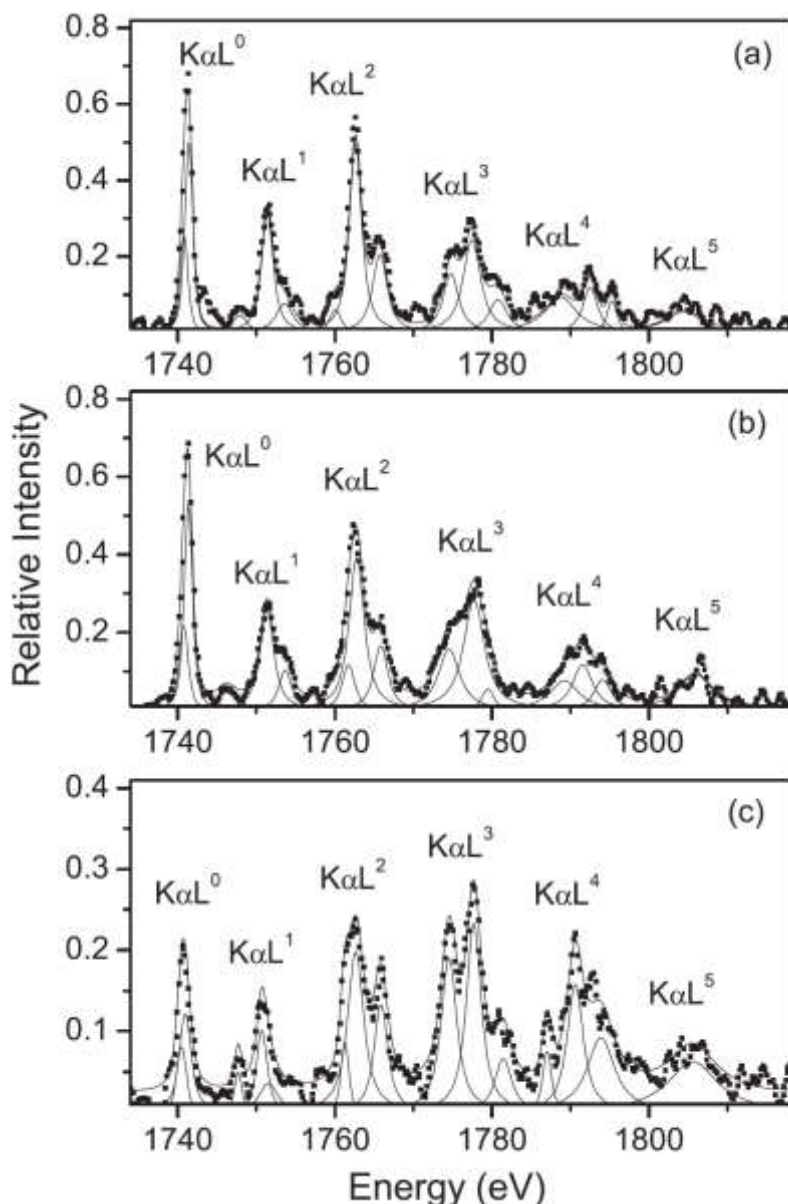
jonów w tarczy. Dzięki zastosowaniu aerożelowych tarcz krzemowych udało się zwiększyć zasięg jonów (*ang. stopping length*) o energii 11,4 MeV/A z wartości  $\sim 100 \mu\text{m}$  (w zwykłym krzemie) do 10 mm (w tarczy aerożelowej). Dodatkowo, zastosowanie tarcz aerożelowych znacznie zmniejsza absorpcję promieniowania rentgenowskiego, dzięki czemu możliwa staje się obserwacja promieniowania emitowanego z obszaru bezpośredniego oddziaływania jon-atom.



Rysunek 9. Obraz rentgenowski przedstawiający promieniowanie charakterystyczne jonów Ca oraz atomów Si tarczy rejestrowane z rozdzielczością przestrzenną wzdłuż ścieżki hamowania jonów w tarczy (z lewej strony). Schemat wysokorozdzielczych pomiarów charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego powstającego podczas hamowania jonów Ca w tarczy aerożelowej  $\text{SiO}_2$  o niskiej gęstości (z prawej strony). Symbol  $x$  reprezentuje głębokość penetracji jonów w tarczy, podczas gdy  $E$  jest średnią energią jonów w danej fazie procesu hamowania [A4].

Charakterystyczne promieniowanie rentgenowskie serii  $K$  emitowane przez jony oraz tarczę rejestrowane było przy użyciu spektrometru dyfrakcyjnego ze sferycznie wygiętym kryształem miki (w drugim i czwartym rzędzie odbicia). Widma rejestrowane były z wysoką rozdzielczością energetyczną ( $\Delta E \sim 0.4 \text{ eV}$ ) oraz z wysoką rozdzielczością przestrzenną ( $\Delta x \sim \text{kilkadziesiąt } \mu\text{m}$ ). Widma rentgenowskie promieniowania charakterystycznego jonów Ca o stanach ładunkowych od  $q=+16$  do  $q=+19$  oraz atomów Si tarczy zarejestrowane z rozdzielczością przestrzenną wzdłuż ścieżki hamowania jonów w tarczy (wraz ze schematem pomiarów) przedstawia Rysunek 9. Widoczne na rysunku przesunięcia linii Dopplera pochodzące od jonów Ca, których energia maleje wraz z głębokością penetracji jonów zostały wykorzystane do dość precyzyjnego określenia prędkości jonów w różnych fazach procesu hamowania.

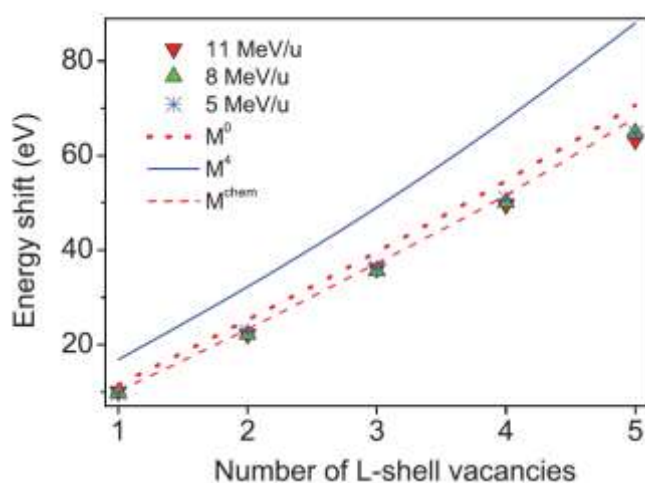
Widma rentgenowskie serii  $K$  emitowane przez ośrodek hamujący  $\text{SiO}_2$  zawierają następujące składowe: linie diagramowe  $\text{K}\alpha\text{L}^0$ , odpowiadające przejściom elektronowym  $2p \rightarrow 1s$  w atomie Si jednokrotnie zjonizowanym na powłóce  $K$  oraz tzw. linie satelitarne  $\text{K}\alpha\text{L}^N$ , odpowiadające przejściom elektronowym  $2p \rightarrow 1s$  w atomie Si jednokrotnie zjonizowanym na powłóce  $K$  z dodatkowymi  $N$  dziurami w powłóce  $L$ . Energie przejść satelitarnych  $\text{K}\alpha\text{L}^N$  są wyższe niż energie przejść diagramowych  $\text{K}\alpha\text{L}^0$  ze względu na zmniejszone ekranowanie ładunku pochodzącego od jądra atomowego. Przesunięcia energetyczne przejść satelitarnych zależą od liczby dziur w powłóce  $L$ . Ponieważ przesunięcia energii są stosunkowo duże (większe niż naturalna szerokość linii rentgenowskiej) poszczególne linie satelitarne  $\text{K}\alpha\text{L}^N$  ( $N=1, 2, \dots$ ) odpowiadające przejściom rentgenowskim  $2p \rightarrow 1s$  w obecności dodatkowej jednej, dwóch itd. dziur w powłóce  $L$  mogą być rozróżnione w obserwowanym widmie.



Rysunek 10. Wysokorozdzielcze widma rentgenowskie serii  $K$  indukowane w tarczy aerożelowej  $\text{SiO}_2$  o małej gęstości przez jony  $\text{Ca}$  o różnych energiach dla różnych głębokości penetracji w tarczy; (a)  $\sim 0.5$  mm (11.4–10.6 MeV/u), (b)  $\sim 5$  mm (8.5–7.6 MeV/u), and (c)  $\sim 10$  mm (5.2–4.0 MeV/u) [A4].

Za pomocą procedury skanowania obrazów rentgenowskich otrzymano widma serii  $K$  indukowane w tarczy aerożelowej  $\text{SiO}_2$  przez jony  $\text{Ca}$  zmierzone dla trzech różnych głębokości penetracji w tarczy (Rysunek 10). Na widmach wyraźnie widać dobrze rozdzielone kolejne struktury satelitarne  $K\alpha L^N$  dla kolejnych stanów jonizacyjnych w powłoce  $L$  ( $N=1, 2, \dots$ ). Przesunięcia energetyczne odpowiadające liniom satelitarnym dla kolejnych stanów jonizacyjnych  $M^1, M^2$  itd. są znacznie mniejsze niż te pochodzące z jonizacji powłoki  $L$ . Linie  $K\alpha L^N$  odpowiadające przejściom rentgenowskim w obecności dodatkowych dziur w powłoce  $M$  są poszerzone i przesunięte w kierunku wyższych energii. Poszerzenie i przesunięcie zależą od stopnia jonizacji powłoki  $M$  (im większa liczba dziur w powłoce  $M$  tym większe poszerzenie i przesunięcie). Informacja o stopniu jonizacji powłoki  $M$  (powłoki walencyjnej) ma kluczowe znaczenie dla diagnostyki procesów hamowania jonów w ciałach stałych, w tym diagnostyki nano-struktur plazmowych powstających wokół toru jonowego w ośrodku hamującym.

W celu właściwej interpretacji widm serii  $K$  indukowanych w tarczy aerożelowej  $\text{SiO}_2$  przez jony  $\text{Ca}$  wykonano zaawansowaną analizę danych. Analiza danych obejmowała dopasowanie odpowiednich struktur (pików) widmowych z uwzględnieniem poszerzeń naturalnych i instrumentalnych oraz zaawansowane obliczenia teoretyczne, w tym obliczenia atomowe MCDF, obliczenia dynamiki procesów jonizacji, wychwytu elektronów oraz obliczenia dotyczące procesów przegrupowań elektronów w czasie pomiędzy jonizacją a emisją charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego. Ponieważ widma rentgenowskie emitowane z ośrodka hamowania pochodzą nie z homogenicznego krzemu, lecz z krzemu ze związku  $\text{SiO}_2$ , w analizach należało uwzględnić także efekt chemiczny. Dlatego też, uwzględniono przegrupowanie elektronów walencyjnych tlenu w kierunku struktur walencyjnych atomów krzemu (silnie zjonizowanych na wewnętrznych powłokach atomowych) w czasie pomiędzy jonizacją a emisją promieniowania.



Rysunek 11. Porównanie eksperymentalnych przesunięć energii linii satelitarnych krzemu  $\text{KaL}^N$  zmierzonych dla trzech różnych energii jonów  $\text{Ca}$  ( $\sim 11$  MeV/A,  $\sim 8$  MeV/A i  $\sim 5$  MeV/A) z obliczeniami MCDF wykonanymi dla różnych konfiguracji powłoki walencyjnej ( $M^0$  konfiguracja walencyjna atomów neutralnych  $3s^23p^2$ ,  $M^4$  konfiguracja walencyjna silnie zjonizowana,  $M^{\text{chem}}$  konfiguracja walencyjna wzbogacona elektronami tlenu) [A4].

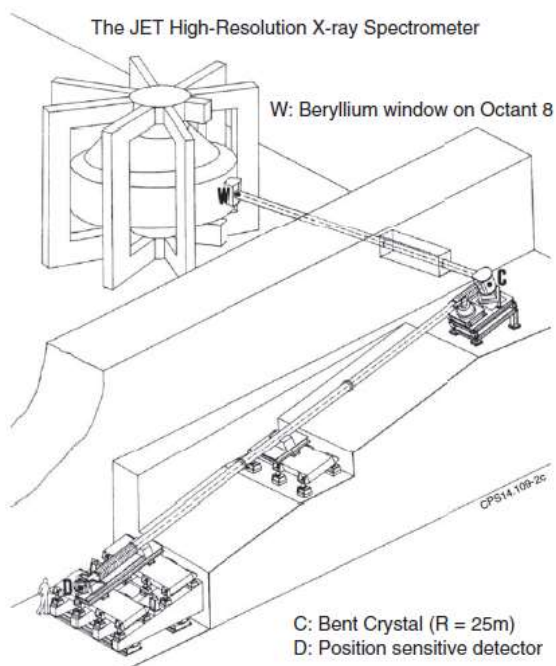
Analizy pozwoliły na wyznaczenie precyzyjnych danych eksperymentalnych dotyczących intensywności i energii promieniowania rentgenowskiego  $\text{KaL}^N$  emitowanego przez atomy krzemu ( $\text{SiO}_2$ ) w trzech różnych fazach procesu hamowania jonów  $\text{Ca}$ . Analizy wykazały również redukcję przesunięć energetycznych linii satelitarnych  $\text{KaL}^N$  względem linii diagramowych  $\text{KaL}^0$  w widmach rentgenowskich zarejestrowanych we wszystkich rozważanych fazach procesu hamowania jonów  $\text{Ca}$ . Stwierdzono, że obserwowane w eksperymencie redukcje energii przejść  $\text{KaL}^N$  są efektem chemicznego wzbogacenia elektronowej struktury walencyjnej silnie zjonizowanych atomów krzemu [A4]. Ponadto, wykazano, że efekt ten jest tym silniejszy im większa jest jonizacja atomu krzemu, w którym zachodzi przejście  $\text{KaL}^N$  (Rysunek 11).

Ostatni etap niniejszych badań dotyczył weryfikacji hipotezy o możliwości kształtowania się struktur nano-plazmowych powstających wokół toru jonowego  $\text{Ca}$  podczas hamowania jonów w tarczy. Hipoteza ta, przedstawiona przez Lankina i współpracowników [B20] sugerowała powstawanie niskotemperaturowych struktur nano-plazmowych tworzonych w wyniku oddziaływania jon-atom. Oddziaływanie takie prowadzi do produkcji dużej liczby tzw. wtórnych elektronów, które mogą z kolei jonizować sąsiednie atomy wokół toru jonowego. Model opiera się na założeniu, że struktury nano-plazmowe są zlokalizowane wewnątrz rdzenia toru jonowego, gdzie panuje stała temperatura (10-50 eV) i gęstość

elektronowa ( $10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ). Takie warunki (odpowiadające efektywnemu ładunkowi struktur plamowych  $Z_{\text{eff}} > 6$ ) musiałyby spowodować całkowitą jonizację powłoki  $M$ . Ta część hipotezy jest w oczywisty sposób sprzeczna z wynikami analiz rentgenowskich przedstawionymi powyżej, które pokazują, że powłoka  $M$  nie jest zjonizowana, lecz przeciwnie wzbogacona jest dodatkowymi elektronami walencyjnymi. Wzbudzenie elektronowe powłoki walencyjnej obserwowane w momencie promieniowania rentgenowskiego wywołanego przez jony o energiach  $\geq 5 \text{ MeV/u}$  jednoznacznie pokazuje neutralizację potencjału ładunkowego rdzenia toru jonowego w femtosekundowej skali czasu po akcie bezpośredniego oddziaływania jon-atom. Oznacza to, że struktury nano-plazmowe, które mogłyby prowadzić do silnych deformacji materiału ośrodka hamującego nie powstają we wczesnej i pośredniej fazie procesu hamowania [A4]. Konkluzja ta jest niezwykle ważna dla rozwijanych modeli teoretycznych opisujących deformacje materiałowe powstające w kolejnych fazach procesów hamowania ciężkich jonów w ciałach stałych.

#### 4.3.4. Analiza wysokorozdzielczych widm rentgenowskich powstających w strukturach plazmowych

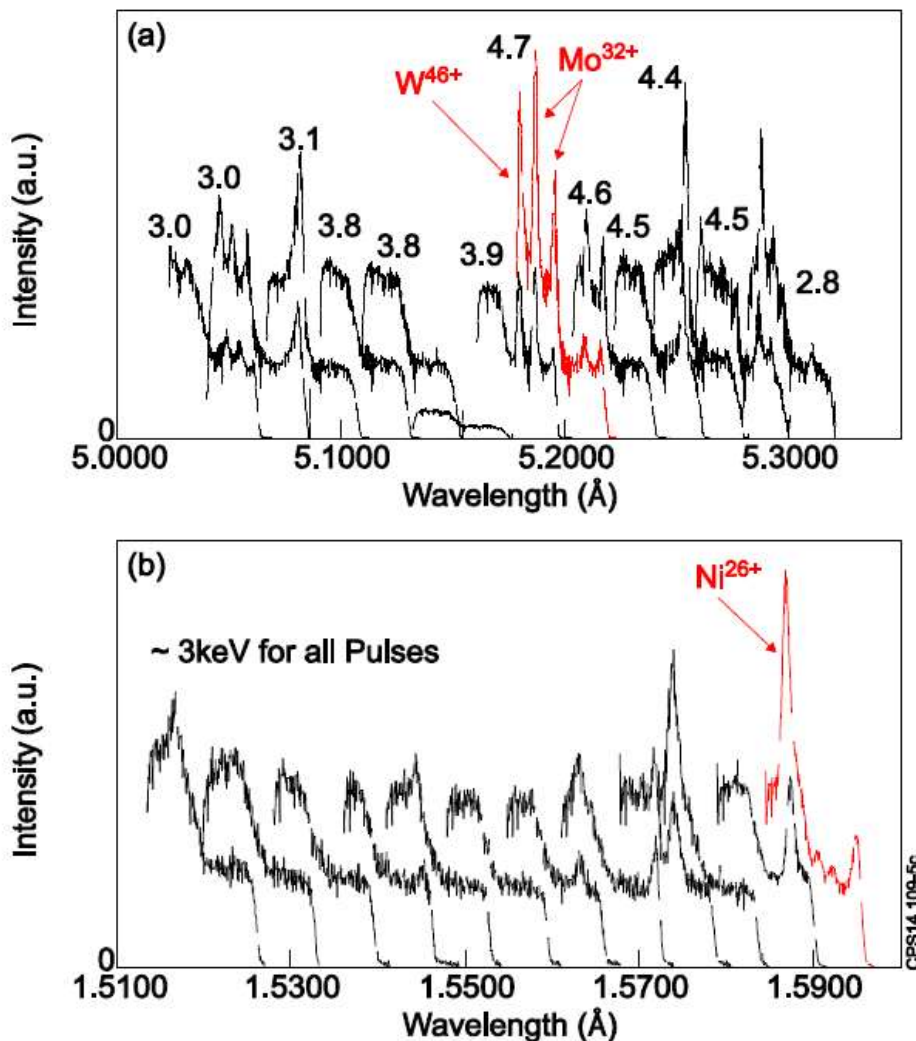
W ramach europejskiego programu badawczego (Euratom) realizowanego na największym europejskim tokamaku JET, dedykowanemu badaniom wybranych scenariuszy plazmowych dla ITER-a, uczestniczyłem w realizacji projektu związanego z modernizacją wysokorozdzielczej diagnostyki rentgenowskiej dla tokamaka JET (Culham, Wielka Brytania). Głównym celem tej modernizacji było zapewnienie możliwości monitorowania promieniowania rentgenowskiego emitowanego przez jony  $\text{Ni}^{26+}$ ,  $\text{Mo}^{32+}$  oraz  $\text{W}^{45+}$  i  $\text{W}^{46+}$  z obszaru plazmy centralnej tokamaka JET. W ramach projektu przygotowano konstrukcję spektrometru, która pozwala wyekstrahować dwie grupy spektralne zawierające diagramy emisyjne dla kolejnych trzech rzędów odbicia (6 zakresów energetycznych, po 3 dla każdej grupy spektralnej). Każda z dwóch grup spektralnych rejestrowana jest w dedykowanej linii diagnostycznej. Linie diagnostyczne oddzielone są od siebie poprzeczną płaszczyzną, dzięki czemu możliwa jest niezależna rejestracja wybranej grupy spektralnej. Zgodnie z najlepszą wiedzą autora niniejszego opracowania jest to pierwsza tego typu konstrukcja na świecie.



Rysunek 12. Schemat konstrukcji wysokorozdzielczego spektrometru rentgenowskiego zainstalowanego na tokamaku JET [A7].

Konstrukcja spektrometru bazuje na tzw. kołowej geometrii Johanna z promieniem Rowlanda  $R=12.5$  m oraz z dwiema metalowymi rurami o długości 20 m, którymi fotony rentgenowskie ‘transportowane’ są z tokamaka JET do komory z kryształami dyfrakcyjnymi, a następnie do gazowych detektorów rentgenowskich. Schemat konstrukcji wysokorozdzielczego spektrometru rentgenowskiego zainstalowanego na tokamaku JET przedstawia Rysunek 12. Metalowe rury przedzielone są poprzeczną płaszczyzną, tak aby uzyskać dwa niezależne kanały diagnostyczne (górny i dolny).

Górny kanał diagnostyczny zawierający kryształ  $\text{SiO}_2$  (10 $\bar{1}1$ ) o stałej sieci krystalicznej  $2d=0.668$  nm został zaprojektowany do monitorowania promieniowania emitowanego przez jony  $\text{Mo}^{32+}$  oraz  $\text{W}^{45+,46+}$  w zakresie spektralnym 5.0-5.3 Å (w pierwszym rzędzie odbicia). Dolny kanał diagnostyczny z kryształem Ge (220) ( $2d = 0.400$  nm) został przystosowany do pomiarów w zakresie spektralnym 1.5-1.6 Å (w drugim rzędzie odbicia). Umieszczone kryształy o rozmiarach 230x35x5 mm są wygięte cylindrycznie o promieniu gięcia 24,98 m.

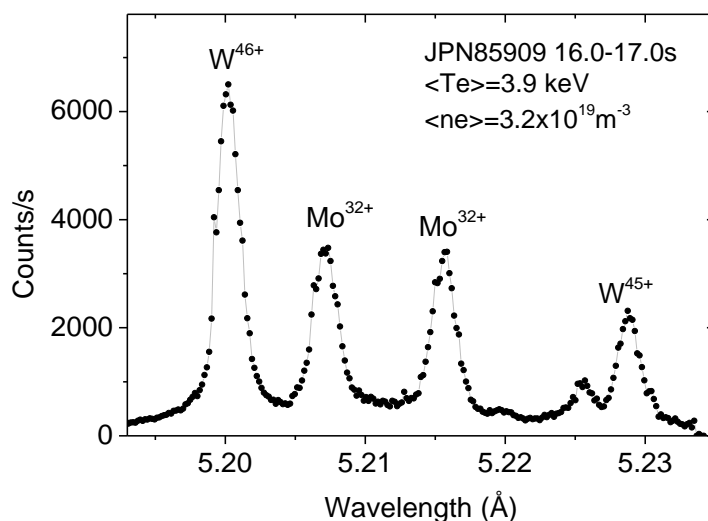


Rysunek 13. Zakres spektralny wysokorozdzielczej diagnostyki rentgenowskiej dla (a) górnego kanału diagnostycznego (pomiaru linii  $\text{Mo}^{32+}$  oraz  $\text{W}^{45+,46+}$ ) oraz (b) dolnego kanału diagnostycznego (pomiaru linii  $\text{Ni}^{25+,26+}$ ) [A7].

Na końcu kanałów diagnostycznych zainstalowane są dwa detektory gazowe typu GEM - czułe zarówno na energię jak i pozycję rejestrowanych fotonów. Energetyczna zdolność rozdzielcza detektorów umożliwia rejestracją diagramów spektralnych w wybranych

rzędach odbicia (dyfrakcji), zaś odpowiednia czułość pozycyjna umożliwiła rejestrację widm z niezwykle wysoką rozdzielczością spektralną (energetyczną) porównywalną z szerokościami naturalnymi rejestrowanych linii rentgenowskich ( $\lambda/\Delta\lambda \geq 1,2 \times 10^3$ ). Detektory typu GEM zostały zaprojektowane, zbudowane i wykalibrowane tak aby spełniały następujące wymagania: pokrycie stosunkowo dużego obszaru detekcyjnego ( $206 \times 92 \text{ mm}^2$ ), czułość pozycyjna nie gorsza niż 0.7 mm, wysokie wzmocnienie ładunkowe, stabilność detekcji dla szerokiego zakresu strumienia fotonów, odpowiednia rozdzielczość energetyczna (nie gorsza niż 30% przy zachowaniu czułości pozycyjnej) oraz rozdzielczość czasowa nie gorsza niż 10 ms. W celu optymalizacji wydajności detekcji detektorów, spośród badanych mieszanin gazów roboczych wybrano mieszaninę Ar z domieszką  $\text{CO}_2$  (15-30%). Dzięki użyciu cienkiej folii mylarowej jako materiału przeznaczonego na okno detektora, udało się uzyskać 20-45% wydajności rejestracji w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego (2-8 keV) [A6].

Rysunek 13 przedstawia pełny zakres spektralny wysokorozdzielczej diagnostyki rentgenowskiej rejestrowany przez detektory typu GEM w obu kanałach diagnostycznych odpowiednio w pierwszym i drugim rzędzie odbicia. Dla obu kanałów diagnostycznych wyznaczone zostały funkcje odpowiedzi (*ang. sensitivities*) uwzględniające transmisję fotonów w poszczególnych kanałach diagnostycznych, wydajność detektorów oraz współczynniki dyfrakcyjne kryształów. Tak wyznaczone funkcje odpowiedzi zostały dodatkowo zweryfikowane za pomocą analiz intensywności promieniowania ciągłego emitowanego z tokamaka JET i rejestrowanego w pierwszych trzech rzędach odbicia [A7]. Dzięki temu można było przeprowadzić precyzyjne analizy bezwzględnych wartości zanieczyszczeń metalicznych w plazmie centralnej tokamaka JET.

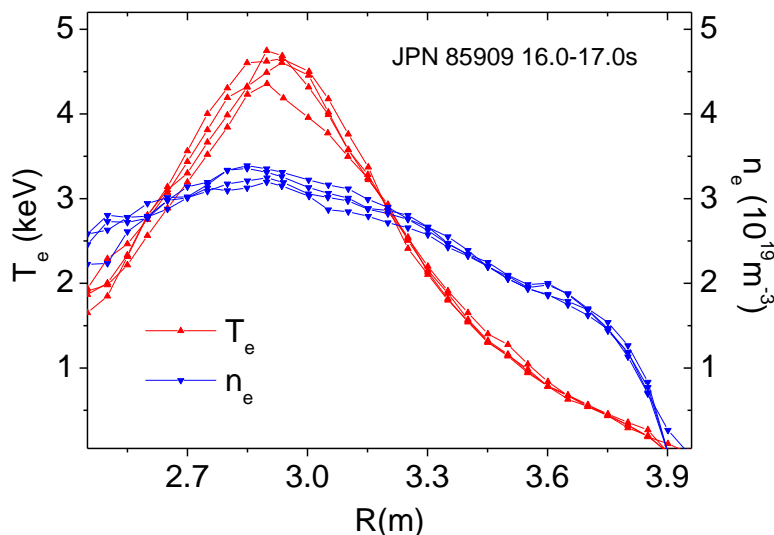


Rysunek 14. Widmo rentgenowskie jonów wolframu ( $\text{W}^{45+,46+}$ ) i molibdenu ( $\text{Mo}^{32+}$ ) zarejestrowane na tokamaku JET pomiędzy 16 a 17 s wyładowania plazmowego nr 85909 [A12].

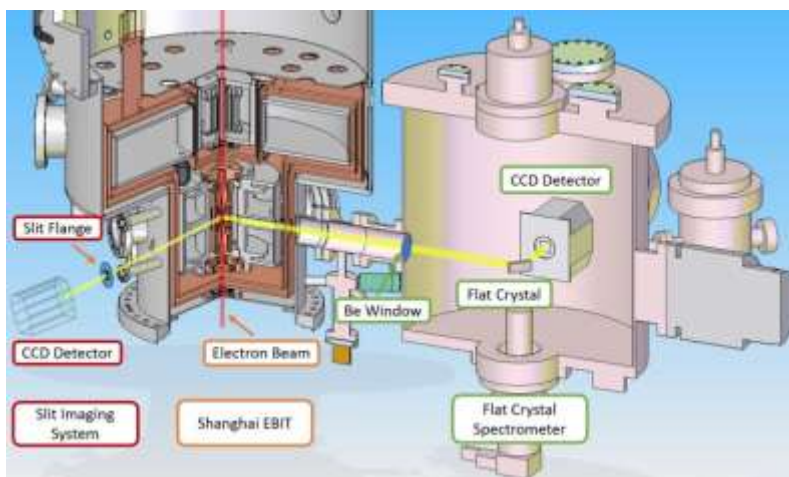
Widma spektralne uzyskane za pomocą zmodyfikowanej wysokorozdzielczej diagnostyki rentgenowskiej poddane zostały zaawansowanym analizom, w szczególności widma jonów wolframu, które charakteryzują się niezwykle skomplikowaną strukturą [A8]. W celu poprawnej interpretacji mierzonych widm wolframowych, konieczne było przeprowadzenie próby rekonstrukcji widm mierzonych za pomocą spektrometru rentgenowskiego zainstalowanego na JET-cie. Przykładowe widmo zmierzone podczas jednego z wyładowań plazmowych na tokamaku JET (nr 85909) w czasie pomiędzy 16-17 s przedstawia Rysunek 14. Widmo zostało zmierzone w stabilnych warunkach plazmowych (*ang. steady-state plasma*) dla średniej temperatury  $\langle T_e \rangle \sim 3.9 \text{ keV}$  i gęstości elektronowej

$\langle n_e \rangle \sim 3.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Pełne profile temperatury i gęstości elektronowej w funkcji promienia radialnego tokamaka JET przedstawia Rysunek 15. Wyraźnie widać, że zarówno profile temperatury i gęstości elektronowej są prawie niezmiennie w rozważanym okresie czasu wyładowania plazmowego. Tylko takie warunki plazmowe pozwalają na zaawansowane analizy kalibracyjne i stanowią bazę danych referencyjnych (ang. 'benchmark') dla tworzonych modeli teoretycznych.

Najbardziej wymagającym i najtrudniejszym zadaniem związanym z interpretacją widm rejestrowanych przez wysokorozdzielczą diagnostykę rentgenowską zainstalowaną na tokamaku JET była weryfikacja mierzonych struktur rentgenowskich oraz kalibracja energetyczna. Przeprowadzenie takiej weryfikacji (kalibracji) na tokamaku JET jest w sposób zasadniczo ograniczone jeśli chodzi o redukcję niepewności pomiarowej, gdyż rejestrowane tam widma są sumą widm dla różnych temperatur i gęstości elektronowych (od wysokich wartości  $T_e$  i  $n_e$  w plazmie centralnej do niskich wartości w plazmie brzegowej). Co więcej, widma rentgenowskie rejestrowane na tokamaku są przesunięte dopplerowsko co dodatkowo zwiększa niepewności pomiarowe. Dlatego też konieczne było przeprowadzenie niezależnych pomiarów w kontrolowanych warunkach temperatury i gęstości elektronowej bez przesunięć dopplerowskich. Warunki takie można zapewnić w elektronowych pułapkach jonowych (ang. *Electron Beam Ion Trap*).



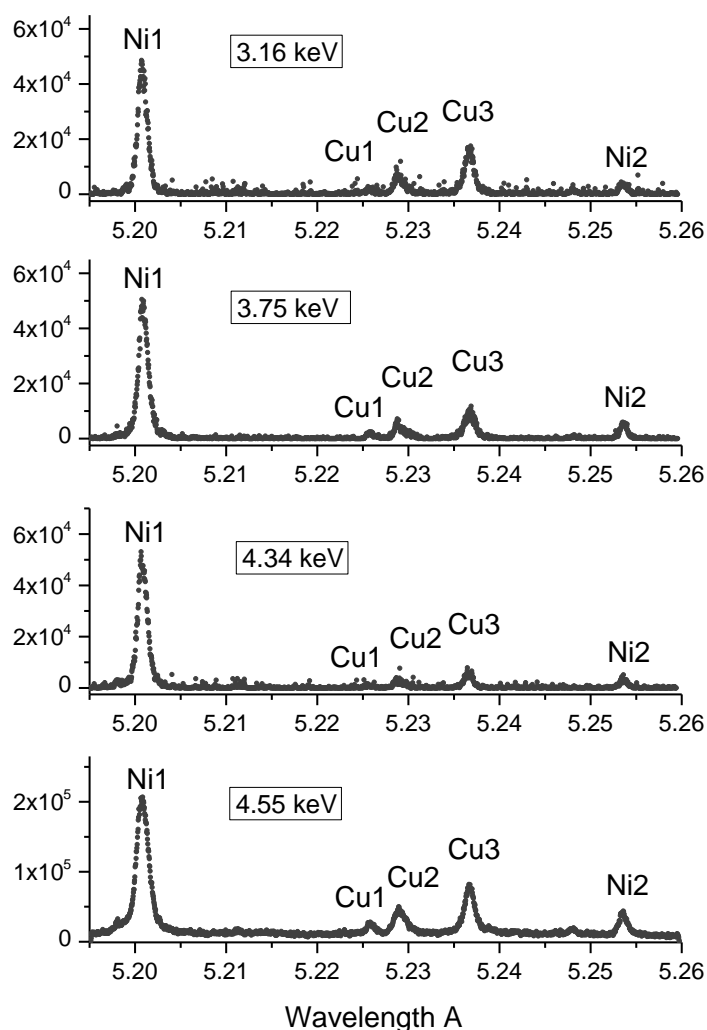
Rysunek 15. Profile temperatury i gęstości elektronowej w funkcji promienia radialnego tokamaka JET [A12].



Rysunek 16. Schemat układu typu EBIT w Szanghaju wraz ze spektrometrem krystalicznym rejestrującym widma rentgenowskie wysokozjonizowanych jonów wolframu [A12].



Odpowiednie pomiary widm rentgenowskich jonów wolframu  $W^{45+}$  oraz  $W^{46+}$  przeprowadzono na układzie typu EBIT w Szanghaju (Chiny). Ogólny schemat układu typu EBIT w Szanghaju przedstawia Rysunek 16. Wysoko zjonizowane jony wolframu były wytwarzane przez monoenergetyczną wiązkę elektronów o energii w przedziale od 3,16 keV do 4,55 keV (z rozmyciem rzędu 50 eV), prądzie 15–70 mA co odpowiada gęstości elektronowej  $2,5\text{--}11,6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . Widma rentgenowskie emitowane przez jony wolframu rejestrowane były za pomocą spektrometru krystalicznego wykorzystującego kryształ Si  $\langle 111 \rangle$  o rozmiarach  $5,0 \times 2,5 \times 0,5 \text{ cm}^3$  i stałej sieci krystalicznej  $2d = 6,2712 \text{ \AA}$  oraz kamerę CCD o rozmiarach  $2048 \times 2048$  pikseli (rozmiar pojedynczego piksela  $x = 13,5 \mu\text{m}$ ). Zdolność rozdzielcza spektrometru była nie gorsza niż  $\lambda/\Delta\lambda \approx 4200$  w rozważanym zakresie spektralnym.



Rysunek 17. Widma rentgenowskie jonów wolframu (niklo- i miedziopodobnych) indukowane wiązką elektronów o energii od 3,16 do 4,55 keV zarejestrowane przez spektrometr krystaliczny zainstalowany przy układzie typu EBIT w Szanghaju [A12].

Rysunek 17 przedstawia widma rentgenowskie jonów wolframu (niklo- i miedziopodobnych) indukowane wiązką elektronów o energii od 3,16 do 4,55 keV zarejestrowane przez spektrometr krystaliczny zainstalowany przy układzie typu EBIT. Na rysunku wyraźnie widać, że linie rentgenowskie odpowiadające przejściu elektronowemu  $4d_{5/2} \rightarrow 3p_{3/2}$  w niklopodobnym jonie wolframu (Ni1) dominują nad innymi liniami miedzio-

i nikłopodobnymi (Cu1, Cu2, Cu3 and Ni2) we wszystkich zmierzonych widmach. Taka struktura spektralna jest zgodna z przewidywaniami teoretycznymi.

Po wstępnej identyfikacji linii rentgenowskich możliwe było przeprowadzenie kalibracji energetycznej (spektralnej). Ponieważ rejestrowany przez spektrometr zakres widmowy był niezwykle wąski (5,19–5,26 Å), przyjęto zależność liniową między numerem kanału detektora (piksela) a długością fal spektralnych. W pierwszym kroku, centroidom pików uzyskanych z dopasowania Gaussa dla wszystkich zarejestrowanych przejść w wolframie miedzio- i nikłopodobnym, przypisano referencyjne długości fal z bazy NIST (NIST- Narodowy Instytut Standardów i Technologii w USA). Porównując referencyjne wartości NIST dla linii Ni1 i Ni2 określające zakres rejestrowanego promieniowania z odpowiadającymi im długościami fal otrzymanymi z liniowego dopasowania, wyznaczono dokładność względnej skali spektralnej jako 0,3 Å na piksel (wartość interwału pomiędzy pikselami  $\Delta x = \Delta \lambda$ ).

Po wyznaczeniu względnej kalibracji spektrometru, kalibracja bezwzględna wymagała pomiaru pojedynczej linii rentgenowskiej w rejestrowanym zakresie widmowym. W tym celu zmierzono linie Ly- $\beta_{1,2}$  ( $3p_{3/2}-1s$  i  $3p_{1/2}-1s$ ) jonów wodoropodobnych krzemu. Długości fal linii wodoropodobnych są używane jako najbardziej precyzyjne wzorce atomowe, ponieważ ich widma rentgenowskie charakteryzują się wyjątkową ‘czystością’ (struktura rentgenowska wolna od innych składowych widma związanych z tzw. przejściami satelitarnymi). Pomiar kalibracyjny przeprowadzono z wiązką elektronową o energii 4,6 keV i prądzie 70 mA. Poprzez przypisanie wartości teoretycznych linii Ly- $\beta_{1,2}$  (obliczonych za pomocą kodu MCDFGME – *ang. Multiconfiguration Dirac-Fock and General Matrix Elements*) do pikseli odpowiadających centroidom pików gaussowskich, wyznaczono niepewność eksperymentalną na poziomie 0.023 mÅ [A12].

Tak precyzyjna kalibracja pozwoliła wyznaczyć wszystkie rozważane długości fal linii miedzio- i nikłopodobnych (Ni2, Ni2, Cu1, Cu2 i Cu3) z niezwykłą dokładnością 0.3–0.4 mÅ [A12]. Warto w tym miejscu podkreślić, że w porównaniu z dotychczasowymi wartościami eksperymentalnymi NIST niepewności doświadczone zostały zredukowane o czynnik co najmniej 3 (z wartości 0.9–1.7 mÅ do wartości 0.3–0.4 mÅ). Zgodnie z moją najlepszą wiedzą jest to najdokładniejszy pomiar tych linii w rozważanym zakresie długości fal dla jonów wolframu. Co więcej, wartość długości fali linii Cu1 odpowiadającej przejściu rentgenowskiemu [ $3p^5 3d^{10} 4s 4d (3/2, 2)_{3/2} \rightarrow 3d^{10} 4s^2 S_{1/2}$ ] została zmierzona po raz pierwszy. Wyniki dla wszystkich rozważanych linii zostały zacytowane w bazie danych NIST.

Weryfikacja i kalibracja energetyczna widm rentgenowskich zarejestrowanych w układzie typu EBIT umożliwiły dokonanie szczegółowej analizy widm rejestrowanych na tokamaku JET. W analizie referencyjnej dla widm pochodzących z wyładowania plazmowego na tokamaku JET nr 85909, przy wyznaczaniu odpowiednich długości fal poszczególnych linii rentgenowskich jonów wolframu wyznaczono poprawkę  $\Delta \lambda \sim 0.7-0.8$  mÅ na przesunięcie dopplerowskie. Poprawkę tę wyznaczono na podstawie prędkości rotacji plazmy centralnej JET-a nie przekraczającej wartości 10 krad/s. Procedurę kalibracyjną dla widm zarejestrowanych na tokamaku JET przeprowadzono w oparciu o linie rentgenowskie neonopodobnego molibdenu E1 i M2, które można wyznaczyć za pomocą obliczeń MCDF-RCI (5,2076 and 5,2162 Å). W procedurze kalibracyjnej przyjęto tę samą prędkość rotacji toroidalnej dla jonów wolframu i molibdenu w obszarze plazmy centralnej tokamaka JET.

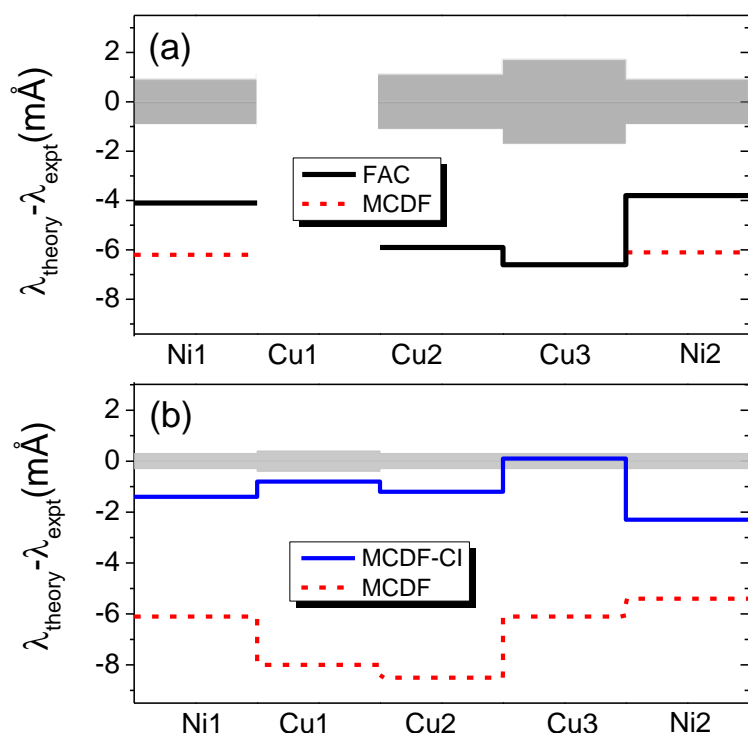
Niepewności referencyjnych długości fal oszacowano porównując obliczenia MCDF-RCI z tymi uzyskanymi z relatywistycznego wielociałowego rachunku zaburzeń oraz z wartościami eksperymentalnymi rekomendowanymi przez NIST. Ostatecznie jako niepewność długości fal linii molibdenu E1 i M2 przyjęto maksymalną różnicę między wartościami eksperymentalnymi i teoretycznymi, która wyniosła  $\Delta \lambda_{\text{ref}} \sim 0.7$  mÅ. W oparciu o wartości referencyjne linii molibdenu E1 i M2 i ich niepewności wyznaczono wartości

długości fal linii niklo- i miedziopodobnych jonów wolframu z dokładnością  $\Delta\lambda=0.9$  mÅ [A12]. Warto w tym miejscu podkreślić, że zgodnie z moją najlepszą wiedzą są to najdokładniejsze wartości spektralne uzyskane dla jonów  $W^{45+}$  i  $W^{46+}$  w warunkach plazmy tokamakowej.

Wyznaczaniu wartości eksperymentalnych towarzyszyły zaawansowane badania teoretyczne, których celem była rekonstrukcja widm rentgenowskich rejestrowanych na tokamaku JET oraz w układzie typu EBIT. Wstępną rekonstrukcję teoretyczną widm rentgenowskich zmierzonych na tokamaku JET przeprowadzono za pomocą pakietu obliczeniowego FAC, który w obliczeniach odpowiednich struktur atomowych wykorzystuje relatywistyczny model Dirac–Fock–Slater [B21]. Symulacje teoretyczne pokazały, że odtworzenie widm rentgenowskich powstających w strukturach plazmowych generowanych w tokamaku JET dla temperatur  $\sim 4$  keV i gęstości elektronowych  $\sim 3 \times 10^{19}$  m<sup>-3</sup>, wymaga uwzględnienia wszystkich przyczynków pochodzących od specyficznych konfiguracji elektronowych dla wszystkich występujących stanów ładunkowych jonów wolframu, w szczególności przyczynków od konfiguracji otwarto-powłokowych  $W^{45+}$  i  $W^{47+}$  [A8].

W kolejnym kroku rekonstrukcji teoretycznej widm powstający na tokamaku JET oraz w układzie typu EBIT wykonano zaawansowane obliczenia energii i intensywności odpowiednich przejść rentgenowskich. Obliczenia wykonano za pomocą pakietu FAC oraz przy użyciu rachunku MCDF uwzględniającego oddziaływanie Breita oraz poprawki QED. W celu zwiększenia dokładności obliczeń długości fal, zwiększono bazę funkcji konfiguracyjnych dla stanów elektronowych (*ang. CSFs configuration state functions*) uwzględniając w rachunkach MCDF-RCI tzw. wirtualne stany wzbudzone. Bazę funkcji konfiguracyjnych dla stanów elektronowych zwiększano systematycznie od bazy referencyjnej (bez uwzględnienia wzbudzeń wirtualnych) do bazy rozszerzonej uwzględniającej wirtualne stany wzbudzone o głównej liczbie kwantowej  $n=4-7$  i orbitalnej liczbie kwantowej  $l=0-4$ . Dla jonów nikłopodobnego wolframu uwzględniono pojedyncze i podwójne wirtualne wzbudzenie elektronów z orbitali 3s, 3p, 3d oraz 4d. Uwzględnienie odpowiednich wirtualnych wzbudzeń elektronów dla miedziopodobnych jonów wolframu jest niezwykle utrudnione w związku z otwartopowłokową strukturą tych jonów. Dlatego też w tym przypadku pojedyncze i podwójne wirtualne wzbudzenie elektronów rozłożono na dwie grupy, wzbudzenie elektronów walencyjnych (*ang. Valence-Valence*) oraz wzbudzenia elektronów rdzenia (*ang. Core-Valence*). W ten sposób dla wszystkich obliczeń uzyskano zbieżność dla kolejnych rozbudowanych baz funkcji konfiguracyjnej dla stanów elektronowych do  $n=7$ . Uzyskanie takiej zbieżności przyjmuje się jako potwierdzenie właściwej metodologii obliczeń MCDF-RCI. Tak wykonane obliczenia MCDF-RCI pozwoliły na rekonstrukcję długości linii spektralnych niklo- i miedziopodobnych jonów wolframu z nieosiągalną dotychczas dokładnością. Progres dokładności eksperymentalnej i przewidywań teoretycznych uwzględniający niniejsze badania ilustruje Rysunek 18. Na rysunku wyraźnie widać znaczne niedoszacowanie eksperymentalnych długości fal przez wcześniejsze przewidywania teoretyczne MCDF i FAC, które nie uwzględniają korelacji wirtualnych stanów elektronowych.

Rysunek 18(b) pokazuje nie tylko wyraźną poprawę dokładności zmierzonych długości fal z poziomu 0.9-1,7 mÅ do poziomu 0,3-0,4 mÅ, lecz także prezentuje znacznie lepszą zgodność między nowymi przewidywaniami teoretycznymi i nowymi wynikami eksperymentalnymi uzyskanymi na układzie EBIT. Najbardziej dokładne obliczenia MCDF-CI uwzględniające pojedyncze i podwójne wzbudzenia elektronów do wirtualnych stanów o głównej liczbie kwantowej do  $n=7$  zmniejszają rozbieżności między teorią a eksperymentem do wartości poniżej 1,5-2,5 mÅ [A12].

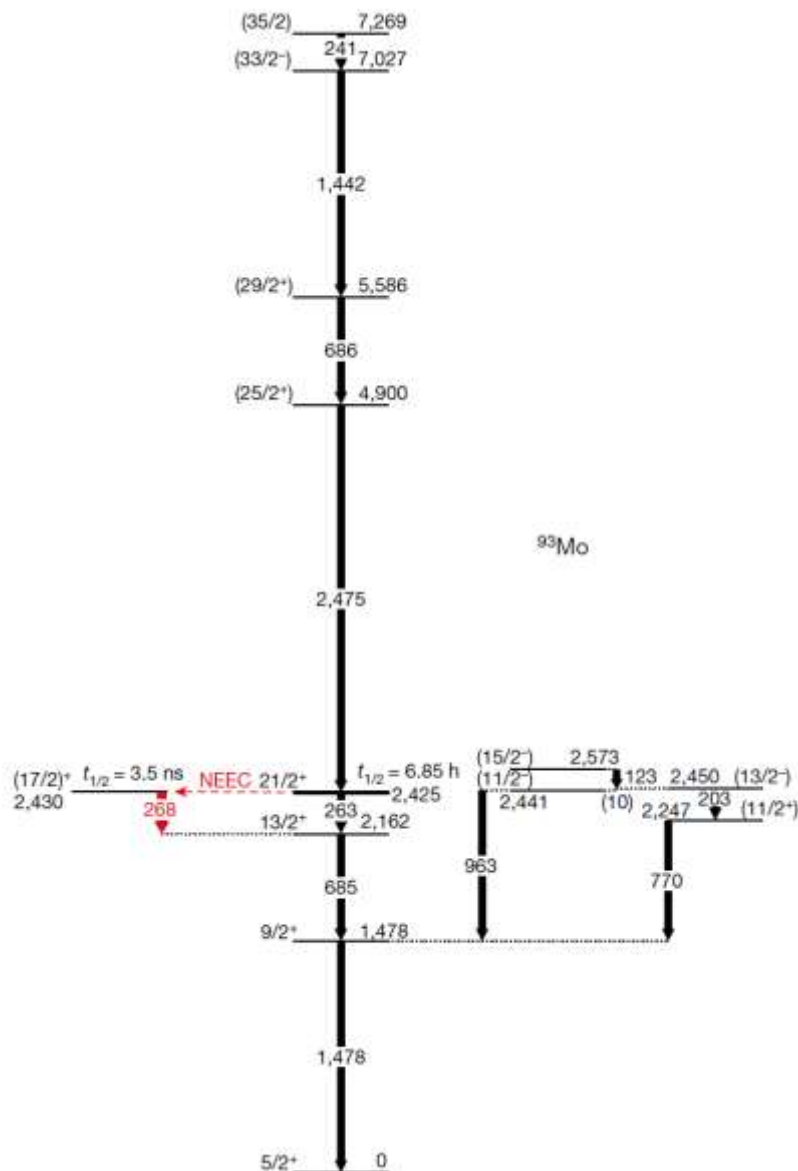


Rysunek 18. Porównanie (a) wcześniejszych i (b) obecnych teoretycznych i eksperymentalnych długości fal linii niklo- i miedziopodobnych jonów wolframu dla zakresu spektralnego 5,20-5,26 Å. Niepewności eksperymentalne zaznaczone są jako szary zacieniowany obszar [A12].

#### 4.3.5. Wyznaczenie optymalnych warunków koniecznych do obserwacji wzbudzenia stanu izomerycznego w wyniku wychwytu elektronu do niezapełnionej powłoki elektronowej atomu

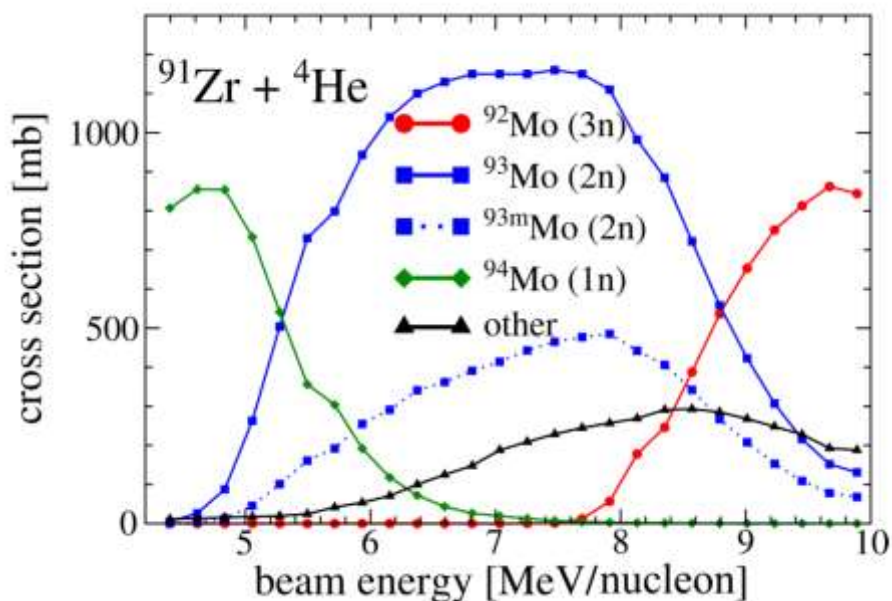
Jak wspomniano w punkcie 4.2, izomery jądrowe, czyli metastabilne stany wzbudzone jąder atomowych, posiadają unikalną możliwość magazynowania dużych ilości energii przez niezwykle długi okres czasu. Izomery są więc bardzo atrakcyjnymi kandydatami na efektywne źródła energii nowej generacji o pojemności przewyższające o kilka rzędów wielkości najbardziej efektywne współczesne źródła chemiczne. Niemniej jednak, aby izomery znalazły zastosowanie jako baterie jądrowe, należy nie tylko umieć je efektywnie 'ładować' lecz również mieć możliwość uwolnienia 'na żądanie' zmagazynowanej w nich energii.

Jednym z możliwych mechanizmów uwolnienia energii ze stanu izomerycznego jest wzbudzenie go do stanu pośredniczącego (który może niemal natychmiast de-ekscytować do stanu podstawowego) w wyniku procesu NEEC. Proces NEEC był przedmiotem szczegółowych badań teoretycznych, które, między innymi, miały doprowadzić do jego pierwszej eksperymentalnej obserwacji. Jednak wszystkie wcześniejsze próby obserwacji eksperymentalnej procesu NEEC, w tym eksperyment przeprowadzony z wykorzystaniem pułapki jonowej EBIT z jonami  $^{242}\text{Am}$  [B22], eksperyment z wiązką jonów  $^{57}\text{Fe}$  penetrujących kryształ Si [B23], czy wreszcie eksperymenty plazmowe zakończyły się niepowodzeniem.



Rysunek 19. Uproszczony schemat poziomów jądrowych w  $^{93}\text{Mo}$  [A11].

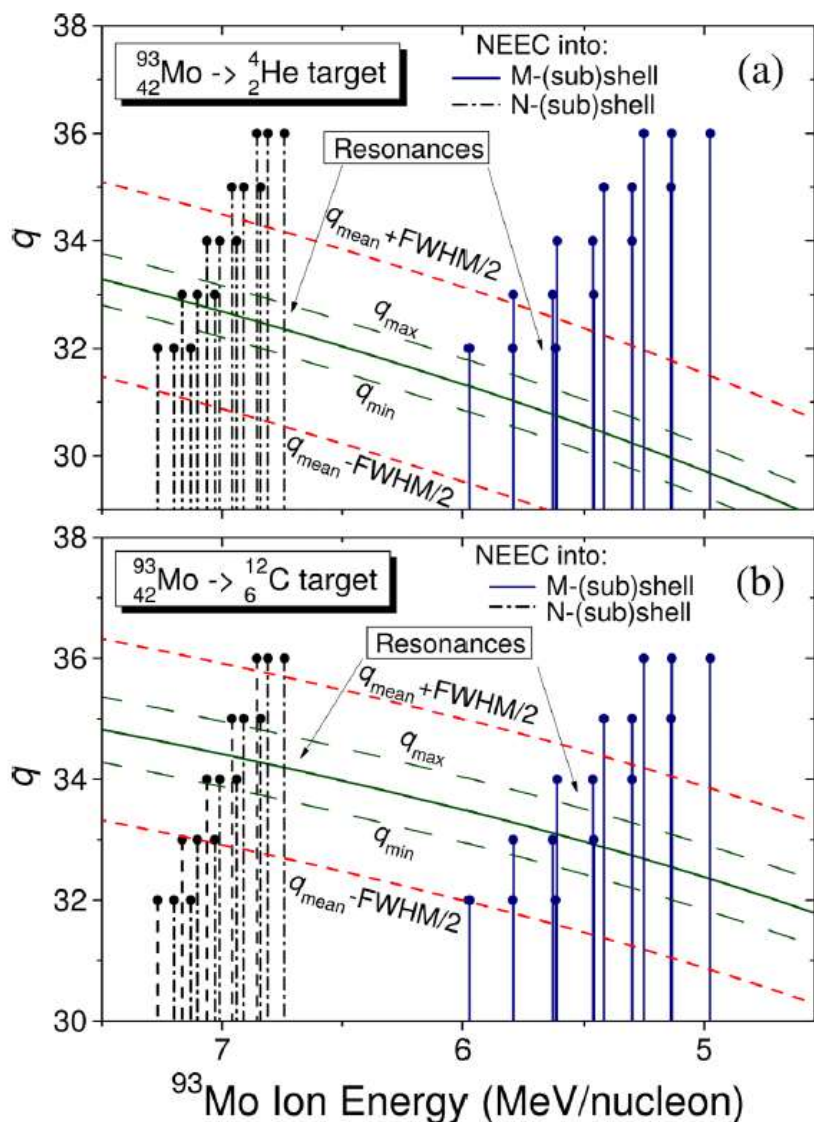
Dlatego też podjąłem się wraz ze współpracownikami opracowania koncepcji eksperymentów, które potwierdziłyby istnienie procesu NEEC. W tym celu zaadaptowano i rozwinięto pomysł eksperymentu przedstawiony oryginalnie przez Karamiana i Carrolla w roku 2012, wykorzystującego oddziaływanie ciężkich jonów z lekką tarczą [B24]. W naszych rozważaniach teoretycznych w pierwszej kolejności skoncentrowaliśmy się na jądrze  $^{93}\text{Mo}$ , które może występować w stanie izomerycznym  $^{93\text{m}}\text{Mo}$   $21/2^+$  (spin 21 i parzystość +1) o energii 2,425 MeV, okresie półtrwania  $T_{1/2}=6,85$  h. Stan izomeryczny może być wzbudzony do tzw. stanu pośredniczącego  $17/2^+$  leżącego zaledwie 4,85 keV powyżej stanu izomerycznego. Uproszczony schemat poziomów jądrowych w jądrze  $^{93}\text{Mo}$  pokazuje Rysunek 19. Sekwencyjny rozpad stanu pośredniczącego do stanu podstawowego ( $T_{1/2}\sim 3.5$  ns) umożliwia uwolnienie energii zgromadzonej pierwotnie w stanie izomerycznym. Co więcej obserwacja przejścia  $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$  o energii 267,9 keV pozwala na jednoznaczną identyfikację procesu NEEC, ponieważ przejście to nie może zachodzić bez zmiany łańcucha (gałęzi) rozpadu na skutek procesu NEEC.



Rysunek 20. Przekroje czynne na produkcję izotopów  $^{92-94}\text{Mo}$  (w tym dla produkcji stanu izomerycznego  $^{93\text{m}}\text{Mo}$ ) w funkcji energii wiązki dla reakcji  $^{91}\text{Zr}+^4\text{He}$ , obliczone za pomocą kodu PACE4 [A10].

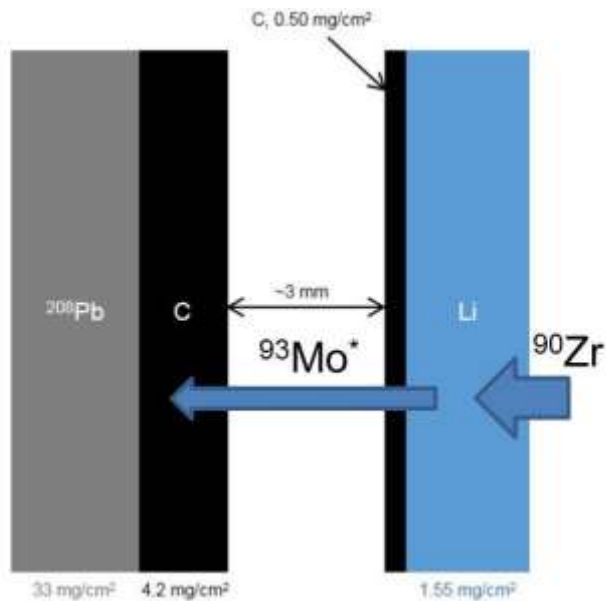
Po analizie rozpadów jądrowych, których rejestracja pozwala na jednoznaczny rejestrację procesu NEEC należało opracować wstępny scenariusz eksperymentalny, którego celem było wytworzenie izomeru  $^{93\text{m}}\text{Mo}$  w pierwszej tarczy, a następnie obserwacja procesu NEEC w drugiej tarczy (*stopping medium*), w której jony będą odpowiednio hamowane, tak aby osiągnąć kinetyczną energię rezonansową. W celu wyboru odpowiedniej pierwotnej wiązki jonów oraz tarczy wykonano szereg obliczeń przekrojów czynnych na reakcje jądrowe typu fuzja-wyparowanie (*ang. fusion-evaporation*). Rysunek 20 pokazuje przykładowe obliczenia przekrojów czynnych na produkcję izotopów  $^{92-94}\text{Mo}$  (w tym również dla produkcji stanu izomerycznego  $^{93\text{m}}\text{Mo}$ ) wykonane za pomocą kodu PACE4 [B25]. Dla reakcji  $^{91}\text{Zr}+^4\text{He}$  produkcja izotopu  $^{93}\text{Mo}$  dominuje nad produkcją innych izotopów w szerokim zakresie energii wiązki, przy czym produkcja stanu izomerycznego  $^{93\text{m}}\text{Mo}$  jest najbardziej efektywna dla energii w zakresie 6,6-7,7 MeV/A [A10]. Podobne obliczenia wykonano dla kilku innych reakcji, z których reakcję  $^{90}\text{Zr}+^7\text{Li}$  wybrano do eksperymentu.

W kolejnym kroku analiz wyznaczono średnie stany ładunkowe jonów  $^{93\text{m}}\text{Mo}$  w funkcji ich energii kinetycznej dla lekkich tarcz gazowej ( $^4\text{He}$ ) i stałej ( $^{12}\text{C}$ ) oraz energie dla poszczególnych powłok atomowych odpowiadające rezonansom energii kinetycznym koniecznym do zajścia procesu NEEC. Rysunek 21 wyraźnie pokazuje, że przewidywane średnie stany ładunkowe (zielona linia ciągła) monotonicznie maleją podczas hamowania jonów  $^{93\text{m}}\text{Mo}$  zarówno w tarczy helowej jak i węglowej. Można również zauważyć, że dla danej energii kinetycznej jonów  $^{93\text{m}}\text{Mo}$ , nieco wyższe średnie wartości stanów ładunkowych powstają w tarczy  $^{12}\text{C}$  niż w tarczy  $^4\text{He}$ . Wyższe wartości stanów ładunkowych korzystnie wpływają na efektywność procesu NEEC, gdyż dostarczają więcej niezapełnionych orbitali, do których mogą być chwytywane elektrony z tarczy. Energie uwolnione w wyniku wychwytu elektronu dla wybranych stanów ładunkowych wyznaczono na podstawie obliczonych kodem MCDF energii wiązań dla powłok  $M$  i  $N$ . Następnie oszacowano wszystkie możliwe energie rezonansowe NEEC, czyli energie kinetyczne jonów w zakresie stanów ładunkowych od  $q=+32$  aż do  $q=+36$ , dla których wychwyt elektronu do danej podpowłoki może powodować wzbudzenie stanu izomerycznego.



Rysunek 21. Średnie stany ładunkowe jonów  $^{93m}\text{Mo}$  w funkcji ich energii kinetycznej dla (a) tarczy  $^4\text{He}$  i (b)  $^{12}\text{C}$  [A10].

Po ustaleniu właściwej kombinacji stanów ładunkowych jonów  $^{93m}\text{Mo}$  hamujących w tarczach o niskim  $Z$  oraz ich rezonansowych energii kinetycznych, przy których proces wychwytu elektronu uwalnia odpowiednią porcję energii ( $\Delta E = 4,85$  keV) potrzebną do wzbudzenia stanu izomerycznego  $21/2^+$  do stanu pośredniczącego  $17/2^+$ , przystąpiono do planowania eksperymentu na akceleratorze liniowym ciężkich jonów *ATLAS* w *Argonne National Laboratory* (USA). W eksperymencie użyto jonów  $^{90}\text{Zr}$  o energii początkowej 840 MeV oraz układu tarcz (Rysunek 22), w szczególności dedykowanych do produkcji jonów  $^{93m}\text{Mo}$  (w tarczy  $^7\text{Li}$ ) oraz do samego procesu NEEC (w tarczy  $^{12}\text{C}$ ). Przerwa o rozmiarze 3-mm pomiędzy tarczami  $^7\text{Li}$  a  $^{12}\text{C}$  umożliwiła dodatkowe zasilanie produkcji stanów izomerycznych poprzez szybkie (rzędu pikosekund) rozpady stanów wysokospinowych do stanu izomerycznego  $21/2^+$ . Jednym z takich przejść jest przejście o energii 2475 keV,  $25/2^+ \rightarrow 21/2^+$  (patrz Rysunek 19).



Rysunek 22. Układ tarcz użytych w eksperymencie NEEC [A11].

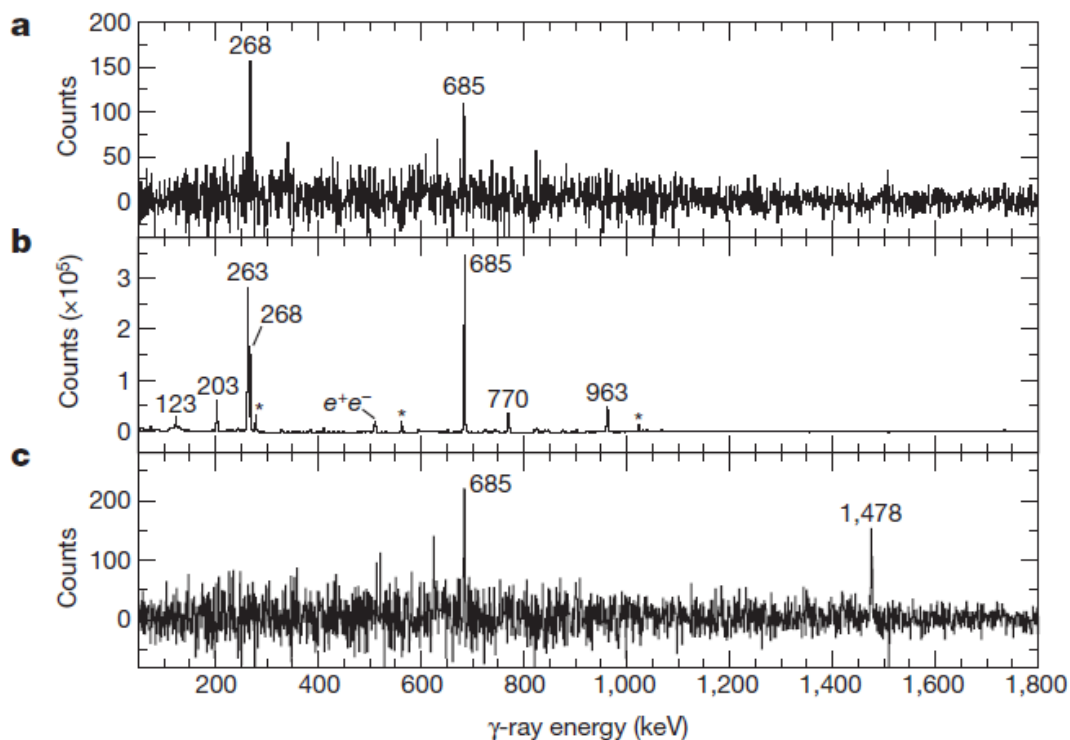
Układ tarcz został umieszczony centralnie w układzie spektrometrycznym *GammaSphere* składającym się z 96 detektorów germanowych (*ang. Ge high-purity*) ułożonych w 16 pierścieni. Układ taki umożliwia prowadzenie nawet potrójnych analiz koincydencyjnych, które praktycznie redukują systematyczne błędy pomiarowe związane z przypadkowym zarejestrowaniem danego przejścia jądrowego. W analizach koincydencyjnych nakładano warunki energetyczne lub progi na odpowiednie przejścia (tzw. bramki) jądrowe. W celu identyfikacji procesu NEEC nałożono warunek koincydencyjny na przejścia o energii 2475 keV,  $25/2^+ \rightarrow 21/2^+$  oraz 1478 keV,  $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$  i obserwowano przejścia  $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$  oraz  $13/2^+ \rightarrow 9/2^+$  o energiach odpowiednio 268 keV i 685 keV [Rysunek 23(a)]. Przejście 268 keV  $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$  obserwowano w koincydencji z zasilaniem stanu izomerycznego ( $25/2^+ \rightarrow 21/2^+$ ) i  $13/2^+ \rightarrow 9/2^+$  ze statystyką  $7\sigma$  ponad tło. Podobna analiza koincydencyjna dla przejść 2475-keV i 268-keV pozwoliła na obserwację przejść 685-keV ( $13/2^+ \rightarrow 9/2^+$ ) i 1478-keV ( $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$ ) [Rysunek 23(c)]. Dodatkowo dla porównania, Rysunek 23(b) pokazuje widmo koincydencyjne z pojedynczym warunkiem na przejście 1478-keV ( $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$ ).

Wyniki niniejszych analiz jednoznacznie wskazują na koincydencje pomiędzy przejściem 2475-keV ( $25/2^+ \rightarrow 21/2^+$ ) zasilającym stan izomeryczny a sekwencją przejść gamma 268-keV ( $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$ )  $\rightarrow$  685-keV ( $13/2^+ \rightarrow 9/2^+$ )  $\rightarrow$  1478-keV ( $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$ ) prowadzącą do rozpadu stanu pośredniczącego ( $17/2^+$ ) do stanu podstawowego ( $5/2^+$ ). Sekwencja takich przejść nie jest możliwa bez zajścia wzbudzenia stanu izomerycznego do stanu pośredniczącego (czas życia stanu izomerycznego  $T_{1/2}=6,85$  h) i w związku z tym stanowi jednoznaczną sygnaturę depopulacji stanu izomerycznego przypisaną procesowi NEEC.

W celu wyznaczenia prawdopodobieństwa wzbudzenia stanu izomerycznego ( $21/2^+$ ) do stanu pośredniczącego ( $17/2^+$ ) przeprowadzono analizę dwóch widm koincydencyjnych:

- widmo koincydencyjne z podwójnymi warunkami na przejścia 241-keV ( $35/2 \rightarrow 33/2^-$ ) oraz 1478-keV ( $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$ ) odpowiadające zasilaniu stanu izomerycznego i procesowi NEEC oraz
- widmo koincydencyjne z podwójnymi warunkami na przejścia 241-keV ( $35/2 \rightarrow 33/2^-$ ) oraz 686-keV ( $29/2^+ \rightarrow 25/2^+$ ) odpowiadające jedynie zasilaniu stanu izomerycznego.



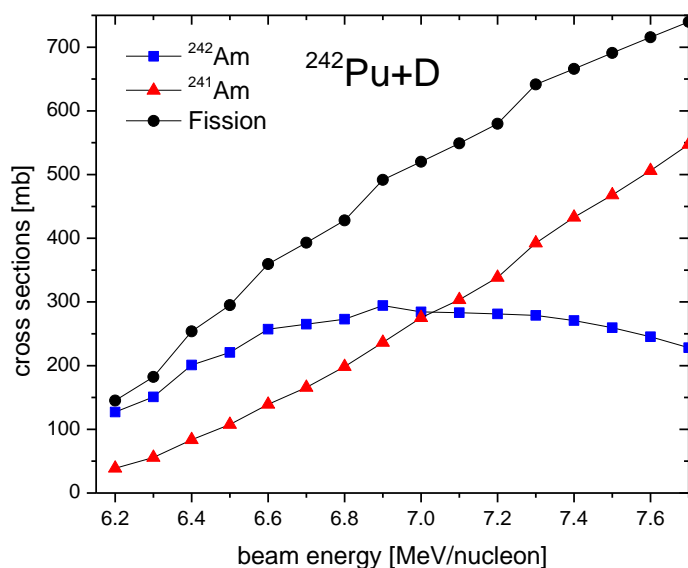


Rysunek 23. Widma promieniowania gamma demonstrujące sygnaturę procesu NEEC w izomerze  $^{93m}\text{Mo}$ ; (a) widmo koincydencyjne z podwójnym warunkiem na przejścia 2475-keV ( $25/2^+ \rightarrow 21/2^+$ ) i 1478-keV ( $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$ ); (b) widmo koincydencyjne z pojedynczym warunkiem na przejście 1478-keV ( $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$ ); (c) widmo koincydencyjne z podwójnym warunkiem na przejścia 2475-keV ( $25/2^+ \rightarrow 21/2^+$ ) i 268-keV ( $17/2^+ \rightarrow 13/2^+$ ) [A11].

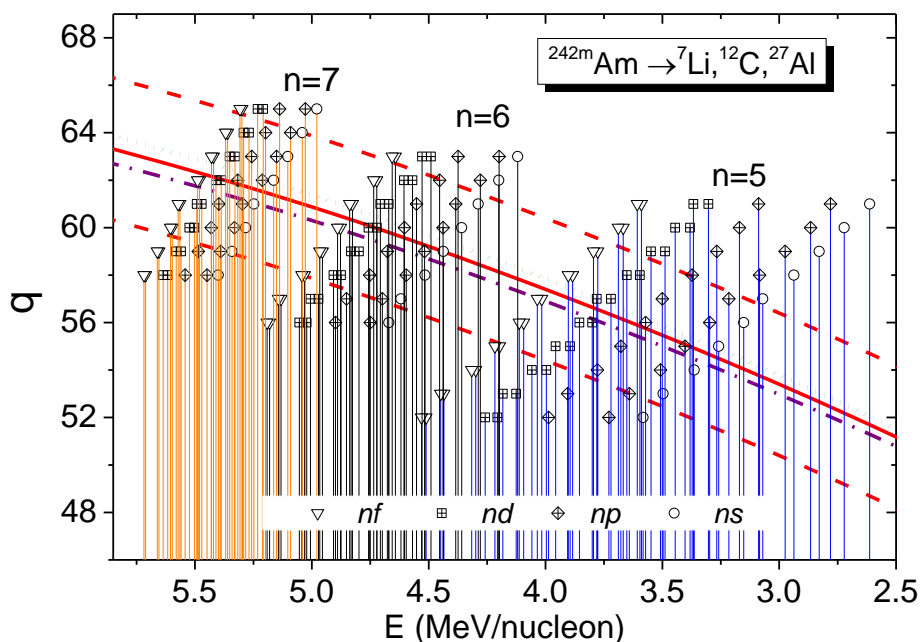
Ponieważ nie istnieje żadna inna gałąź rozpadu z przejściem  $\gamma$  o energii 268-keV, poza tą, która obejmuje wzbudzenie stanu izomerycznego, stosunek pól pod pikami linii gamma 268-keV i 2475keV (skorygowany na wydajność systemu detekcyjnego) bezpośrednio powinien określać prawdopodobieństwo zajścia procesu NEEC w tarczy węglowej. Tak wyznaczone prawdopodobieństwo wyniosło  $P_{exc}^{NEEC}(21/2^+) = 1\% \pm 0,3\%$  dla tarczy węglowej o grubości  $4.2 \text{ mg/cm}^2$ . Na podstawie wyznaczonego prawdopodobieństwa zajścia procesu NEEC  $P_{exc}^{NEEC}$  oszacowano również uśredniony po grubości tarczy odpowiedni przekrój czynny  $\sigma_{exc}^{NEEC}(21/2^+) \approx 40 b$  [A11]. Obie wartości są pierwszymi na świecie opublikowanymi eksperymentalnymi wartościami dotyczącymi procesu NEEC. Warto w tym miejscu również podkreślić, że przewidywania teoretyczne dotyczące przekrojów czynnych na proces NEEC różnią się między sobą o wiele rzędów wielkości. Dlatego też uzyskane pierwsze wyniki eksperymentalne stanowią nowe wyzwanie dla rozwijanych modeli teoretycznych.

Pierwsza obserwacja depopulacji stanu izomerycznego przypisana procesowi NEEC [A11] oraz duże rozbieżności w przewidywaniach teoretycznych skłoniły autora niniejszego opracowania do dalszych badań w tym obszarze. Owocem tych prac jest przygotowanie kolejnego scenariusza eksperymentalnego bazującego na oddziaływaniu jon-atom dla stanu izomerycznego ( $T_{1/2} = 141 \text{ yr}$ ,  $I^\pi = 5^-$ ) występującego w jądrze  $^{242}\text{Am}$  [A14]. We wcześniejszych badaniach teoretycznych Pálffy i innych [B13] pokazali, że depopulacja stanu izomerycznego  $^{242m}\text{Am}$  w wyniku wychwytu elektronu i stowarzyszonego z nim wzbudzenia stanu izomerycznego (poprzez niskoenergetyczne przejście E2,  $\Delta E \sim 4,1 \text{ keV}$ ) do stanu pośredniczącego  $I^\pi = 3^-$  może być o około dwa rzędy wielkości bardziej wydajna niż zaobserwowana eksperymentalnie depopulacja stanu izomerycznego  $^{93m}\text{Mo}$ .

W opublikowanym ostatnio artykule [A14] określiłem wraz ze współpracownikami optymalne warunki eksperymentalne zarówno na wytworzenie stanu izomerycznego  $^{242m}\text{Am}$  jak również na zajście procesu NEEC w lekkich tarczach stałych. W celu zapewnienia efektywnej produkcji jąder  $^{242}\text{Am}$ , w tym stanów izomerycznych  $^{242m}\text{Am}$ , przeprowadzono obliczenia przekrojów czynnych na reakcje jądrowe  $^{242}\text{Pu} + ^2\text{D}$  oraz  $^{238}\text{U} + ^7\text{Li}$  (reakcje jądrowe typu fuzja-wyparowanie) za pomocą kodu GEMINI++ [B26]. Wyniki tych obliczeń jednoznacznie pokazały, że reakcja  $^{242}\text{Pu} + ^2\text{D}$  pozwala na efektywną produkcję jąder  $^{242}\text{Am}$  dla energii wiązki jonów  $\sim 7$  MeV/A z przekrojem czynnym o wartości niemal 300 mb (Rysunek 24).

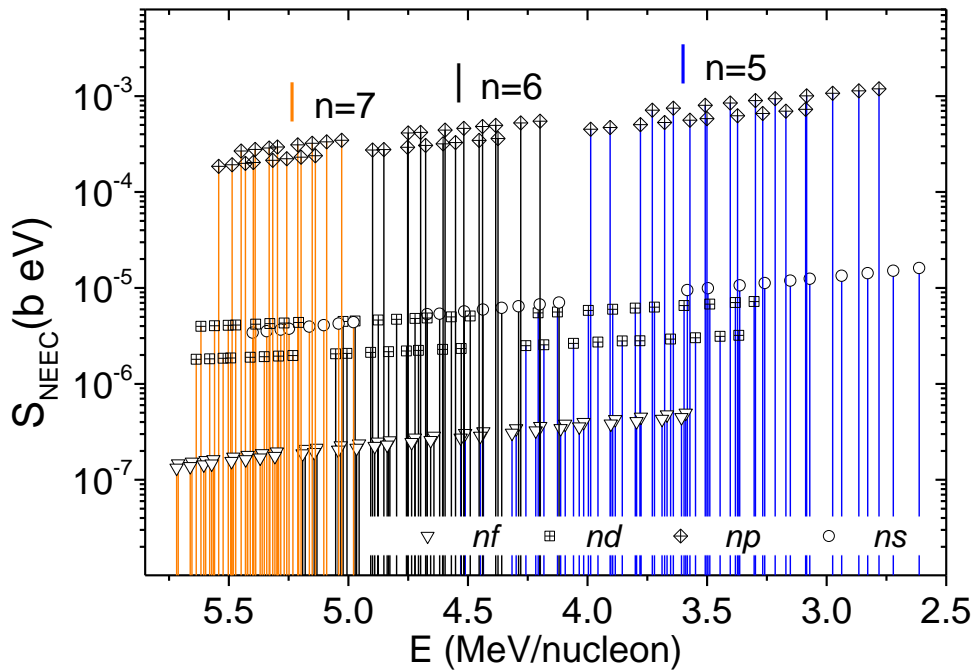


Rysunek 24. Przekroje czynne na reakcję jądrową  $^{242}\text{Pu} + ^2\text{D}$  w funkcji energii kinetycznej wiązki obliczone za pomocą kodu GEMINI++ [A14].



Rysunek 25. Średnie stany ładunkowe jonów  $^{242m}\text{Am}$  w funkcji ich energii kinetycznej dla wybranych tarcz stałych  $^7\text{Li}$  (linia zielona kropkowana),  $^{12}\text{C}$  (linia czerwona ciągła) i  $^{27}\text{Al}$  (linia fioletowa kreska-kropka) oraz rezonansowe energie kinetyczne jonów  $^{242m}\text{Am}$  wyznaczone na podstawie energii wiązań dla podpowłok  $ns_{1/2}$ ,  $np_{1/2,3/2}$ ,  $nd_{3/2,5/2}$ , i  $nf_{5/2,7/2}$  z  $n=5$ ,  $n=6$  i  $n=7$ . Obszar rozmycia rozkładów ładunkowych dla jonów  $^{242m}\text{Am}$  penetrujących tarczę  $^{12}\text{C}$  ( $\Delta q \sim \pm 3$ ) zaznaczony jest dwiema czerwonymi liniami przerywanymi [A14].

W ramach prac dotyczących optymalnych warunków atomowych koniecznych do zajścia procesu NEEC, wyznaczono średnie stany ładunkowe jonów  $^{242m}\text{Am}$  w funkcji ich energii kinetycznej dla wybranych tarcz stałych ( $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ , and  $^{27}\text{Al}$ ). W kolejnym kroku na podstawie obliczonych energii wiązań dla powłok  $n=5$ ,  $n=6$  i  $n=7$  za pomocą kodu FAC [B21] wyznaczono rezonansowe energie kinetyczne jonów  $^{242m}\text{Am}$  dla których możliwe staje się zajście procesu NEEC (Rysunek 25). Na rysunku zaznaczone są także dwie czerwone przerywane linie, które określają obszar rozmycia rozkładów ładunkowych dla jonów  $^{242m}\text{Am}$  penetrujących tarczę  $^{12}\text{C}$  ( $\Delta q \sim \pm 3$ ). Obszar ten określa grupę oczekiwanych stanów ładunkowych, dla których zajście procesu NEEC dla danej kinetycznej energii rezonansowej jest najbardziej prawdopodobne.



Rysunek 26. Siły rezonansowe procesu wzbudzenia stanu izomerycznego w wyniku procesu NEEC  $S_{NEEC}^{q,nlj}$  wyznaczone dla dominujących konfiguracji elektronowych ( $nlj$ ,  $n=5, 6$  i  $7$ ) i stanów ładunkowych ( $q$ ) w funkcji energii jonów  $^{242m}\text{Am}$  [A14].

Należy podkreślić, że w tej pracy zaproponowałem nowe oryginalne podejście umożliwiające wyznaczenie przewidywań teoretycznych dotyczących sił rezonansowych na wzbudzenia stanu izomerycznego  $^{242m}\text{Am}$  w wyniku procesu NEEC dla wychwytu do poszczególnych podpowłok (powłok z  $n=5, 6$  i  $7$ ), dla początkowych dominujących konfiguracji elektronowych i stanów ładunkowych jonów  $^{242m}\text{Am}$ . Wykorzystując opracowaną metodę udało się wyznaczyć teoretyczne siły rezonansowe dla wychwytu do poszczególnych podpowłok w funkcji energii jonów  $^{242m}\text{Am}$  (Rysunek 26). Wykazano, że najwyższe przyczynki do zajścia procesu NEEC w scenariuszu opartym na oddziaływaniu jon-atom pochodzą od podpowłok  $5p$ ,  $6p$  i  $7p$  dla jonów  $^{242m}\text{Am}$  o stanach ładunkowych od  $q \approx +54$  do  $q \approx +62$  przy energiach kinetycznych  $3,0\text{--}5,5$  MeV/A. Wykazano również, że wkład wychwytu elektronów do podpowłok  $ns_{1/2}$  i  $nd_{3/2,5/2}$  do zajścia procesu NEEC jest o ponad rząd wielkości mniejszy niż w przypadku podpowłok  $np_{1/2,3/2}$  (przyczynki od podpowłok  $nf_{5/2,7/2}$  są o 3 rzędy wielkości mniejsze niż podpowłok  $np_{1/2,3/2}$ ).

Wyniki tej części badań zostały opublikowane w 3 artykułach ([A10], [A11] i [A14]) w renomowanych czasopismach Nature oraz Physical Review C.

## 4.4. Referencje (lista B)

*Zestawienie źródeł cytowanych w autoreferacie .*

- [B1] A. Itoh, D. Schneider, T. Schneider, T. J. M. Zouros, G. Nolte, G. Schiwietz, W. Zeitz, and N. Stolterfoht, *Phys. Rev. A* 31 (1985) 684.
- [B2] F.F. Komarov, *Phys. Usp.* 46 (2003) 1253.
- [B3] P. Sigmund, *Stopping of Heavy Ions*, Springer Tracts of Modern Physics No. 204 (Springer, Berlin, 2004).
- [B4] R. Kelly and M. Fernanda (eds.), *Materials Modification by High-Fluence Ion Beams* (Kluwer Academic, New York, 1989).
- [B5] J. J. MacFarlane, P. Wang, J. Bailey, T. A. Mehlhorn, R. J. Dukart, and R. C. Mancini, *Phys. Rev. E* 47 (1993) 2748.
- [B6] G. Kraft, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 45 (2000) S473.
- [B7] S. R. Elliott, et al., *Rev. Sci. Instrum.* 79,10E320 (2008).
- [B8] K. W. Hill, M. L. Bitter, S. D. Scott, A. Ince-Cushman, M. Reinke, J. E. Rice, P. Beiersdorfer, M. F. Gu, S. G. Lee, C. Broennimann, and E. F. Eikenberry, *Rev. Sci. Instrum.* 79,10E320 (2008).
- [B9] P.M. Walker and G.D. Dracoulis, *Nature* 399, 35 (1999); P.M. Walker and J.J. Carroll, *Physics Today* 58-6, 39 (2005).
- [B10] V. Goldanskii and V.A. Namiot, *Phys. Lett. B* 62 393 (1976).
- [B11] J.H. Hamilton, *Internal Conversion Processes* (Ed. by J.H. Hamilton, Academic Press Inc., New York, 1966), p. 1ff, and references therein.
- [B12] N. Cue, J.-C. Poizat, and J. Remillieux, *Europhys. Lett.* 8 19 (1989).
- [B13] A. Pálffy, J. Evers, and C.H. Keitel, *Phys. Rev. Lett.* 99 172502 (2007).
- [B14] S.A. Karamian and J.J. Carroll, *Phys. Atomic Nucl.* 75 1362 (2012).
- [B15] R. Diamant et al., *Phys. Rev. A* 79, 062511 (2009).
- [B16] W. Heisenberg, *Z. Phys.* 32 (1925) 841.
- [B17] S. Goudsmit and L. Gropper, *Phys. Rev.* 38 (1931) 225.
- [B18] W. Wölfli, C. Stoller, G. Bonani, M. Suter, and M. Stöckli, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 656.
- [B19] J. Hozzowska, J.-Cl. Dousse, J. Szlachetko, Y. Kayser, W. Cao, P. Jagodziński, M. Kavcic, and S. H. Nowak, *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 053001.
- [B20] A. V. Lankin, I. V. Morozov, G. E. Norman, S. A. Pikuz Jr., and I. Yu. Skobelev, *Phys. Rev. E* 79, 036407 (2009).
- [B21] M. F. Gu, *Can. J. Phys.* 86, 675 (2008).
- [B22] L. Bernstein, EBIT plans in Livermore and Berkeley, in *Proceedings of the ECT Workshop on Atomic Effects in Nuclear Excitation and Decay*, Trento, Italy, June 15–19, 2009 [www.ect.it, under link to meetings for 2009].
- [B23] P. Morel, J. M. Dugas, G. Gosselin, V. Meot, and D. Gogny, *AIP Conf. Proc.* 769 (2005) 1085.
- [B24] S. A. Karamian and J. J. Carroll, *Phys. At. Nucl.* 75 (2012) 1362.
- [B25] O. B. Tarasov and D. Bazin, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* 204, 174 (2003).
- [B26] R. J. Charity, *Phys. Rev. C* 82, 014610 (2010).

## **5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo – badawczych po doktoracie**

### **5.1. Badania z wykorzystaniem wiązek jonów uranu w pierścieniu akumulacyjnym w laboratorium GSI Darmstadt**

W latach 2004-2005 w ramach kontraktu postdoc w grupie fizyki atomowej prof. Thomasa Stöhlkera uczestniczyłem w przygotowaniach do eksperymentów i w samych eksperymentach prowadzonych na pierścieniu akumulacyjnym w laboratorium GSI Darmstadt. Udział ten oprócz publikacji stanowiących podstawę postępowania habilitacyjnego zaowocował również innymi pracami dotyczącymi między innymi pomiarów rentgenowskiej serii Balmera wodoropodobnego uranu indukowanej w procesie radiacyjnej rekombinacji [C1], badań właściwości rozpadu atomowego stanu wzbudzonego  $1s(2s)^2$  w lito-podobnym jonie uranu ( $U^{89+}$ ) [C2], badań czasów życia wiązek jonów uranu o niskich ładunkach w pierścieniu akumulacyjnym [C3] oraz pomiarów twardego promieniowania rentgenowskiego emitowanego przez wysokozjonizowane jony uranu [C4].

### **5.2. Badania oddziaływania relatywistycznych jonów $^3\text{He}$ z tarczami węgla i złota**

W latach 2005-2006 uczestniczyłem w badaniach przekrojów czynnych na jonizację i wychwyty elektronu w zderzeniach relatywistycznych jonów  $^3\text{He}$  z tarczami węgla (C) i złota (Au). Eksperyment został przeprowadzony na cyklotronie Centrum Badawczego Fizyki Jądrowej (*ang. Research Center for Nuclear Physics*) w Osace (Japonia). Analiza uzyskanych danych pozwoliła wyznaczyć stosunki intensywności jonów helu pojedynczo zjonizowanych ( $^3\text{He}^+$ ) do intensywności jonów podwójnie zjonizowanych ( $^3\text{He}^{++}$ ) w funkcji grubości tarczy. Ekstrapolacja wyników dla zerowej grubości tarcz C i Au pozwoliła na określenie wartości przekrojów czynnych na jonizację (*ang. stripping*) i wychwyty elektronu. W przypadku oddziaływania jonów  $^3\text{He}^{++}$  z tarczą C dzięki zastosowaniu pomiarów intensywności wiązki jonów  $^3\text{He}^+$  w koincydencji z fotonami pochodzącymi z wychwyty radiacyjnego (o energii 84 keV) wyznaczono przyczynki radiacyjne i bezradiacyjne do całkowitego przekroju czynnego na wychwyty elektronu. Uzyskane wyniki znacznie poszerzyły dotychczasową systematykę dla procesów atomowych w obszarze wysokich energii. Wskazano również, że wyniki uzyskane dla wychwyty radiacyjnego przez całkowicie zjonizowane jony  $^3\text{He}^{++}$  potwierdzają potencjalną, unikalną możliwość wykrywania całkowicie zjonizowanej materii w przestrzeni międzygalaktycznej. Wyniki prac niniejszych badań zostały opublikowane w czasopiśmie z listy filadelfijskiej [C5], [C6].

### **5.3. Badania struktury widm rentgenowskich atomów o średnim Z indukowanych w zderzeniach z jonami oraz promieniowaniem rentgenowskim**

W latach 2006-2018 uczestniczyłem w badaniach widm rentgenowskich atomów o średnim Z indukowanych w zderzeniach z jonami azotu i tlenu. Odpowiednie pomiary widm zostały przeprowadzone na cyklotronie Philipsa w Instytucie Paula Scherrera (PSI) w Villigen (Szwajcaria), przy którym zainstalowany był wysokorozdzielczy spektrometr krystaliczny typu *von Hamos*. Niniejsze badania doprowadziły między innymi do zaproponowania nowatorskiego przybliżenia opisu teoretycznego złożonych przejść rentgenowskich serii L zachodzących w warunkach silnej jonizacji powłoki M. Umożliwiło to testowanie modeli atomowych dotyczących zarówno struktury elektronowej atomu (obliczenia metodą MCDF) jak również dynamiki procesów jonizacji (obliczenia metodą półklasyczną). Warto również podkreślić, że w przeprowadzonych pomiarach serii  $L\alpha_{1,2}$  Pd

po raz pierwszy zaobserwowano linie hipersatelitarne odpowiadające de-ekscytacji stanu podwójnie zjonizowanego w powłoce L (de-ekscytacja stanu  $L^{-2}$ ). Wyniki prac niniejszych badań zostały opublikowane w czasopismach z listy filadelfijskiej [C7], [C8], [C9], [C10]. W roku 2018 niniejsze publikacje zostały uzupełnione o pracę dotyczącą de-ekscytacji stanów  $K^{-2}$  w atomach metali 3d elektronowych (Ca, V, Fe i Cu) produkowanych w zderzeniach z jonami C o energii 10 MeV/nukleon [C11] oraz o pracę analizującą asymetrię obserwowaną w zmierzonych wysokorozdzielczych widmach atomów 3d elektronowych indukowanych promieniowaniem rentgenowskim [C12].

#### **5.4. Badania struktury widm rentgenowskich indukowanych w strukturach plazmy impulsowej**

W latach 2010-2016 uczestniczyłem w badaniach widm rentgenowskich indukowanych w strukturach plazmy impulsowej. Udział w tych badaniach zaowocował pracami dotyczącymi analizy wysokorozdzielczych widm rentgenowskich indukowanych: i) na urządzeniu Plasma-Focus (PF-1000) w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy (IFPiLM) podczas wyładowań wysokoprądowych; ii) na urządzeniu Gamble II zainstalowanym w Naval Research Laboratory (NRL) w Waszyngtonie (USA), iii) przy użyciu diody Plasma-Filled Rod-Pinch (PFRP); na urządzeniu typu Z-machine w Sandia National Laboratories, Albuquerque (USA) [C13], [C14], [C15], [C16], [C17], [C18], [C19], [C20], [C21], [C22].

#### **5.5. Udział w kampaniach eksperymentalnych w laboratorium JET prowadzonych w ramach Europejskiego Programu Badań Fuzyjnych Euratom**

W latach 2008-2012 w ramach kontraktu Euratom na stanowisku koordynatora wysokorozdzielczej diagnostyki rentgenowskiej w laboratorium JET oraz później po powrocie do pracy w Narodowym Centrum Badań Jądrowych na stanowisku adiunkta brałem udział w kampaniach eksperymentalnych w laboratorium JET w ramach Europejskiego Programu Badań Fuzyjnych Euratom. Udział w tych kampaniach, oprócz publikacji stanowiących podstawę postępowania habilitacyjnego, zaowocował również innymi pracami w obszarze monitoringu promieniowania emitowanego przez jony wodoropodobne Be za pomocą Bragg'owskiego spektrometru wirnikowego (*ang. Bragg rotor spectrometer*) [C23], poziomu zanieczyszczeń metalicznych (Fe, Ni, Cu, Mo i W) plazmy centralnej wytwarzanej podczas wyładowań z tzw. grzaniem antenowym (*ang. radio frequency pulses*) lub grzaniem wiązką neutralnych atomów (*Neutral Beam Injection*) [C24], [C25].

#### **5.6. Rozwój diagnostyki gamma dla badawczych reaktorów termojądrowych, w tym dla ITER-a**

W latach 2012-2018 w ramach programu EuroFusion oraz projektu europejskiej agencji F4E powołanej do koordynacji prac związanych z badaniami na rzecz badawczego reaktora termojądrowego ITER realizowałem zadania związane z przygotowaniem diagnostyki kamery gamma do monitoringu cząstek alfa (poprzez pomiar promieniowania gamma o energii 4.4 MeV z reakcji  ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$ ) oraz tzw. elektronów ucieczki (poprzez pomiar ciągłego widma rentgenowskiego). Przygotowałem wraz z prof. Markiem Moszyńskim raport porównujący właściwości różnych detektorów scyntylacyjnych, które mogą być wykorzystane przy budowie kamery gamma dla reaktora ITER. Wyniki niniejszych prac zostały opublikowane w czasopismach z listy filadelfijskiej [C26], [C27], [C28], [C29], [C30].

## 6. Bibliografia (lista C)

- [C1] **The Balmer Spectrum of H-like Uranium Produced by Radiative Recombination at Low-Velocities**, R. Reuschl, A. Gumberidze, Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, **J. Rządkiwicz**, U. Spillmann, S. Tashenov, **Radiation Physics And Chemistry** **75** (2006) 1740.
- [C2] **Investigation of the Decay Properties of the  $1s(2s)^2$  State in Li-Like Uranium**, S. Trotsenko, Th. Stöhlker, D. Banas, C.Z. Dong, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Hess, P. Indelicato, C. Kozhuharov, M. Nofal, R. Reuschl, **J. Rządkiwicz**, U. Spillmann, A. Surzhykov, M. Trassinelli, G. Weber, **Journal of Physics: Conf. Series** **58** (2007) 141.
- [C3] **Beam lifetimes for low-charge-state heavy ions in the GSI storage rings**, R. D. DuBois, O. de Lucio, M. Thomason, G. Weber, T. Stöhlker, K. Beckert, P. Beller, F. Bosch, C. Brandau, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, F. Nolden, R. Reuschl, **J. Rządkiwicz**, P. Spiller, U. Spillmann, M. Steck, S. Trotsenko, **Nucl. Instrum. Methods B** **26** (2007) 230.
- [C4] **Crystal optics for hard-X-ray spectroscopy of highly charged ions**, H.F. Beyer, D. Attia, D. Banas, E.-O. Le Bigot, F. Bosch, J.-Cl. Dousse, E. Förster, A. Gumberidze, S. Hagmann, S. Heß, J. Hoszowska, P. Indelicato, P. Jagodzinski, Chr. Kozhuharov, Th. Krings, D. Liesen, X. Ma, B. Manil, I. Mohos, M. Pajek, D. Protić, R. Reuschl, **J. Rządkiwicz**, A. Simionovici, U. Spillmann, Z. Stachura, Th. Stöhlker, M. Trassinelli, S. Trotsenko, A. Warczak, O. Wehrhan, E. Ziegler, **Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy** **64**, (2009) 736.
- [C5] **Charge exchange processes for semi-relativistic helium ions ( $\beta = 0.51$ ) in solid gold**, A. Gójska, D. Chmielewska, **J. Rządkiwicz**, Z. Sujkowski, T. Adachi, H. Fujita, Y. Fujita, K. Hara, Y. Haruyama, J. Kamiya, H. Ogawa, M. Saito, Y. Shimizu, Y. Shimbara, M. Tanaka, H.P. Yoshida, I. Katayama, **Nucl. Instrum. Methods B** **235** (2005) 368.
- [C6] **Radiative and non-radiative electron capture from carbon atoms by relativistic helium ions**, A. Gojska, D. Chmielewska, P. Rymuza, **J. Rządkiwicz**, Z. Sujkowski, T. Adachi, H. Fujita, Y. Fujita, Y. Shimbara, K. Hara, Y. Shimizu, H. P. Yoshida, Y. Haruyama, J. Kamiya, H. Ogawa, M. Saito. M. Tanaka, **European Physics Journal A** **27** (2006) 181.
- [C7] **Multiple Ionization Effects In X-Ray Emission Induced By Heavy Ions**, M. Czarnota, M. Pajek, D. Banaś, J.-Cl. Dousse, Y.-P. Maillard, O. Mauron, P. A. Raboud, M. Berset, D. Chmielewska, **J. Rządkiwicz**, Z. Sujkowski, J. Hoszowska, K. Słabkowska, M. Polasik, **Brazilian Journal of Physics** **36** (2006) 546.
- [C8] **High-resolution X-ray study of the multiple ionization of Pd atoms by fast oxygen ions**, M. Czarnota, D. Banaś, M. Berset, D. Chmielewska, J.-Cl. Dousse, J. Hoszowska, Y.-P. Maillard, O. Mauron, M. Pajek, M. Polasik, P. A. Raboud, **J. Rządkiwicz**, K. Słabkowska Z. Sujkowski, **Eur. Phys. J. D** **57**, 321 (2010).
- [C9] **Observation of internal structure of the L-shell x-ray hypersatellites for palladium atoms multiply ionized by fast oxygen ions**, M. Czarnota, D. Banaś, M. Berset, D. Chmielewska, J.-Cl. Dousse, J. Hoszowska, Y.-P. Maillard, O. Mauron, M. Pajek, M. Polasik, P. A. Raboud, **J. Rządkiwicz**, K. Słabkowska, Z. Sujkowski, **Phys. Rev. A** **81**, 064702 (2010).
- [C10] **Satellite and hypersatellite structures of  $L\alpha_{1,2}$  and  $L\beta_1$  x-ray transitions in mid-Z atoms multiply ionized by fast oxygen ions**, M. Czarnota, D. Banas, M. Berset, D. Chmielewska, J.-Cl. Dousse, J. Hoszowska, Y.-P. Maillard, O. Mauron, M. Pajek, M. Polasik, P. A. Raboud, **J. Rządkiwicz**, K. Słabkowska, Z. Sujkowski, **Physical Review A** **88**, 052505 (2013).
- [C11] **Hypersatellite x-ray decay of  $3d$  hollow-K-shell atoms produced by heavy-ion impact**, Y.-P. Maillard, J.-Cl. Dousse, J. Hoszowska, M. Berset, O. Mauron, P.-A. Raboud, M. Kavčič, **J. Rządkiwicz**, D. Banaś, K. Tökési, **Physical Review A** **98**, 012705 (2018).
- [C12]  **$K\alpha_{1,2}$  x-ray linewidths, asymmetry indices, and [KM] shake probabilities in elements Ca to Ge and comparison with theory for Ca, Ti, and Ge**, Y. Ito, T. Tochio, H. Ohashi, M. Yamashita, S. Fukushima, M. Polasik, K. Słabkowska, Ł. Syrocki, E. Szymańska,

- J. Rządkiwicz**, P. Indelicato, J.P. Marques, M.C. Martins, J.P. Santos, F. Parente, **Phys. Rev. A** **94** (2016) 042506.
- [C13] **Spatially resolved high-resolution x-ray spectroscopy of high-current Plasma-Focus discharges**, S. Zając, **J. Rządkiwicz**, O. Rosmej, M. Scholz, Zhao Yongtao, A. Gójska, M. Paduch, E. Zielińska, **Rev. Sci. Instrum.** **81**, 10E312 (2010)
- [C14] **Influence of multiple outer-shell electron stripping on the  $K\alpha$  and  $K\beta$  x-ray energies of iridium**, **J. Rządkiwicz**, K. Słabkowska, M. Polasik, J. Starosta, E. Szymańska, K. Koziół, M. Scholz, N. R. Pereira, **Phys. Scr.** **T156** (2013) 014083.
- [C15] **Tungsten L transition line shapes and energy shifts resulting from ionization in warm dense matter**, John F. Seely, B.V. Weber, D.G. Phipps, N.R. Pereira, D. Mosher, K. Słabkowska, M. Polasik, J. Starosta, **J. Rządkiwicz**, S. Hansen, Uri Feldman, L.T. Hudson, J.W. Schumer, **High Energy Density Physics** **9** (2013) 354
- [C16] **High-resolution ( $\sim 0.05\%$ ) red shift of a  $\sim 60$  keV  $K\beta$  line upon ionization**, N.R. Pereira, B.V. Weber, D.G. Phipps, J.W. Schumer, J.F. Seely, J.J. Carroll, J.R. Vanhoy, K. Słabkowska, M. Polasik, E. Szymańska, **J. Rządkiwicz**, **High Energy Density Physics** **9** (2013) 500.
- [C17] **Ionization energy shift of characteristic K x-ray lines from high-Z materials for plasma diagnostics**, K. Słabkowska, E. Szymanska, M. Polasik, **J. Rządkiwicz**, et al., **Physics of Plasmas** **21**, 031216 (2014).
- [C18] **Diagnostics of plasma based on K, L and M x-ray line positions**, K. Słabkowska, E. Szymańska, J. Starosta, M. Polasik, N.R. Pereira, **J. Rządkiwicz**, M. Kubkowska, A. Czarnecka, **Physica Scripta** **T161**, 014033 (2014).
- [C19] **Modeling of the K and L x-ray line structures for molybdenum ions in warm dense Z-pinch plasma**, K. Słabkowska, Ł. Syrocki, E. Szymanska, **J. Rządkiwicz**, G. Pestka, M. Polasik, **High Energy Density Physics** **14** (2015) 44.
- [C20] **K X-ray line energies as diagnostics of warm dense plasma**, K. Słabkowska, E. Szymańska, N.R. Pereira, **J. Rządkiwicz**, Ł. Syrocki, M. Polasik, **High Energy Density Physics** **14** (2015) 30.
- [C21] **The K X-ray line structures for a warm dense copper plasma**, K. Słabkowska, E. Szymańska, Ł. Syrocki, **J. Rządkiwicz**, M. Polasik, **High Energy Density Physics** **14** (2015) 8.
- [C22] **The K x-ray line structures of the 3d-transition metals in warm dense plasma**, E. Szymańska, Ł. Syrocki, K. Słabkowska, M. Polasik, **J. Rządkiwicz**, **High Energy Density Physics** **20** (2016) 29.
- [C23] **ITER-relevant calibration technique for soft x-ray spectrometer**, **J. Rządkiwicz**, I. Książek, K-D. Zastrow, I. H. Coffey, K. Jakubowska, K. D. Lawson, and JET EFDA Contributors, **Rev. Sci. Instrum.** **81**, 10E315 (2010).
- [C24] **Determination of metal impurity density,  $\Delta Z_{\text{eff}}$  and dilution on JET by VUV emission spectroscopy**, A. Czarnecka, K-D Zastrow, **J. Rządkiwicz**, I. H. Coffey, K. D. Lawson, M. G. O'Mullane and JET-EFDA Contributors, **Plasma Phys. Control. Fusion** **53**, 035009 (2011)
- [C25] **Determination of tungsten and molybdenum concentrations from an x-ray range spectrum in JET with the ITER-like wall configuration**, T. Nakano, A. E. Shumack, C. F. Maggi, M. Reinke, K. D. Lawson, I. Coffey, T. Pütterich, S. Brezinsek, B. Lipschultz, G. F. Matthews, M. Chernyshova, K. Jakubowska, M. Scholz, **J. Rządkiwicz**, T. Czarski, W. Dominik, G. Kasprowicz, K. Pozniak, W. Zabolotny, K-D. Zastrow, N. J. Conway, **J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.** **48** (2015) 144023.



- [C26] **High performance detectors for upgraded gamma ray diagnostics for JET DT campaigns**, I. Zychor, G. Bołtruczyk, A. Burakowska, M. Gierlik, M. Gosk, M. Grodzicka-Kobyłka, J. Iwanowska-Hanke, S. Korolczuk, R. Kwiatkowski, S. Mianowski, M. Moszyński, **J. Rzadkiewicz**, P. Sibezyński, A. Syntfeld-Każuch, Ł. Świdorski, M. Szawłowski, T. Szczęśniak, J. Szewiński, A. Szydłowski, A. Urban, et al. **Physica Scripta** **91** (2016) 064003.
- [C27] **Digital Approach To High Count Rate Gamma-Ray Spectrometry**, S. Korolczuk, S. Mianowski, **J. Rzadkiewicz**, P. Sibezyński, Ł. Świdorski, I. Zychor, **IEEE Trans. Nucl. Sci.** **63** No 3 (2016) 1668.
- [C28] **Characterization of some modern scintillators recommended for use on large fusion facilities in  $\gamma$ -ray spectroscopy and tomographic measurements of  $\gamma$ -emission profiles**, P. Sibezyński, A. Broślawski, A. Gójska, V. Kiptily, S. Korolczuk, R. Kwiatkowski, S. Mianowski, M. Moszyński, J. Rzadkiewicz, Ł. Świdorski, A. Szydłowski, I. Zychor, **Nukleonika** **62** No 3 (2017) 223-228.
- [C29] **Conceptual design of the radial gamma ray spectrometers system for  $\alpha$  particle and runaway electron measurements at ITER**, M. Nocente, M. Tardocchi, R. Barnsley, L. Bertalot, B. Brichard, G. Croci, G. Brolatti, L. DiPace, A. Fernandes, L. Giacomelli, I. Lengar, M. Moszyński, V. Krasilnikov, A. Muraro, R.C. Pereira, E. PerelliCippo, D. Rigamonti, M. Rebai, **J. Rzadkiewicz**, M. Salewski, P. Santosh, J. Sousa, I. Zychor, G. Gorini, **Nucl. Fusion** **57** (2017) 076016.
- [C30] **Design of gamma-ray spectrometers optimized for fast particle studies at ITER**, M. Rebai, Bertalot, B. Brichard, G. Brolatti, G. Croci, B. Esposito, A. Fernandes, L. Giacomelli, G. Gorini, V. Krasilnikov, I. Lengar, D. Marocco, A. Muraro, M. Nocente, R. C. Pereira, E. Perelli Cippo, L.D. Rigamonti, **J. Rzadkiewicz**, J. Sousa, and M. Tardocchi, **Rev. Sci. Instrum.** **89**, 10I126 (2018).