# Autoreferat

**1. Imię nazwisko:** **Mariusz Piwiński**

**2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/ artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania:**

- 1997 r., Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, stopień magistra fizyki, „Budowa układu do rejestracji widm fluorescencji tkanek wzbudzanej wiązką laserową”,
- 1997 r., Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, dyplom ukończenia Studium Pedagogicznego,
- 2004 r., Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu, stopień doktora nauk fizycznych w zakresie fizyki, „Badanie nieelastycznych zderzeń elektron-atom kadmu”,
- 2014 r., Wyższa Szkoła Bankowa w Toruniu, Wydział Finansów i Zarządzania dyplom ukończenia Podyplomowych Studiów „Menedżer Projektu Badawczo-Rozwojowego”, 2013/2014 (2 semestry).

**2.1. Uprawnienia i certyfikaty:**

- Egzaminator Europejskiego Certyfikatu Umiejętności Komputerowych – ECDL na poziomie standard (2002), na poziomie advanced (2006), WebStarter (2008),
- Certyfikat Cisco CCNA (Cisco Certified Network Associate) w zakresie semestrów 1-4 (2002), Cisco Fundamentals of Wireless LANs (2005) - instruktor Regionalnej Akademii Sieciowej Cisco UMK oraz Akademii Sieciowej Cisco WFAiIS UMK,
- Certyfikat Fundamentals of Java Programming (2004),
- Certyfikat Rzeczoznawcy PTI (nr 101), Członek Izby Rzeczoznawców Polskiego Towarzystwa Informatycznego (2008),
- Microsoft Technology Associate: Networking Fundamentals (2011),
- Microsoft Technology Associate: Security Fundamentals (2011),
- Microsoft IT Academy Program: HTML5/IE9 (2011),
- Meru Certified Engineer, MCE Course (2013),

- Certificate of Expert Level instructor excellence Cisco Networking Academy® program (2013),
- Certificate of Expert Level instructor excellence Cisco Networking Academy® program (2014),
- Certificate Cisco Networking Academy, Introduction to Cybersecurity course (2015),
- Certificate of Expert Level instructor excellence Cisco Networking Academy® program (2015),
- Cisco Networking Academy® Mobility Fundamentals Series: Wireless LAN Networks (2016),
- Cisco Networking Academy® Mobility Fundamentals Series: Wireless Technology and Standards (2016),
- Cisco Networking Academy® Mobility Fundamentals Series: Wireless Router and Clients Configuration (2016),
- Cisco Networking Academy® Mobility Fundamentals Series: Wireless LAN Security course (2016),
- Cisco Networking Academy® Mobility Fundamentals Series: Bring Your Own Device (BYOD) (2016),
- Cisco Networking Academy® Mobility Fundamentals Series: Troubleshooting Wireless LANs (2017),
- Cisco Networking Academy® Cybersecurity Essentials (2017),
- Cisco Networking Academy® Mobility Fundamentals (2017),
- Emerging Technologies Workshop: Network Programmability with Cisco APIC-EM (2018),

**3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/ artystycznych:**

- 01.10.1996 – 31.07.1997, asystent – stażysta w Zakładzie Spektroskopii Fazy Gazowej, Instytut Fizyki, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu,
- 01.10.2000 – 30.09.2004, asystent w Zakładzie Spektroskopii Fazy Gazowej, Instytut Fizyki, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu,

- 01.10.2004 – 30.09.2016, adiunkt w Zakładzie Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej, Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu,
- 2004, miesięczny staż podoktorski, Department of Experimental Physics, National University of Ireland, Maynooth, praca w grupie prof. Ray O'Neill'a,
- 2009, 4 – miesięczny staż podoktorski, Center for Atomic, Molecular and Surface Physics, ARC Center for Antimatter–Matter Studies, School of Physics, The University of Western Australia, Perth – praca w grupie prof. Jim Williams'a
- 01.10.2016 – obecnie, starszy wykładowca w Zakładzie Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej, Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu,

**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.):**

**4.1. Tytuł osiągniecia naukowego**

## Badanie nieelastycznych zderzeń elektronów z atomami

**4.2. Publikacje będące częścią osiągnięcia**

Jako wskazane w myśl powyższej ustawy osiągnięcie naukowe wybrałem jednotematyczny cykl 7 publikacji dotyczących badań nieelastycznych zderzeń elektronów z atomami. Współczynnik Impact Factor czasopism z roku publikacji, liczbę cytowań (wg bazy Web of Science) i oszacowany przeze mnie mój udział procentowy w pracach podaję przy każdej z publikacji poniżej. Szczegółowe omówienie mojego wkładu oraz wkładów współautorów znajduje się w załączonych oświadczeniach i wykazie prac (Załącznik nr 3).

**H1.** M. Piwiński, D. Dziczek, Ł. Kłosowski, R. Srivastava and S. Chwirot, 2006, „Coincidence study of excitation of cadmium atoms by electron impact", Journal of Physics B: At. Mol. Opt. Phys., **39**, no. 8, p. 1945-1953,
**IF: 2,024, pkt. ministerstwa:20, liczba cytowań: 15, mój udział w pracy: 80%**

**H2.** Ł. Kłosowski, M. Piwiński, D. Dziczek, K. Pleskacz and S. Chwirot, 2009, „Coincidence measurements of electron-impact coherence parameters for e-He scattering in the full range of scattering angles", Physical Review A **80**, no.6, p. 062709-1-4, DOI: 10.1103/PhysRevA.80.062709,
**IF: 2,866, pkt. ministerstwa: 24, liczba cytowań: 10, mój udział w pracy: 40%**

**H3.** M. Piwiński, Ł. Kłosowski, D. Dziczek, S. Chwirot, T. Das, R. Srivastava, A. D. Stauffer, C. J. Bostock, D.V. Fursa, and I. Bray, 2012, „Electron excitation of the 4 $^1P_1$ state of a zinc atom", Physical Review A **86**, no. 5, 052706-1-5, DOI: 10.1103/PhysRevA.86.052706,
**IF: 3,042, pkt. ministerstwa: 40, liczba cytowań: 10, mój udział w pracy: 70%**

**H4.** M. Piwiński, Ł. Kłosowski, D. Dziczek, S. Chwirot, D.V. Fursa, and I. Bray, 2015, „4 $^1P_1$ Zn excitation by 80-eV electrons", Physical Review A **91**, no. 6, 062704-1-5, DOI: 10.1103/PhysRevA.91.062704,
**IF: 2,765, pkt. ministerstwa: 35, liczba cytowań: 5, mój udział w pracy: 75%**

**H5.** M. Piwiński, Ł. Kłosowski, S. Chwirot, D.V. Fursa, I. Bray, T. Das, R. Srivastava, 2018, „Electron-impact coherence parameters for 4 $^1P_1$ excitation of zinc", Journal of Physics B: At. Mol. Opt. Phys., **51**, no. 8, p. 085002-1-7, DOI: 10.1088/1361-6455/aab5cd,
**IF: 2,119, pkt. ministerstwa: 25, liczba cytowań: 2, mój udział w pracy: 70%**

**H6.** M. Piwiński, Ł. Kłosowski, S. Chwirot, 2018, „Peculiar energy–scattering angle dependence of the alignment angle of atoms excited by electron impact", Acta Physica Polonica A, **134**, no. 2, p. RK.134.2.1-1-4,
**IF: 0,857, pkt. ministerstwa: 15, liczba cytowań: 0, mój udział w pracy: 80%**

**H7.** M. Piwiński, Ł. Kłosowski, 2018, „An efficient high-vacuum thermoelectric cold trap for metal atomic vapours", Vacuum, **156**, p. 154-156, DOI: 10.1016/j.vacuum.2018.07.026
**IF: 2,067, pkt. ministerstwa: 25, liczba cytowań: 0, mój udział w pracy: 70%**

**Łączne wartości dla publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego**
**IF: 15,74, pkt. ministerstwa: 184, ilość cytowań 42**

### 4.3. Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

W niniejszym autoreferacie zastosowane odwołania do prac są zgodne z numeracją prac wchodzących w skład osiągniecia (**H1-H7**) oraz nie wchodzących w skład osiągnięcia (**A1- A20, C1-C34**) wymienionych w Załączniku 3. Indeksy A1-A20 oraz C1-C34 podawane są w nawiasach przy numerach odsyłaczy literaturowych, co stanowi dodatkową informację dla czytelnika.

## I. Wstęp i motywacja badań

Współczesny postęp technologiczny nie byłby możliwy bez równoległego rozwijania nauki w zakresie badań podstawowych. Pełniejsze zrozumienie zjawisk z zakresu fundamentalnych oddziaływań, do których należą zderzenia elektronów z atomami jest istotne nie tylko ze względów poznawczych, ale również przyczynia się do zwiększenia liczby praktycznych zastosowań. Przykładem może być wzrost zainteresowania cynkiem jako pierwiastkiem, który wraz ze swoimi związkami jest potencjalnym kandydatem do zastąpienia rtęci w stosowanych powszechnie lampach wyładowczych. Zastosowanie takiego rozwiązania w znaczący sposób ograniczyłoby degradację środowiska naturalnego poprzez zrezygnowanie z powszechnego użycia rtęci oraz jej związków [1].

Ponadto uzyskiwane dane doświadczalne dotyczące procesów zderzeniowych odgrywają znaczącą rolę w badaniach atmosfery planet, gwiazd oraz obłoków materii międzygwiezdnej, gdzie zjawiska zderzeń elektronów z atomami stanowią jeden z głównych mechanizmów przekazu energii. Przykładem może być badanie obecności kadmu w materii międzygwiezdnej, który stanowi źródło informacji o procesach wyłapywania neutronów zachodzących w pobliskich gwiazdach [2]. Ilościowe badania obecności cynku dostarczają zaś cennych informacji dotyczących chemicznej ewolucji gwiazd [3,4]. Hel, zaraz po wodorze jest najczęściej występującym pierwiastkiem we Wszechświecie. Obserwuje się go również w atmosferach gigantycznych planet gazowych takich jak Jowisz czy Saturn. Zatem przewidywano, iż powinien być on również w atmosferach egzoplanet obserwowanych poza Układem Słonecznym [5]. Ostatecznie fakt ten udało się potwierdzić, dzięki obserwacjom przy użyciu teleskopu Hubble'a [6].

Jeszcze silniejszą motywacją do prowadzenia badań są uzyskane wyniki, które nie zgadzają się z dotychczasowymi przewidywaniami teoretycznymi. Sytuacja taka dotyczyła atomów cynku, który w ostatnich latach stał się obiektem dużego zainteresowania ze względu

na niespodziewane wyniki eksperymentalne opublikowane przez grupę prof. Williams'a [7]. Autorzy w swojej pracy badali nieelastyczne zderzenia spinowo-spolaryzowanych elektronów z atomami cynku. W wyniku tego procesu następowało wzbudzenie atomu cynku ze stanu podstawowego $(3d^{10}4s^2)4^1S_0$ do stanu $(3d^{10}4s5s)5^3S_1$. Podczas badań dokonywano pomiaru polaryzacji fluorescencji (Parametry Stokes'a $P_1$, $P_2$, $P_3$) związanej z przejściem wzbudzonych atomów do stanu $(3d^{10}4s4p)4^3P_{0,1,2}$. Jak się okazało wartość parametru $P_2$ mierzonego poniżej progu wzbudzenia, przy którym można obserwować przejścia kaskadowe była znacząco różna od zera, co zupełnie nie zgadzało się z przewidywaniami teoretycznymi. Fakt ten wywołał dyskusję naukowców zajmujących się fizyką zderzeń [8,9,10] pragnących wyjaśnić pojawiającą się rozbieżność. Jednocześnie brak innych danych doświadczalnych w tym zakresie, wynikający z zastosowania bardzo wyrafinowanej techniki badawczej (spolaryzowana wiązka elektronowa) uniemożliwiał przeprowadzenie skutecznej weryfikacji otrzymanych wyników. Próbę rozwiązania tego sporu podjęli Clayburn i Gay [11], którzy w sposób niezależny powtórzyli przeprowadzone badania. Otrzymane przez nich wyniki dotyczące parametrów $P_1$ oraz $P_3$ w pełni potwierdziły poprzednie badania. Jednakże w przypadku parametru $P_2$ mierzonego poniżej progu wzbudzenia przejść kaskadowych otrzymali oni wartość zerową, co jest w pełni zgodne z przewidywaniami teoretycznymi, ale w sprzeczności z danymi grupy australijskiej. Obie grupy eksperymentalne donosiły, iż prowadzone przez nie doświadczenia były wielokrotnie powtarzane w celu wykluczenia możliwych błędów przypadkowych. Zatem rozbieżności te nie zostały ostatecznie rozstrzygnięte i wymagają głębszej analizy.

Istnieje wiele różnych eksperymentów podczas których realizowane są badania procesów zderzeniowych. W większości z nich otrzymywane wyniki są uśredniane po nieobserwowanych parametrach. Do takich pomiarów możemy zaliczyć na przykład pomiary różniczkowych przekrojów czynnych określające w pewnym sensie prawdopodobieństwo wystąpienia badanego procesu fizycznego [12]. Dzięki dynamicznemu rozwojowi techniki doświadczalnej możliwe jest realizowanie coraz bardziej skomplikowanych eksperymentów, które pozwalają na pełniejsze zrozumienie badanych zjawisk. To z kolei umożliwia coraz dokładniejsze opisywanie obserwowanych procesów. W 1969 roku Benjamin Bederson w swoich pracach zaproponował przeprowadzenie tzw. kompletnego eksperymentu rozproszeniowego, który pozwoliłby na wyznaczenie wszystkich amplitud rozpraszania, tym samym umożliwiając uzyskanie pełnej (w sensie kwantowo-mechanicznym) informacji o procesie zderzenia [13,14]. Wyniki takich badań stanowiłyby najlepsze źródło danych do testowania proponowanych modeli teoretycznych.

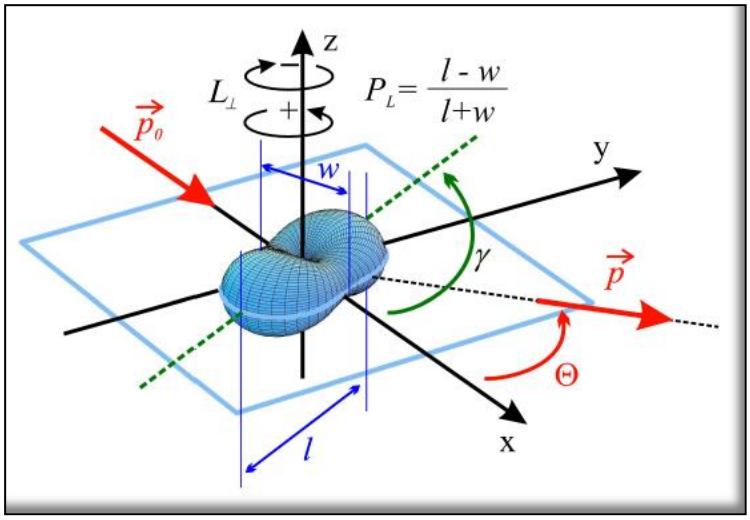
Pierwszymi praktycznymi (co prawda częściowymi, ze względu na brak możliwości określenia znaku parametru przekazu momentu pędu) realizacjami tych postulatów były badania korelacji kątowych wykorzystujące technikę koincydencji elektron–foton dotyczące wzbudzenia atomów helu do stanu $3^1P$ [15,16]. Pomiary te pozwoliły na wyznaczenie amplitud rozpraszania dotyczących wzbudzenia atomów helu do badanego stanu $3^1P$ w wyniku nieelastycznego zderzenia z elektronami. Dopiero zastosowanie metody koincydencji elektron–foton w wersji analizy spójności, polegającej na koincydencyjnych pomiarach stanu polaryzacji emitowanego promieniowania pozwoliło na pełny opis badanego zjawiska [17].

Postęp technologiczny dotyczący aparatury badawczej, a w szczególności szybkiej elektroniki impulsowej oraz wydajnych detektorów (fotonów i elektronów) pracujących w trybie zliczania impulsów sprawił, iż na przestrzeni kolejnych lat technika ta była stosowana do prowadzenia badań dotyczących atomów wapnia [18], magnezu [19] oraz strontu [20]. Wszystkie te pierwiastki posiadają w stanie podstawowym dwa elektrony walencyjne na zewnątrz całkowicie zapełnionych powłok, co sprawia, iż badania nad nimi są niejako naturalnym rozszerzeniem badań prowadzonych nad helem. Jednakże dużo ciekawszym przedmiotem badań wydają się być tzw. atomy stowarzyszone z wapniowcami czyli należące do 12 grupy (IIB), takie jak cynk i kadm. Ze względu na fakt, iż ich konfiguracja elektronowa przypomina wapniowce (grupa IIA, dwa elektrony walencyjne na zewnątrz całkowicie zapełnionych powłok) badanie ich wzbudzeń daje możliwość śledzenia wzrostu wpływu struktury subtelnej oraz oddziaływań zależnych od spinu na proces zderzeniowego wzbudzenia. Wpływ ten mógłby się objawiać na przykład brakiem pełnej spójności zderzenia, która może być weryfikowana w tego typu eksperymentach. Ponadto porównanie danych uzyskanych dla cynku i wapnia oraz kadmu i strontu mogłoby pozwolić na uzyskanie informacji na temat wpływu zapełnionej podpowłoki $(n-1)d^{10}$ na proces zderzenia.

Przejście do badań nad atomami kadmu oraz cynku niesie ze sobą bardzo duże trudności eksperymentalne wynikające przede wszystkim z długości fali analizowanego promieniowania (odpowiednio 228,8 nm dla Cd $5^1P_1$ oraz 213,9 nm dla Zn $4^1P_1$). Również wykonanie badań dotyczących atomów helu nie było prostym zadaniem ze względu na promieniowanie o długości fali 58,4 nm, co wymusza detekcję wewnątrz układu próżniowego z wykorzystaniem kanałowego powielacza elektronów. Aspekt poznawczy prezentowanych badań, podkreśla fakt, iż przedstawione prace stanowią jedyne na świecie wyniki opisujące parametry zderzeniowe atomów kadmu oraz cynku.

## II. Zderzeniowe parametry spójności wzbudzenia (Electron Impact Coherence Parametres)

Celem prowadzonych badań było wyznaczenie tzw. zderzeniowych parametrów spójności wzbudzenia opisujących zderzenie elektron–atom (EICP *ang. Electron Impact Coherence Parameters*). Parametry te obok różniczkowych przekrojów czynnych są podstawowymi wielkościami fizycznymi opisującymi proces zdegenerowanego energetycznie zderzenia. W zależności od prezentowanego podejścia na przestrzeni lat parametry te były różnie definiowane w literaturze, jednakże najczęściej niosą one równoważną informację, a zatem istnieje metodologia umożliwiająca wzajemne przeliczenie ich wartości [21]. Jak już wspomniano wyniki takich pomiarów umożliwiają określenie relacji fazowych między amplitudami rozpraszania dla zderzeniowych wzbudzeń różnych stanów atomu. Ponadto pozwalają na określenie kształtu (parametr $P_L$) oraz przestrzennego ułożenia (parametr $\gamma$) chmury kątowego rozkładu gęstości ładunku elektronów wzbudzonego atomu oraz uzyskanie informacji na temat przekazu momentu pędu (parametr $L_\perp$). Graficzną interpretację tych parametrów przedstawia Rysunek 1.




Rysunek 1 Przykładowy kształt kątowego rozkładu gęstości ładunku chmury elektronowej atomu wzbudzonego do stanu *P*.

Opisując tą sytuację trochę bardziej dokładnie można stwierdzić, iż rozpatrując zderzeniowe wzbudzenia atomu ze stanu $S_0$ do $P_1$, wzbudzony stan jest opisany jako spójna superpozycja trzech podstanów magnetycznych. Podczas opisu tego zjawiska najczęściej wybierany jest tzw. naturalny układ współrzędnych, dla którego oś kwantyzacji określona jest

w kierunku prostopadłym do płaszczyzny zderzenia (definiowanej przez wektory pędu padającego i rozproszonego po zderzeniu elektronu). Przy takich założeniach, ze względu na symetrię odbiciową tylko dwa podstany wnoszą niezerowy wkład do tej superpozycji. W takim przypadku wzbudzony stan *P* może być wyrażony przez ich kombinację liniową:

$$|P\rangle = a_{-1}|m_j = -1\rangle + a_{+1}|m_j = +1\rangle, \quad (1)$$

gdzie elementy $a_{+1}$ oraz $a_{-1}$ opisują odpowiednie amplitudy wzbudzenia.

Kątowa część rozkładu gęstości ładunku chmury elektronowej wzbudzonego atomu może być zapisana we współrzędnych sferycznych jako:

$$|\psi(\vartheta,\varphi)|^2 = \frac{3}{8\pi}\sin^2\vartheta\big(1 + P_L\cos(2\varphi - 2\gamma)\big), \quad (2)$$

gdzie $P_L$ określa parametr kształtu, a $\gamma$ określa parametr uporządkowania (Rysunek 1). Te dwa parametry związane są z amplitudami wzbudzenia za pomocą następujących formuł:

$$\gamma = \frac{1}{2}\arg(-a_{-1}^* a_{+1}), \quad (3)$$

$$P_L = 2|a_{-1}^* a_{+1}|. \quad (4)$$

Pełen opis zderzenia wymaga wprowadzenia parametru opisującego przekaz momentu pędu zdefiniowanego jako:

$$L_\perp = |a_{+1}|^2 - |a_{-1}|^2. \quad (5)$$

W przypadku w pełni spójnego procesu wzbudzenia parametry $P_L$ oraz $L_\perp$ powinny spełniać równanie:

$$L_\perp^2 + P_L^2 = 1. \quad (6)$$

W tak zwanych „w pełni kompletnych doświadczeniach" istnieje możliwość doświadczalnego potwierdzenia spełnienia tego warunku, co stanowi bardzo precyzyjne narzędzie do badania spójności obserwowanego procesu. W przypadku, gdy otrzymywanie wartości znacząco odbiegają od jedności może to być wskazaniem, iż zaproponowany model niezbyt precyzyjnie opisuje badany proces. W pewnych realizacjach doświadczalnych (metoda koincydencji elektron–atom w wersji korelacji kątowych) ze względów technicznych nie jest możliwy bezpośredni pomiar parametru przekazu momentu pędu. W takich przypadkach jeżeli można założyć pełną spójność procesu, wartość tę oblicza się z formuły (6).

## III. Metody eksperymentalne wyznaczania parametrów EICP

Jak już wspomniano istnieje kilka możliwych eksperymentalnych realizacji postulatów zgłoszonych przez Bederson'a:

**a)** badanie zderzeń drugiego rodzaju z pompowaniem optycznym tzw. zderzenia superelastyczne,

**b)** badanie zderzeń wykorzystując technikę koincydencji elektron–foton,

- w wersji korelacji kątowych,
- w wersji analizy spójności.

**a) Superelastyczne zderzenia elektron-atom**

W przypadku tzw. badań superelastycznych eksperyment polega na czasowym odwróceniu analizowanego procesu. Oznacza to, iż w pierwszej fazie należy przygotować badane atomy w ściśle określonym (badanym) stanie kwantowym. W tym celu atomy oświetlane są wiązką laserową o ściśle kontrolowanej polaryzacji w kierunku prostopadłym do płaszczyzny rozpraszania. Następnie tak przygotowane atomy poddaje się zderzeniom z elektronami o ściśle określonej energii. W wyniku zderzenia atom może przechodzić ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego, a nadwyżka energii przekazywana jest rozproszonemu elektronowi, który jest obserwowany pod kątem rozpraszania $\Theta$. W związku z powyższym w eksperymencie są obserwowane dla zadanych kątów rozpraszania, widma energetyczne rozproszonych elektronów, dla różnych polaryzacji wiązki laserowej. W efekcie uzyskuje się różniczkowe przekroje czynne dla zderzeń drugiego rodzaju. Uzyskane w ten sposób informacje pozwalają na wyznaczenie parametrów wzbudzenia EICP. Metoda ta ma jednakże kilka bardzo istotnych ograniczeń. Pierwsze z nich wynika z wykorzystywanej długości fali. W przypadku gdy energia wzbudzenia badanego stanu wynosi powyżej 5 eV mamy do czynienia z promieniowaniem z zakresu UV (długość fali poniżej 248 nm). W takim przypadku problematyczne nie tylko okazuje się znalezienie dobrej jakości polaryzatorów i płytek ćwierćfalowych (o wysokiej ekstynkcji i transmisji), ale przede wszystkim wydajnych i długoczasowo stabilnych laserów. Na obecnym poziomie technologicznym jest to możliwe przy zastosowaniu systemów laserowych wyposażonych w nieliniowe układy podwajania częstości. Ze względu na zakres podstawowej długości fali (tzw. fundamentalnej) uzyskiwanej za pomocą typowych laserów pracujących na ciele stałym, aby uzyskać np. promieniowanie o długości fali 228,8 nm (stan $5^1P_1$ Cd) należy wykorzystać sprzężone ze sobą dwa takie układy podwajające. Ze względu na nieliniowy charakter tego zjawiska, każde podwojenie związane jest ze znaczną utratą mocy (w zakresie UV wydajność na poziomie około 10%). W efekcie komercyjnie dostępne rozwiązania w zakresie 213,9 nm oferują moc całkowitą na poziomie nie przekraczającym 30 mW. Ponadto kryształy pracujące w zakresie UV charakteryzują się

stosunkowo szybką degradacją podczas swojej pracy, co znacznie komplikuje wykonanie samego eksperymentu [22].

Ze względu na wymienione problemy techniczne tego typu eksperymenty były wykonywane pierwotnie dla atomów wapnia, dla których ze względu na stosunkowo niewielką energię wzbudzenia do stanu $4^1P_1$ wynoszącą 2,9 eV (423 nm) można było zastosować komercyjnie dostępny układ laserowy o stosunkowo wysokiej mocy (150 mW), co jak oszacowano wystarczało na wzbudzenie około 45% populacji atomów wapnia w obszarze oddziaływania [23]. W toku kolejnych lat tego typu eksperymenty przeprowadzono również dla atomów baru (554 nm) [24], iterbu (556 nm) [25], srebra (328,1 nm) [26] a ostatnio również magnezu (285 nm) [27].

Rozwiązaniem problemu związanego z zapewnieniu wystarczającej mocy promieniowania z zakresu UV może być umieszczenie obszaru oddziaływania wewnątrz optycznej wnęki rezonansowej. Jednakże oprócz doniesienia dotyczącego pierwszego testu aparatury dla atomów wapnia (423 nm), jak do tej pory nie opublikowano podobnych wyników dla krótszej długości fali [28].

W związku z powyższym, opisywana technika jest bardzo trudna w realizacji lub wręcz niedostępna dla takich atomów jak kadm (228,8 nm), cynk (213,9 nm), a tym bardziej hel (58,4 nm).

**b) Nieelastyczne zderzenia elektron-atom (metoda koincydencji elektron-foton)**

W przypadku koincydencyjnych badań elektron-foton eksperyment polega na analizie polaryzacji fluorescencji pochodzącej ze wzbudzonego stanu w koincydencji z rozproszonymi po akcie zderzenia elektronami. W tego typu eksperymentach atomy wzbudzane są ze stanu podstawowego do badanego stanu w wyniku zderzenia z elektronami o ściśle określonej energii. Rozproszone pod określonym kątem $\Theta$ elektrony są analizowane energetycznie w taki sposób, aby do detektora docierały tylko te z nich, które wzbudziły atom do badanego stanu. Równocześnie w kierunku prostopadłym do płaszczyzny zderzenia analizowana jest polaryzacja fluorescencji emitowanej przez atom podczas przejścia z badanego stanu do stanu podstawowego. W ten sposób uzyskuje się sygnał elektronowy oraz fotonowy, pomiędzy którymi bada się korelację czasową. Sygnały pochodzące z jednego aktu zderzenia będą pojawiały się na widmie koincydencji w postaci piku (tzw. prawdziwe koincydencje). Pik ten będzie widoczny na tle pochodzącym od tzw. fałszywych koincydencji, które są wynikiem korelacji czasowej zarejestrowanej pomiędzy elektronem a fotonem, które nie pochodziły

z jednego aktu zderzenia. Ze względów technicznych w tego typu eksperymentach najczęściej sygnał elektronowy startuje układ koincydencyjny, a sygnał fotonowy go zatrzymuje. Wymaga to stosowania dodatkowych linii opóźniających sygnał fotonowy. W efekcie w wyniku prowadzenia eksperymentu obserwuje się tzw. opóźnione widma koincydencji dla różnych ustawień osi analizatora polaryzacji. Ostatecznie pozwala to na wyznaczenie liczby prawdziwych koincydencji dla każdej z pozycji analizatora, co prowadzi do obliczenia wartości Parametrów Stokes'a. Korzystając z poniższych formuł można je w prosty sposób przeliczyć na parametry EICP.

$$P_L = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}, \tag{7}$$

$$\gamma = \frac{1}{2}\arg(P_1 + iP_2), \tag{8}$$

$$L_\perp = -P_3. \tag{9}$$

Dodatkowo otrzymane dane pozwalają na wyznaczenie wartości parametru spójności $P^+$ zgodnie z wyrażeniem:

$$P^+ = \sqrt{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2}, \tag{10}$$

będącym konsekwencją równania (6). W przypadku spełnienia warunku spójności badanego procesu wartość tego parametru nie powinna być mniejsza od jedności.

Opisywana metoda pomiarowa stanowi bardzo czułe narzędzie badawcze ze względu na wykonywanie pomiarów, które nie wymagają żadnych dodatkowych normalizacji, czy też skalowania w oparciu o inne pomiary, lub dane teoretyczne, jak to jest często w przypadku różniczkowych przekrojów czynnych. Możliwość pełnego (w sensie kwantowo-mechanicznym) opisu zjawiska, okupiona jest bardzo długim czasem integracji sygnałów, wynikającym ze stosowanej techniki koincydencji i stosunkowo niewielkich częstotliwości rejestrowanych sygnałów. Ponadto wraz ze wzrostem kąta rozpraszania drastycznie spada prawdopodobieństwo wystąpienia obserwowanego zderzenia. W efekcie, w przypadku pomiarów dla atomów cynku sygnał elektronowy dla kąta rozpraszania 40° nie przekraczał 70 zliczeń na sekundę, przy sygnale fotonowym na poziomie 1200 zliczeń na sekundę. Należy podkreślić, iż właściwy pomiar dotyczy rejestracji koincydencji czasowej pomiędzy tymi dwoma sygnałami, dla różnych ustawień osi analizatora polaryzacji (dwa dla każdego z Parametrów Stokes'a). W związku z powyższym dla takich warunków eksperymentalnych pomiar dla jednego parametru Stokes'a (dla jednego kąta rozpraszania) trwał nieprzerwanie nawet 27 dni. Oznacza to, iż przez cały czas trwania pomiaru (24h na dobę) należało dbać o zapewnienie stabilnych warunków pomiarowych (stabilne wiązki elektronowa i atomowa). Ponadto cyklicznie rejestrowano widmo strat energii elektronów upewniając się

o prawidłowych ustawieniach całej aparatury. Ze względu na fakt, iż badania dotyczyły atomów kadmu oraz cynku, w celu uniknięcia osadzania się badanych metali na częściach aparatury, należało zastosować pułapkę atomową. Typowym problemem w tego typu eksperymentach wiązkowych jest resublimacja badanych atomów na różnych częściach aparatury, co może doprowadzić do zmiany warunków pomiarowych, a nawet uszkodzenia detektorów. W opisywanych eksperymentach pułapka atomowa wykorzystywała rezerwuar z ciekłym azotem, który musiał być cyklicznie uzupełniany.

W przypadku pomiarów dotyczących atomów helu wykorzystano metodę koincydencji elektron-foton w wersji korelacji kątowych. W odróżnieniu od metody analizy spójności polega ona na koincydencyjnej rejestracji rozkładu natężenia emitowanego promieniowania w płaszczyźnie zderzeniowej, gdyż fotony emitowane w tej płaszczyźnie są spolaryzowane liniowo. Technika ta pozwala na uzyskanie równoważnej informacji, bez potrzeby analizy polaryzacji promieniowania. W przypadku badanego stanu atomu helu ($2^1P_1$, energia wzbudzenia 22,4 eV) obserwowano promieniowanie o długości fali 58,4 nm, dla którego analiza polaryzacji nastręcza dużych problemów technicznych. Zatem zastosowanie tej metody pozwoliło na uniknięcie tych problemów i zrealizowanie zakładanych celów badawczych. Podsumowując metoda ta polega na rejestracji koincydencji elektron-foton dla ściśle określonego kąta rozpraszania $\Theta$ oraz różnych kątów $\phi$, pod którymi obserwowane są fotony. Uzyskane wyniki dotyczące liczby prawdziwych koincydencji w funkcji kąta obserwacji fotonów pozwalają dopasować krzywą określającą rozkład prawdopodobieństwa emisji fotonu

$$I(\phi) = \frac{1}{2\pi}[1 - P_L \cos(2\phi - 2\gamma)] \tag{11}$$

i wyznaczyć parametry $\gamma$ oraz $P_L$. Wadą takiego rozwiązania jest brak możliwości bezpośredniego zbadania parametru $L_\perp$, który oblicza się za pomocą równania (6) zakładając całkowitą spójność procesu wzbudzenia.

## IV. Uzyskane wyniki przed doktoratem

### A. Badania stanu 4 $^1P_1$ atomów wapnia

Podczas pierwszej fazy swoich prac badawczych uczestniczyłem w prowadzeniu pomiarów dotyczących atomów wapnia. Zastosowana technika koincydencji elektron-foton w wersji analizy spójności umożliwiła uzyskanie parametrów zderzeniowych EICP dotyczących stanu 4 $^1P_1$ atomów wapnia dla energii wzbudzenia 45 eV i 60 eV [29(A2)]. Otrzymane wyniki wykazały zgodność z przewidywaniami teoretycznymi uzyskanymi

w wyniku stosowania modelu RDWA (Relativistic Distorted Wave Approximation). Jednocześnie pozwoliły one na rozstrzygnięcie rozbieżności pomiędzy wynikami teoretycznymi [30] a istniejącymi wynikami eksperymentalnymi dla energii wzbudzenia 45 eV [31] potwierdzając przewidywany charakter funkcji opisujących parametry kształtu $P_L$ oraz uporządkowania $\gamma$. Prowadzone badania nie ograniczały się tylko do parametrów wzbudzenia. W wyniku prowadzonych eksperymentów udało się również wyznaczyć optyczną funkcję wzbudzenia atomów wapnia do stanu $4\,^1P_1$ oraz funkcję polaryzacji emitowanej fluorescencji (423 nm) [32(A1)].

**B. Badania stanu $5\,^1P_1$ atomów kadmu**

Po zakończeniu prac nad wapniem, przedmiotem moich dalszych badań stał się znacznie ciekawszy, a jednocześnie trudniejszy do interpretacji (ze względu na występowanie struktury nadsubtelnej) kadm, który jak do tej pory nie był jeszcze systematycznie przebadany. Główną trudnością eksperymentalną związaną z tymi badaniami była analiza polaryzacji promieniowania o długości fali 228,8 nm. Komercyjnie dostępne polaryzatory pracujące w tym zakresie promieniowania charakteryzują się małą transmisją, która istotnie wpływałaby na obniżenie rejestrowanej ilości zliczeń fotonowych. Mając na względzie fakt, iż zastosowana technika badawcza dotyczy rejestracji koincydencji czasowych pomiędzy sygnałem elektronowym a fotonowym, oznaczałoby to znaczne wydłużenie czasu pomiaru. Problem ten rozwiązano budując transmisyjny polaryzator typu stosu płytek, który spełnił narzucone wymagania. Ponadto zmiana analizowanej długości fali wymagała zoptymalizowania całego toru detekcji fotonów łącznie z zastosowaniem fotopowielacza pracującego w zakresie promieniowania ultrafioletowego. Ponadto ze względu na zmianę badanego pierwiastka zbudowano nowe źródło wiązki atomowej wyposażone w specjalny zestaw kolimatorów zapewniających rozbieżność wiązki atomowej na poziomie 5°. W wyniku długotrwałych pomiarów otrzymano wyniki parametrów zderzeniowego wzbudzenia stanu $5\,^1P_1$ atomów kadmu dla energii zderzenia 100 eV. Stały się one bezpośrednią motywacją dla grupy prof. Srivastava do przeprowadzenia serii nowych obliczeń przy zastosowaniu przybliżenia RDWA. O znaczeniu przeprowadzonych pomiarów świadczy fakt, iż był to pierwszy na świecie doświadczalny kompletny zestaw parametrów EICP dla atomów kadmu. Uzyskane wyniki wykazują dużą zgodność z przewidywaniami teoretycznymi [33(A3)].

Po otrzymaniu pierwszego zestawu danych dla jednej energii elektronów, podjęto decyzję o kontynuacji badań dla niższej energii zderzenia (80 eV). Uzyskane dane stały się

podstawą mojej rozprawy doktorskiej pt. „Badania nieelastycznych zderzeń elektron-atom kadmu”. Ponadto wyniki te rozszerzono o badania polaryzacyjnej oraz optycznej funkcji wzbudzenia dla stanu 5 $^1P_1$ atomów kadmu [34(A4)]. W przypadku funkcji polaryzacji stanowiły one pierwszy na świecie doświadczalny zestaw takich danych, a w przypadku funkcji wzbudzenia znacząco rozszerzyły istniejące dane w zakresie wyższych energii (do 500 eV).

## V. Opis i motywacja osiągnięcia

Dotychczasowy brak wyników doświadczalnych opisujących wzbudzenie atomu kadmu w wyniku nieelastycznego zderzenia z elektronem, sugerował potrzebę przeprowadzenia takich badań zarówno w możliwie szerokim zakresie energii padających elektronów jak i kątów rozpraszania. Ponadto analiza dostępnych danych literaturowych wykazała zupełny brak wyników doświadczalnych dotyczących parametrów EICP dla atomu cynku, pomimo dużego zainteresowania tym pierwiastkiem, jako obiektem badań zderzeń elektron-atom [35]. Główną przyczyną takiego stanu rzeczy były opisywane już trudności eksperymentalne (promieniowanie 213,9 nm). Jednocześnie brak danych doświadczalnych stosowanych do weryfikacji proponowanych modeli powodował, iż grupy teoretyczne również nie zajmowały się tą tematyką.

W związku z powyższym jako dalekozasięgowy cel dalszych badań określono przeprowadzenie pomiarów parametrów EICP dla kadmu oraz cynku w możliwie szerokim zakresie energii i kątów rozpraszania. Porównanie ze sobą kilku zestawów danych doświadczalnych oraz teoretycznych uzyskiwanych dla różnych energii zderzenia dla jednego pierwiastka umożliwiło wyciągnięcie wniosków dotyczących wpływu energii padających elektronów na obserwowany proces. Ponadto porównanie ze sobą danych dla kadmu i cynku pozwoliło na wyciągnięcie bardziej ogólnych wniosków, a w przyszłości być może nawet dotyczących całej 12 grupy. Jednocześnie przechodząc do cięższych pierwiastków można spodziewać się wzrostu wpływu struktury subtelnej i oddziaływań zależnych od spinu na proces zderzeniowego wzbudzenia, co można śledzić badając stopień spójności obserwowanego procesu (parametr spójności $P^+$). Ponadto ostateczne porównanie danych uzyskanych dla cynku i wapnia oraz kadmu i strontu pozwoli na uzyskanie informacji na temat wpływu zapełnionej podpowłoki (n-1)$d^{10}$ na badany proces zderzenia.

Realizacja powyżej opisanego długoczasowego programu badawczego wymaga uzyskania parametrów EICP dla atomów kadmu, cynku, wapnia oraz strontu w możliwie

szerokim zakresie energii zderzenia oraz kątów rozpraszania. Otrzymane wyniki doświadczalne stanowią silną motywację dla grup teoretycznych do rozwijania i porównywania ze sobą różnych podejść teoretycznych, tym samym wpływają na rozwój modeli opisujących fizykę zderzeń. Jak już wspomniano na obecnym etapie technologicznym takie badania dotyczące atomów kadmu oraz cynku możliwe są wyłącznie przy użyciu metody koincydencji elektron-foton. Oznacza to, iż jest to najbardziej czasochłonny (kilka tygodni ciągłych pomiarów dla jednego punktu doświadczalnego) oraz najtrudniejszy (detekcja w zakresie promieniowania UV) etap planowanych badań. Zupełnie inaczej sytuacja przedstawia się w przypadku atomów wapnia (423 nm). Dla tego pierwiastka istnieje kilka zestawów parametrów EICP dla różnych energii zderzenia, uzyskanych metodą koincydencji elektron-foton (przez naszą grupę badawczą) [29] jak i przy użyciu znacznie szybszej metody zderzeń drugiego rodzaju z zastosowaniem pompowania optycznego [36]. W przypadku atomów strontu (461 nm) istnieją trzy zestawy danych EICP uzyskane przy zastosowaniu metody koincydencji elektron-foton [20, 37]. Ze względu na fakt, iż badania dotyczące atomów wapnia oraz strontu były wykonywane przez różne grupy badawcze, w różnym okresie czasu, dotyczą one różnych energii zderzenia, co może utrudniać bezpośrednie przeprowadzenie odpowiednich zestawień. Jednakże w przypadku wątpliwości możliwe będzie przeprowadzenie dodatkowych pomiarów korzystając z szybkiej metody zderzeń drugiego rodzaju.

Jednocześnie coraz większa moc obliczeniowa komputerów powoduje, iż prowadzone obliczenia numeryczne dotyczące jednej energii zderzenia nie zajmują już tygodni, a raczej pojedyncze dni lub godziny. Zatem realnym stała się możliwość wygenerowania wartości EICP nie dla wybranych kilku energii, a dla szerokiego zakresu energii zderzenia (np. z rozdzielczością 1 eV). Takie dane utworzą mapy parametrów EICP, które pozwolą na lepsze porównywanie otrzymanych danych pomiędzy proponowanymi modelami oraz ułatwią znajdowanie bardziej ogólnych tendencji oraz różnic pomiędzy badanymi pierwiastkami. W tym przypadku otrzymane dane doświadczalne dla różnych energii będą stanowić punkty kontrolne na wielowymiarowej mapie parametrów EICP. Co więcej takie dane będą stanowić swoisty drogowskaz, wskazując grupom doświadczalnym ciekawe struktury, które mogą stać się obiektem bardziej wnikliwych badań. Jak widać przy takim podejściu porównanie parametrów EICP pomiędzy różnymi pierwiastkami niekoniecznie wymaga uzyskania wyników doświadczalnych dla dokładnie tych samych energii zderzenia.

Analizując dostępne dane doświadczalne dotyczące różnych atomów, będących obiektem badań tego typu, można zauważyć brak wyników dotyczących dużych kątów

rozpraszania. Z drugiej strony dane przedstawiane w pracach teoretycznych zawierają wykresy dla pełnego zakresu kątów rozpraszania, wykazując jednocześnie bogatą strukturę dla ich większych wartości. W związku z powyższym rejon ten jest bardzo ciekawym obszarem badań doświadczalnych. Problem ich realizacji wynika z faktu, iż wraz ze wzrostem kąta rozpraszania w drastyczny sposób maleje różniczkowy przekrój czynny dla badanego procesu, co prowadzi do nieakceptowalnego wydłużenia czasu trwania pomiarów. W związku z powyższym, interesujący zakres wydaje się być poza możliwościami badań doświadczalnych.

Jednakże analizując dane dotyczące różniczkowych przekrojów czynnych dla wzbudzenia atomów do ściśle określonego stanu w wyniku nieelastycznego zderzenia z elektronem, można zauważyć, iż najczęściej dla dużych kątów rozpraszania prawdopodobieństwo wzbudzenia ponownie wzrasta. Zatem istnieje szansa wykonania tego typu eksperymentów w zakresie bardzo dużych kątów rozpraszania. Niestety geometria stosowanych typowych układów doświadczalnych, ze względu na skończone wymiary zarówno działa elektronowego jak i analizatora energii elektronów, uniemożliwia przeprowadzenie pomiarów dla tak dużych kątów rozpraszania. Należy przy tym zwrócić uwagę, iż powyższy problem nie dotyczy tylko metody koincydencyjnej, ale występuje również w badaniach związanych z wyznaczaniem różniczkowych przekrojów czynnych. Rozwiązaniem tego problemu może być zastosowanie metody lokalnego pola magnetycznego, umożliwiającej badania w pełnym zakresie kątów rozpraszania. Polega ona na zastosowaniu magnetycznego zmieniacza kątów (*ang. Magnetic Angle Changer,* MAC) będącego specjalnym układem solenoidów, wytwarzających zlokalizowane statyczne pole magnetyczne o cylindrycznej symetrii określonej względem kierunku propagacji wiązki atomowej [38,39]. Technika ta jest coraz mocniej rozwijana, co umożliwiło zastosowanie jej na przykład w badaniach różniczkowych przekrojów czynnych [40,41,42]. Stosowane do tej pory źródła statycznego pola magnetycznego projektowane były dla elektronów o energiach nie przekraczających 75 eV. Zastosowanie ich do badań z elektronami o energii osiągającej wartość 100 eV było zupełnie niemożliwe ze względu na potrzebę stosowania zbyt dużych wartości prądów w celu uzyskania wystarczająco silnych pól. Ponadto ze względu na charakter realizowanych doświadczeń bardzo często w obszarze zderzeń elektron-atom nie zapewniano zerowego pola magnetycznego, a co najwyżej dbano, aby jego wartość była stała w jak największym obszarze. W praktyce oznacza to, iż pole wpływa na obserwowany proces, co trzeba uwzględnić podczas analizy uzyskiwanych danych. Zatem opracowanie źródła lokalnego pola magnetycznego dostosowanego do pomiarów parametrów wzbudzenia EICP (zerowa wartość pola w obszarze zderzenia) rozwinęłoby zupełnie nowe możliwości

eksperymentalne nie tylko dla metody koincydencyjnej, ale również dla metody zderzeń superelastycznych.

Osiągnieciem naukowym stanowiącym podstawę habilitacji jest przeprowadzenie długoczasowych koincydencyjnych pomiarów EICP (dających kompletny opis procesu) dla atomów kadmu oraz cynku stanowiących pierwszą (najbardziej żmudną) część opisywanego szerokiego programu badawczego. W przypadku atomów kadmu i cynku była to pierwsza systematyczna analiza uzyskanych danych dotyczących parametrów EICP dla różnych energii zderzenia. Ponadto ze względu na zupełny brak danych dotyczących parametrów EICP dla cynku stanowił on zupełnie nową tematykę badawczą. Uzyskane wyniki pozwoliły grupom teoretycznym rozwinąć stosowane modele weryfikując otrzymywane przewidywania teoretyczne. Zwłaszcza dotyczy to przybliżenia CCC (Convergent Close Coupling), gdzie weryfikowane były zarówno bazy używanych funkcji opisujących stany jak i stosowane poprawki relatywistyczne.

W szczególności w przypadku atomów kadmu stosowano modele: RDWA (Relativistic Distorted Wave Approximation)[33(A3)] **[H1]** oraz RCCC(200) (Relativistic Convergent Close Coupling), CCC(183) (Convergent Close Coupling) i RDW (Relativistic Distorted Wave) [43]. Wyniki dotyczące atomów cynku były wykorzystane przy tworzeniu i weryfikowaniu modeli CCC(206) oraz RDWA dla 100 eV **[H3]**, CCC(206), SC RDWA (Single Configuration Dirac-Fock Wave Function Fully Relativistic Distorted Wave Approximation) i MC RDWA (Multi Configuration Dirac-Fock Wave Function Fully Relativistic Distorted Wave Approximation)[44], **[H4]** dla 80 eV oraz CCC(206) i RDWA dla 60 eV i 40 eV **[H5]**. Dzięki porównaniu ze sobą uzyskanych danych doświadczalnych i krzywych teoretycznych po raz pierwszy wyciągnięto ogólne wnioski dotyczące zależności zmienności parametrów EICP w funkcji energii zderzenia. Ponadto porównując ze sobą wyniki dostarczone przez różne modele (głównie RDWA i CCC(206)) udało się zaobserwować charakterystyczne różnice w przewidywaniach dostarczanych przez oba przybliżenia.

Uzyskanie dużej ilości danych eksperymentalnych oraz ich dogłębna analiza pozwoliły na zaobserwowanie charakterystycznych 2-wymiarowych struktur w powierzchni opisującej parametr uporządkowania chmury elektronowej $\gamma$ przedstawiony w funkcji kąta rozpraszania i energii zderzenia. Zgodnie z teorią w centrum takiej struktury parametr $\gamma$ jest nieokreślony, ze względu na zerowanie się parametru kształtu $P_L$. (przypadek symetrii obrotowej).

Ze względu na bardzo szybkozmienny, lokalny charakter, struktury te mogą stanowić bardzo czułe narzędzie do porównywania ze sobą różnych wyników, w tym również dostarczanych przez różne modele teoretyczne. Badając dostępne dane z zakresu EICP dla innych pierwiastków udało się wskazać takie struktury również dla atomów: magnezu, wapnia, strontu oraz baru **[H6]**. W związku z powyższym niniejsza praca dostarcza bardzo precyzyjnego narzędzia do porównywania ze sobą parametrów EICP przewidywanych przez różne modele, które można testować w pobliżu takich struktur. Ponadto tak określone warunki zderzenia (kąty rozpraszania i energie zderzenia) ze względu na definicje parametru orientacji $\gamma$ oraz kształtu $P_L$. (równania (3) i (4)) stanowią ciekawe miejsce do prowadzenia badań doświadczalnych w celu lepszego poznania wzajemnych relacji pomiędzy amplitudami rozpraszania.

W celu przeprowadzenia pomiarów parametrów EICP w pełnym zakresie kątów rozpraszania opracowano nową technikę eksperymentalną wykorzystującą lokalne pole magnetyczne wraz z techniką koincydencji elektron-foton. Zaprojektowano oraz wykonano źródło lokalnego pola magnetycznego charakteryzujące się zerowym polem w obszarze oddziaływania elektronu z atomem. Taka geometria zapewnia brak wpływu wytwarzanego pola na ewolucję obserwowanego stanu, jednocześnie efektywnie zmieniając kierunek padających i rozproszonych elektronów [45(A6),46(A7)]. W efekcie po raz pierwszy na świecie technikę lokalnego pola magnetycznego zastosowano w połączeniu z metodą koincydencji elektron-foton do przeprowadzenia pomiarów EICP. Pomiary przeprowadzono dla stanu $2^1P_1$ atomu helu przy energii wzbudzenia 100 eV, dla którego jak do tej pory nie wykonano pomiarów dla dużych kątów rozpraszania. W szczególności udało się również przeprowadzić pomiar dla kątów rozpraszania 0° i 180° **[H2]**. Wykonane urządzenie może być użyte we wszystkich metodach pomiarów EICP oraz różniczkowych przekrojów czynnych, co znacząco zwiększa potencjał innych eksperymentów w zakresie zderzeń elektron-atom.

Istotnym usprawnieniem aparatury badawczej było zaprojektowanie oraz wykonanie nowej zimnej pułapki atomowej służącej do wyłapywania badanych par metali (ze względu na podobieństwo nazw, nie należy jej mylić z optyczną pułapką dipolową lub pułapką MOT). Pułapka ta wykorzystuje moduły termoelektryczne umieszczone w warunkach wysokiej próżni. Dzięki specjalnemu projektowi pozwalającemu na znaczne ograniczenie chłodzonej objętości moduły te utrzymują pułapkę atomową w temperaturze -20°C przy pobieranej mocy wynoszącej 3 W. Takie rozwiązanie zapewnia, iż pole magnetyczne pochodzące od modułów oraz przewodów zasilających w obszarze oddziaływania nie przekracza wartości 1 mGs, co nie wpływa praktycznie na proces zderzenia **[H7]**. Zaprezentowane rozwiązanie jest bardzo

uniwersalne i może być zastosowane dla dowolnych wiązek metali np. wapnia, cynku, kadmu, magnezu, strontu czy baru.

Prowadzenie długoczasowych badań koincydencyjnych pociąga za sobą również znaczące koszty wynikające z eksploatacji aparatury badawczej. Jak się okazuje znaczącym kosztem jest utrzymanie działającej zimnej pułapki atomowej wykorzystującej najczęściej ciekły azot jako rezerwuar stabilizujący jej temperaturę. W przypadku pomiarów trwających wiele miesięcy cena zużywanego ciekłego azotu (około 30 litrów na dobę) stanowi istotny koszt przeprowadzenia całego eksperymentu. W związku z powyższym zastosowana nowa termoelektryczna zimna pułapka atomowa w skuteczny sposób rozwiąże ten problem. Jednocześnie uniwersalność zaproponowanego rozwiązania sprawia, iż opisywana pułapka atomowa może być zastosowana w dowolnych eksperymentach wiązkowych, wpływając tym samym na rozwój tej dziedziny badawczej.

## VI. Szczegółowy opis uzyskanych wyników stanowiących osiągnięcie habilitacyjne

### A. Badania stanu 5 $^1P_1$ atomów kadmu

Realizując zaplanowany cel badań przygotowano układ eksperymentalny do pomiarów dla niższych energii zderzenia (60 eV), co wiązało się ze znacznym zwiększeniem stopnia trudności prowadzonych prac eksperymentalnych. W tym celu zwiększono stabilność układu zasilania działa elektronowego oraz układ zasilania analizatora energii elektronów. Ponadto ze względu na planowane kolejne długoczasowe pomiary, zaprojektowano i wykonano nową pułapkę atomową wykorzystującą powiększony rezerwuar ciekłego azotu (30 litrów) z zewnętrznym miedziany rdzeniem połączonym z przepustem próżniowym (przedstawiony w pracy **[H7]** jako pułapka z ciekłym azotem). Po modyfikacjach aparatury przeprowadzono krótką serię pomiarów testowych dla zbadanych wcześniej wartości EICP dla 100 eV i 80 eV. Otrzymane wyniki potwierdziły wcześniej uzyskane wartości z dokładnością do niepewności pomiarowych. W toku prowadzonych badań uzyskano wartości parametrów Stokes'a dla energii zderzenia 60 eV, z których wyznaczono parametry EICP. Zestawienie otrzymanych danych z przygotowanymi przewidywaniami teoretycznymi RDWA ujawniło rozbieżności, które widoczne były zwłaszcza dla kąta rozpraszania 5° i 10° dla parametru $P_2$ oraz $P_3$. W związku z powyższym chcąc zweryfikować otrzymane dane zdecydowano się na powtórzenie pomiaru dla kąta rozpraszania 10°. Otrzymane w niezależnym pomiarze wyniki

w pełni potwierdziły wcześniejsze dane. Uzyskiwany doświadczalnie parametr $P^+$ pozwala na sprawdzenie spójności badanego procesu, ale jednocześnie w przypadku odstępstwa od jedności może wskazywać na błędy aparaturowe (na przykład związane z pułapkowaniem promieniowania) prowadzące w efekcie do obniżenia wartości obserwowanej polaryzacji. W tym przypadku parametr $P^+$ dla pełnego zakresu kątów zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi wynosi 1, a zatem źródło rozbieżności pozostaje niewyjaśnione. Wstępne wyniki uzyskane dla energii zderzenia 60 eV zostały zaprezentowane w pracy pokonferencyjnej [47(C7)]. Kompletne zestawy danych (eksperymentalnych wraz z pierwszym przybliżeniem Borna (FBA)) zostały opublikowane we wspólnej pracy z prof. Srivastava (Indian Institute of Technology, Uttranchal) odpowiedzialnym za model teoretyczny RDWA **[H1]**.

Uzyskane dane przyczyniły się do nawiązania współpracy z grupą teoretyczną (prof. Fursa oraz prof. Bray, Curtin University, Perth) oraz zachęcenia do zaproponowania swojego opisu teoretycznego w przybliżeniu CCC (Convergent Close Coupling). Ostatecznie doświadczalnie uzyskany zestaw parametrów EICP dla trzech energii wzbudzenia (100 eV, 80 eV oraz 60 eV), razem z opublikowanymi wcześniej danymi o różniczkowych przekrojach czynnych [48] stał się motywacją dla zainicjowania kolejnych prac grup teoretycznych. We wspólnej publikacji dwóch grup teoretycznych [43] przedstawiono nie tylko przewidywania w przybliżeniu CCC, ale również w przybliżeniu RDW (Relativistic Distorted Wave), rozwijanym przez prof. Stauffer'a (York University, Toronto) oraz prof. McEachran'a (Australian National University, Canbera). W szczególności porównywane były wyniki uzyskane w podejściach RCCC(200) (Relativistic Convergent Close Coupling), CCC(183) (Convergent Close Coupling) i RDW (Relativistic Distorted Wave). Pozwoliło to na badanie wpływu na wyniki ilości uwzględnianych stanów (podawane w nawiasie) oraz uwzględniania poprawek relatywistycznych. W swojej pracy autorzy wykorzystali dane doświadczalne do zweryfikowania proponowanych modeli, nie odnosząc się do danych teoretycznych RDWA prof. Srivastava, które dawały nieco odmienne wyniki niż uzyskane przez nich wyniki w przybliżeniu RDW. W konkluzji pracy napisano, iż poprawki relatywistyczne uwzględnione w metodzie RCCC nieznacznie tylko poprawiają wyniki w stosunku do przewidywań CCC. Ponadto stwierdzono, iż metoda RDW daje lepsze wyniki dla niższych energii, co w pewnym sensie jest niezgodne z ogólną intuicją, iż powinna ona dobrze opisywać proces zderzenia dla wyższych energii. Problemem nierozwiązanym pozostaje jednakże sprawa rozbieżności wyników doświadczalnych i teoretycznych dla małych kątów rozpraszania dla energii zderzenia 60 eV.

Przedstawione wyniki doświadczalne parametrów EICP dla atomów kadmu są jedynymi takimi wynikami na świecie.

## B. Badania stanu $4^1P_1$ atomów cynku

Po zakończeniu serii badań związanych z atomami kadmu, rozpoczęto przygotowania do badań zderzeń elektron-atom cynku z wykorzystaniem metody koincydencji elektron-foton w wersji analizy spójności. Ze względu na nowy obiekt badań i znacznie wyższe temperatury topnienia cynku (419,5°C) w stosunku do kadmu (321°C) przebudowane zostało źródło wiązki atomowej wraz z systemem zimnych kolimatorów formujących wiązkę o rozbieżności nie przekraczającej 4°. Wykonanie serii testów pomiarowych pozwoliło dobrać odpowiednie warunki pracy pieca zapewniając gęstość wiązki atomowej w rejonie oddziaływania na poziomie $10^{10}$ atomów/cm$^3$. Taki poziom gęstości zapewnia brak występowania efektu uwięzienia promieniowania, co zostało potwierdzone doświadczalnie podczas niekoincydencyjnych pomiarów polaryzacji fluorescencji dla różnych energii zderzenia. Ponadto zmiana analizowanej długości fali wymusiła potrzebę modyfikacji całego kanału fotonowego łącznie ze zmianą szerokopasmowego filtra o dużej transmisji oraz optymalizacji analizatora polaryzacji (płytka ćwierćfalowa). Pierwsze wstępne wyniki dotyczące parametrów EICP atomu cynku zostały przedstawione na konferencji 63rd Annual Gaseous Electronics Conference and 7th International Conference on Reactive Plasmas w Paryżu (Francja) w 2010 roku i opublikowane w publikacji pokonferencyjnej [49(C10)]. Po publikacjach dotyczących kadmu oraz konferencji GEC nawiązano bliższą współpracę z grupami teoretycznymi, które czekały na zakończenie długotrwałego cyklu pomiarów. Ostatecznie pełen zestaw danych doświadczalnych został opublikowany wraz z przewidywaniami trzech grup teoretycznych: prof. Srivastava wraz z prof. Stauffer'em przygotowującymi opis w przybliżeniu RDWA oraz prof. Fursą i prof. Bray'em odpowiedzialnymi za opis w przybliżeniu CCC **[H3]**. Ze względu na fakt, iż wyniki dla parametru $P_2$ (uzyskane dla kąta rozpraszania 15°) oraz $P_1$ (uzyskane dla kąta rozpraszania 25°) odbiegały od przewidywań teoretycznych zdecydowano się powtórzyć te pomiary. Ich wyniki w pełni potwierdziły wcześniejsze wartości.

W przypadku obliczeń CCC zdecydowano się wykorzystać wyniki doświadczalne do przetestowania efektów relatywistycznych uwzględnianych w modelu RCCC. W związku z powyższym wykonano dwie wersje obliczeń: dla podejścia nierelatywistycznego (CCC(206))

oraz relatywistycznego (RCCC). Pomimo, iż cynk jest stosunkowo ciężkim atomem, stwierdzono, iż uzyskane wyniki nie różnią się od siebie w znaczący sposób, a zatem w pracy przedstawiono wyniki uzyskane w przybliżeniu CCC(206). Sytuacja ta jest o tyle ciekawa, iż w innych pracach dotyczących zderzeń elektronów z atomami cynku autorzy wskazywali na istnienie efektów relatywistycznych widocznych w pomiarze funkcji Sherman'a [50,51]. Najlepszym sposobem na rozstrzygnięcie tych wątpliwości byłoby zweryfikowanie nowych obliczeń w oparciu o dane eksperymentalne dla innych energii wzbudzenia. Ponadto krzywe teoretyczne uzyskane w przybliżeniu CCC wydawały się nieco lepiej odzwierciedlać wyniki doświadczalne niż przybliżenie RDWA. W związku z powyższym niniejsza praca w sposób naturalny wywołała potrzebę przeprowadzenia kolejnych doświadczeń dla niższych energii zderzenia.

W toku dalszych prac przystąpiono do badań z elektronami o energii 80 eV. Pierwsze wyniki pomiarów przedstawiono na konferencji VIIth Workshop on Atomic and Molecular Physics, w Juracie (Polska) w 2012 roku, po której ukazała się praca pokonferencyjna [52(A13)]. Ze względu problemy techniczne z aparaturą badawczą i przedłużające się pomiary grupa prof. Srivastava zdecydowała się na opublikowanie nowych wyników teoretycznych porównując je do opublikowanych wstępnych wyników doświadczalnych [53]. W niniejszej pracy przedstawiono dwa podejścia teoretyczne RDWA w wersji SC (Single Configuration) i MC (Multi Configuration Wave Functions). Ze względu na znikomą ilość danych doświadczalnych ciężko odnieść się do poprawności przedstawionych przewidywań. Ostatecznie komplet pomiarów dla 80 eV został przedstawiony razem z wynikami modelowania w przybliżeniu CCC(206) oraz wcześniejszymi danymi SC RDWA i MC RDWA **[H4]**. Uzyskane wyniki teoretyczne w przybliżeniu CCC(206) odzwierciedlają główne trendy widoczne w danych doświadczalnych. Znacznie większe odstępstwa od wyników eksperymentalnych widoczne są dla przybliżeń RDWA, zwłaszcza w przypadku podejścia SC RDWA.

Ze względów interpretacyjnych podczas wzajemnego porównywania wyników należałoby analizować jednocześnie wszystkie wartości EICP uzyskane dla określonego kąta rozpraszania. Teoretycznie można to zrobić definiując wektor polaryzacji $\boldsymbol{P} = (P_1, P_2, P_3)$ i wykreślając go w 3-wymiarowym układzie współrzędnych. Oznacza to, iż w takim ujęciu w przypadku w pełni spójnego procesu wszystkie wektory będą leżały na sferze Poincare o promieniu równym 1. Brak spójności będzie widoczny w postaci wektorów leżących wewnątrz tej sfery. W praktyce, taki sposób przedstawiania danych jest niestety mało czytelny.

Dlatego też w sytuacji, gdy chce się obserwować ogólne trendy, dane reprezentuje się w postaci wykresu, na którym przedstawia się parametry $P_1$, $P_2$ w funkcji kąta rozpraszania, gdzie

$$P_1 + iP_2 = P_L \exp(2i\gamma)\ ^{21}. \quad (12)$$

W powyższym równaniu $P_L$ reprezentuje długość wektora polaryzacji zdefiniowanego przez $P_1$ i $P_2$, a $2\gamma$ jest kątem pomiędzy osią $P_1$ a jego kierunkiem. W efekcie wykres ten można traktować jako rzut wykresu 3-wymiarowego na płaszczyznę ($P_1$, $P_2$). W pracy **[H4]** ze względu na zachowanie przejrzystości wykresu wyniki przedstawione w tej postaci zostały ograniczone do kątów rozpraszania w zakresie od 0° do 45°. Wykres ten pozwala na zaobserwowanie różnic pomiędzy zestawami danych w trochę odmiennym ujęciu.

Porównując ze sobą przewidywania teoretyczne uzyskiwane przy zastosowaniu modeli RDWA oraz CCC(206) można było zauważyć różnice, które wydawały się być coraz bardziej istotne dla niższych energii zderzenia. W związku z powyższym, kontynuowano badania doświadczalne w zakresie niższych energii elektronów (60 eV). Ze względu na obserwowane coraz większe rozbieżności między uzyskanymi zestawami danych, zdecydowano się na przeprowadzenie nieplanowanej wcześniej serii pomiarów dla 40 eV. Wyniki doświadczalne oraz teoretyczne (CCC(206) i RDWA) przedstawiono w publikacji **[H5]**. W pracy tej oprócz przedstawienia zestawień nowych danych po raz pierwszy dokonano próby wyciągnięcia szerszych wniosków dotyczących ogólnych tendencji oraz różnic pomiędzy wynikami teoretycznymi i doświadczalnymi. W wyniku analizy danych wyciągnięto następujące wnioski:

- Rozbieżności pomiędzy danym teoretycznymi a doświadczalnymi stają się większe wraz ze zmniejszaniem energii zderzenia,
- Dla wszystkich energii charakterystyczne struktury parametrów $P_L$, $\gamma$ i $L_\perp$ przesuwają się w stronę wyższych kątów rozpraszania wraz z obniżaniem energii zderzenia. Zjawisko to może być intuicyjnie tłumaczone jako przejaw dłuższego czasu oddziaływania elektronu z atomem podczas zderzenia. Jak pokazano w pracy wniosek ten w pełni zgadza się z teorią FBA, dla której również przeprowadzono obliczenia. Jak wynika z zaprezentowanej analizy efekt ten powinien być widoczny również w przypadku innych pierwiastków.
- W przypadku modelu CCC charakterystyczne struktury parametru $\gamma$ widoczne są dla nieco większych wartości kąta rozpraszania niż dla modelu RDWA (około 5°).
- Dla wszystkich zbadanych energii zderzenia w zakresie kąta rozpraszania pomiędzy 15° a 40° dane doświadczalne dla parametru kształtu $P_L$ wykazują dwa minima odwzorowane przez model CCC(206). Model RDWA przewiduje tylko jedno minimum

w okolicach 35°. Analogiczne struktury (dwa maksima dla CCC(206) i jedno maksimum dla RDWA) widoczne są w przypadku parametru przekazu momentu pędu $L_{\perp}$.

- W przypadku wszystkich energii zderzenia nie stwierdzono znaczącego odstępstwa wartości parametru $P^{+}$od jedności, co świadczy, iż badany proces zderzenia jest spójny.
- Wydaje się, iż model CCC(206) w lepszy sposób odtwarza wyniki eksperymentalne niż model RDWA.

Uzyskane dane są jedynym na świecie zestawem parametrów EICP dla atomów cynku. Jednocześnie jest to pierwsza szersza analiza parametrów EICP. Praca ta kończy pierwszy (doświadczalny) etap długoczasowego projektu badawczego. Na przestrzeni lat modele teoretyczne ulegały ciągłym modyfikacjom i udoskonaleniom, zatem bezpośrednie porównanie dostępnych danych teoretycznych (starych i nowych) może prowadzić do fałszywych wniosków. W związku z powyższym na obecnym etapie prowadzone są rozmowy mające doprowadzić do wygenerowania nowych danych teoretycznych dla atomu wapnia oraz strontu, a także w przypadku RDWA zweryfikowania ich również dla kadmu.

Niezależnie dokonano również wstępnego zestawienia danych dla atomów kadmu (Rysunek 2-4). Ze względu na niewielkie różnice między wynikami uzyskanymi dla modelu RCCC(200) oraz CCC(183), dla uproszczenia do porównania zastosowano tylko dane w przybliżeniu CCC(183). Przedstawione wyniki modelu RDWA dotyczą obliczeń dla różnych energii, które były wykonywane w różnych latach. Oznacza to, iż stosowany model ulegał pewnym modyfikacjom oraz optymalizacjom. W przypadku parametru uporządkowania $\gamma$, dane CCC(183) znacząco odbiegają od danych RDWA, co może być zaskakujące w świetle dużej zgodności w przypadku atomów cynku. Przy bliższej analizie można zauważyć, iż dotyczy to energii 100 eV oraz 80 eV (starsze dane), zaś wyniki dla 60 eV (nowsze dane) wykazują znacznie większe podobieństwo do danych CCC(183). W związku z powyższym wydaje się być uzasadniona ponowna weryfikacja danych teoretycznych RDWA. Niezależnie czekając na nowe dane teoretyczne, już na tym etapie można wyciągnąć kilka ogólnych wniosków:

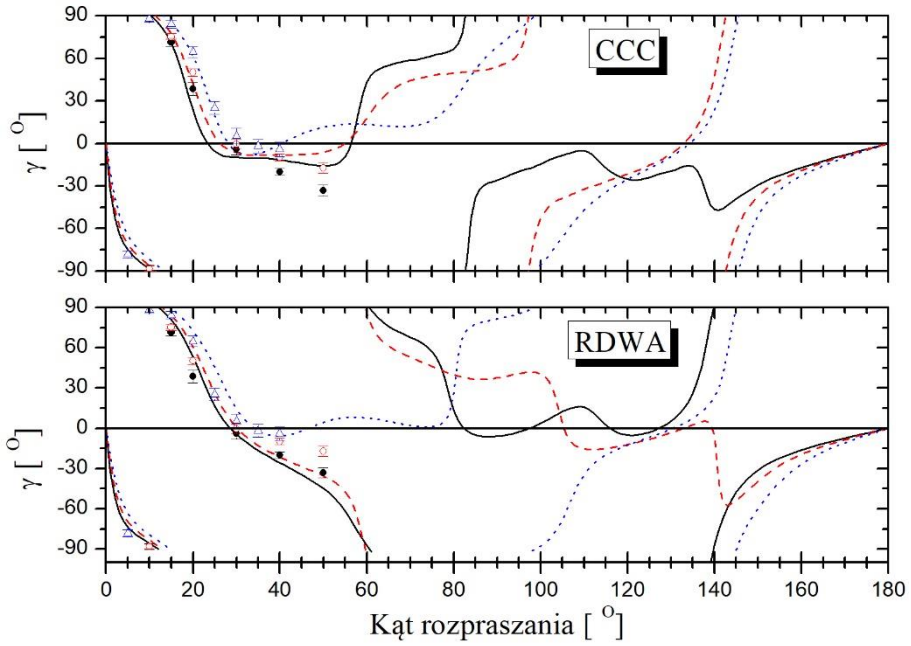
- W odróżnieniu od przypadku atomów cynku, zgodność danych teoretycznych i doświadczalnych pozostaje na podobnym poziomie dla różnych energii zderzenia.
- Zgodnie z wcześniejszymi wnioskami dla cynku, dla wszystkich energii charakterystyczne struktury parametrów $P_L$, $\gamma$ i $L_{\perp}$ przesuwają się w stronę wyższych

kątów rozpraszania wraz z obniżaniem energii zderzenia, co jest zgodne z przewidywaniami FBA.

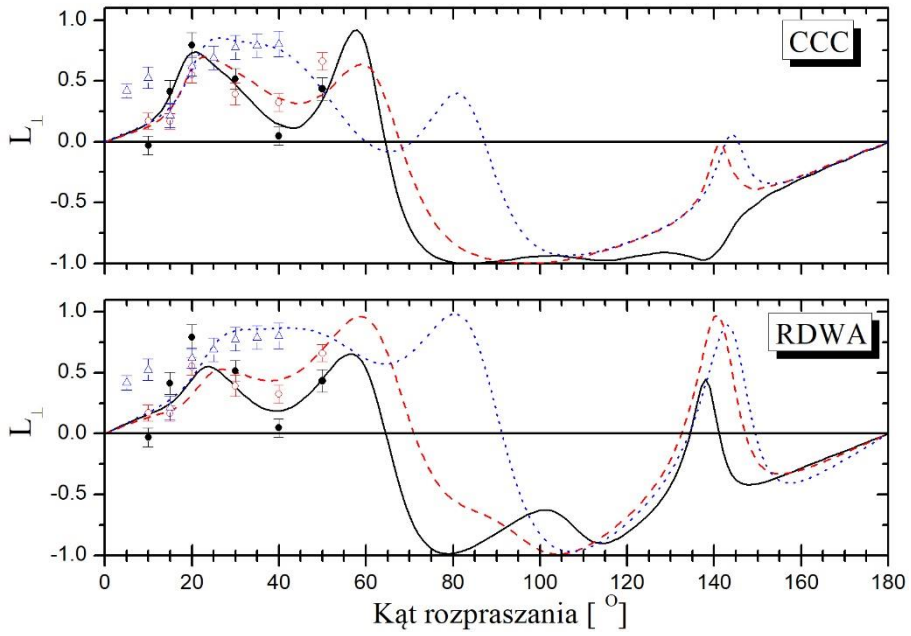
- W odróżnieniu od atomów cynku w przypadku modelu CCC(183) charakterystyczne struktury parametru $\gamma$ widoczne są dla nieco mniejszych wartości kąta rozpraszania niż dla modelu RDWA (około 1°).
- W strukturze parametru kształtu $P_L$ w zakresie kąta rozpraszania pomiędzy 15° a 40° wszystkie dane wykazują tylko jedno minimum. Analogicznie w przypadku parametru przekazu momentu pędu $L_\perp$ widoczne jest jedno maksimum.
- W przypadku wszystkich energii zderzenia nie stwierdzono znaczącego odstępstwa wartości parametru $P^+$od jedności, co świadczy, iż badany proces zderzenia jest spójny.
- Zarówno model CCC(183) jak i RDWA reprodukują wszystkie struktury widoczne w danych doświadczalnych, aczkolwiek w przypadku RDWA wykazują one znacznie mniejsze amplitudy.

Ostateczne potwierdzenie powyższych wniosków może zostać przeprowadzone po uzyskaniu zweryfikowanych danych przez grupę prof. Srivastavy.

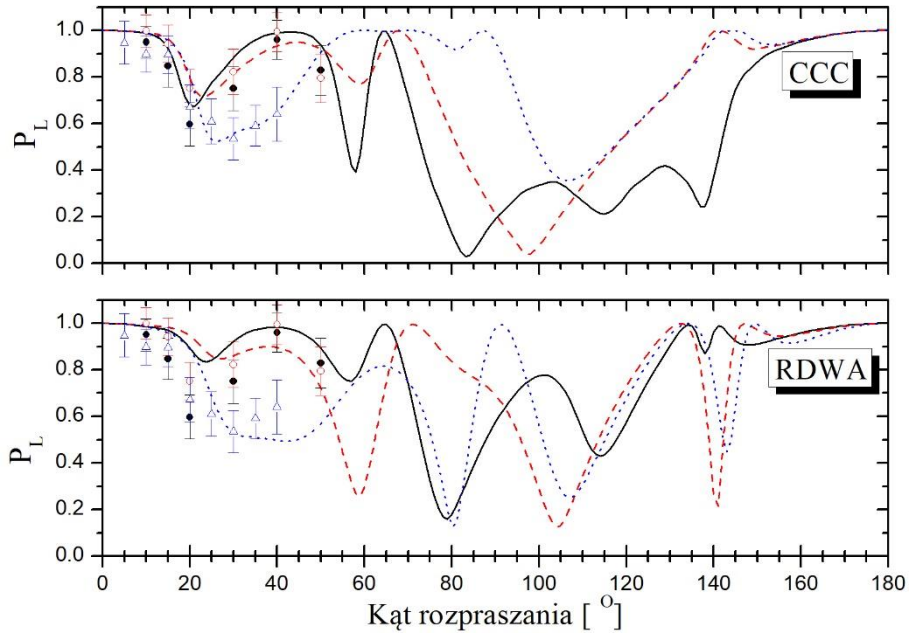
Niezależnie grupy teoretyczne mają dostarczyć danych teoretycznych dla szerokiego zakresu energii, które pozwolą na utworzenie map parametrów EICP. Dzięki temu możliwe będzie lepsze porównanie poszczególnych pierwiastków i wyciągnięcie bardziej ogólnych wniosków. Przykładowa mapa parametrów EICP dla atomów cynku, wygenerowana na podstawie istniejących danych CCC(206) została przedstawiona na Rysunku 5.



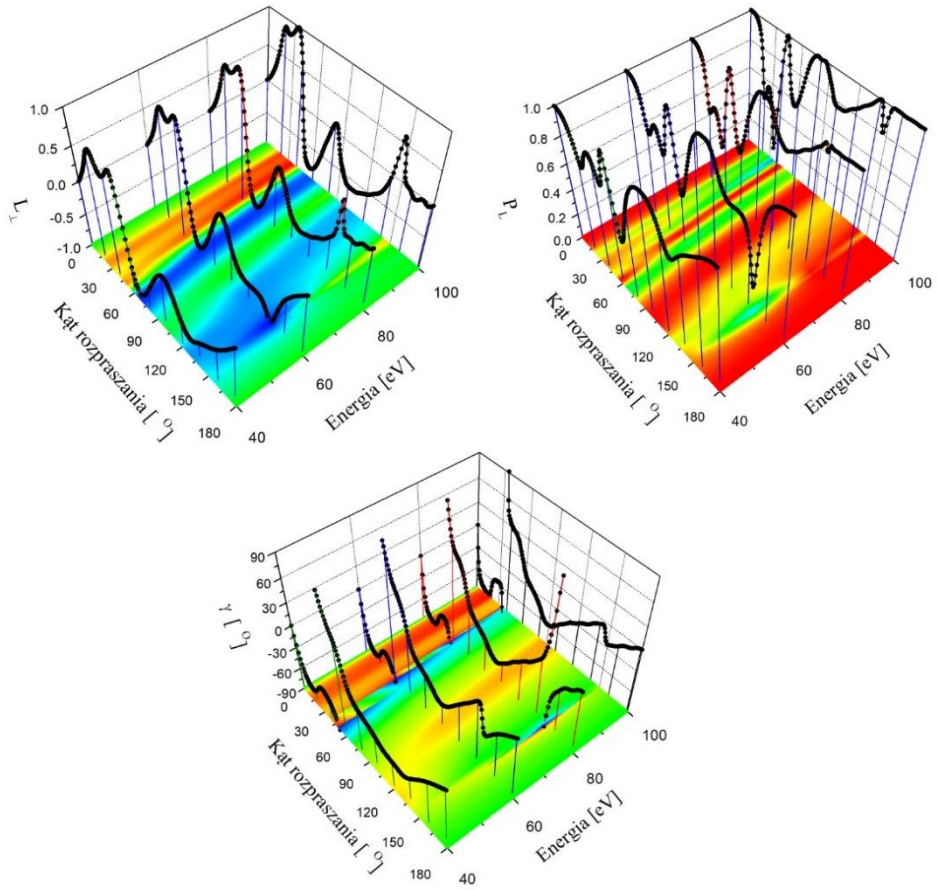

Rysunek 2 Parametr uporządkowania dla wzbudzenia stanu $5^1P_1$ atomów kadmu. Dane doświadczalne: (●) 100 eV, (○) 80 eV, (△) 60 eV. Dane teoretyczne: (CCC(183) i RDWA): (—)100 eV, (– –) 80 eV, (····) 60 eV **[H1]**.




Rysunek 3 Parametr przekazu momentu pędu dla wzbudzenia stanu $5^1P_1$ atomów kadmu. Dane doświadczalne: (●) 100 eV, (○) 80 eV, (△) 60 eV. Dane teoretyczne: (CCC(183) i RDWA): (—)100 eV, (– –) 80 eV, (····) 60 eV **[H1]**.




Rysunek 4 Parametr kształtu dla wzbudzenia stanu $5^1P_1$ atomów kadmu. Dane doświadczalne: (●) 100 eV, (○) 80 eV, (△) 60 eV. Dane teoretyczne: (CCC(183) i RDWA): (—)100 eV, (– –) 80 eV,(····) 60 eV **[H1]**.

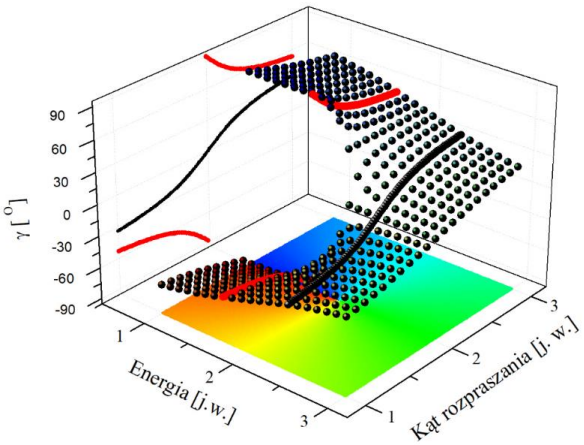



Rysunek 5 Przykładowe mapy parametrów EICP wygenerowane na podstawie istniejących danych CCC(206) dla stanu $4^1P_1$ atomów cynku. Czarne krzywe przedstawiają istniejące wyniki teoretyczne. Czerwono-niebieska paleta kolorów została użyta do mapowania wartości poszczególnych parametrów EICP w następujący sposób : $P_L$ (kolor niebieski oznacza wartość 0, a czerwony wartość 1), $\gamma$ (kolor niebieski oznacza wartość -90°, a czerwony wartość +90°), $L_\perp$(kolor niebieski oznacza wartość -1, a czerwony wartość +1) **[H5]**.

## C. Specyficzne struktury w kącie uporządkowania $\gamma$

Analiza uzyskanych danych w funkcji energii zderzenia i kąta rozpraszania pozwoliła na zaobserwowanie charakterystycznego wirowego zachowania funkcji kąta uporządkowania $\gamma$ (Rysunek 6). Struktura ta wynika wprost z definicji parametru $\gamma$ (równanie (3)), jednakże trudno jest (bez dodatkowych danych) przewidzieć warunki eksperymentalne, dla których można ją zaobserwować. Opisywana struktura ze względu na swój bardzo raptowny charakter może zostać wykorzystana do weryfikacji stosowanych modeli teoretycznych. Ponadto zagadnienie to stanowi bardzo interesującą sytuację fizyczną, gdyż dla takich warunków zderzenia obserwuje się całkowite zamknięcie jednego kanału rozpraszania. Manifestowane jest to poprzez osiągnięcie maksymalnej wartości parametru określającego całkowity przekaz momentu pędu $L_{\perp}$ podczas zderzenia oraz zerowanie parametru kształtu $P_L$. Ostatecznie dzięki uzyskanym systematycznym wynikom struktury te zaobserwowano dla atomów cynku oraz kadmu.

Przeprowadzona analiza wskazywała, iż struktury takie powinny pojawić się również w przypadku innych atomów. Niestety ze względu na ograniczone ilości systematycznych danych dotyczących parametrów EICP, szersze badania w tym zakresie były mocno utrudnione. Mimo to udało się wskazać dla kilku atomów zakresy energii zderzeń oraz kątów rozpraszania, dla których struktura ta powinna zostać zaobserwowana. Tym samym wyniki te mogą być stymulujące również dla innych grup badawczych. Opisywane wyniki zostały przedstawione w pracy **[H6]**.




Rysunek 6 Wizualizacja przewidywanej struktury kąta uporządkowania w funkcji energii zderzenia oraz kąta rozpraszania dla ich arbitralnych wartości. Mapa przedstawia tą samą funkcję (kolor czerwony koduje wartość -90°, a niebieski +90°). Ponadto przedstawiono rzut danych 3-d na płaszczyznę $(\gamma, \Theta)$ dla dwóch wybranych wartości energii, reprezentujących różny charakter funkcji kąta uporządkowania.

**D. Metoda lokalnego pola magnetycznego - badania stanu 2 $^1P_1$ atomów helu**

Doskonaląc technikę badawczą dla pełnego zakresu kątów rozpraszania wykorzystano metodę lokalnego pola magnetycznego. W tym celu zaprojektowano i zbudowano magnetyczny zmieniacz kąta, który stanowi układu solenoidów, wytwarzających zlokalizowane statyczne pole magnetyczne o cylindrycznej symetrii określonej względem kierunku propagacji wiązki atomowej. Jego bardzo specyficzna konfiguracja zapewnia brak wpływu na badany proces zderzeniowy, przy jednoczesnym zakrzywieniu torów poruszających się elektronów, co efektywnie zmienia kąt, pod którym są one rejestrowane. Oznacza, to iż wytwarzane pole magnetyczne powinno szybko zanikać poza obszarem cewki (warunek zerowania magnetycznego momentu dipolowego), a także przyjmować wartość zerową w obszarze zderzeń elektron–atom. Niezerowe pole w tym obszarze skutkowałoby ewolucją wzbudzonego stanu, co w efekcie modyfikowałoby obserwowane wartości EICP. Ponadto całe urządzenie musiało być dostosowane do warunków pomiarowych panujących przy typowych pomiarach koincydencyjnych elektron-foton, związanych zarówno z wykorzystywanymi urządzeniami do detekcji fotonów i elektronów, jak i charakterystycznym długim okresem prowadzenia samych badań. W związku z powyższym zadbano o wysoką stabilność układu zasilającego źródło stosowanego pola tak, aby zminimalizować możliwość zmian jego wartości podczas długotrwałego ciągłego cyklu pomiarowego. Zbudowane urządzenie umożliwia realizację badań zderzeń elektron–atom dla energii elektronów wynoszącej nawet 100 eV w zakresie pełnego kąta rozpraszania przy zastosowaniu stosunkowo niewielkich wartości natężenia płynącego prądu (3A). Właściwość ta jest bardzo istotna ze względu na fakt, iż opisywane urządzenie pracuje w warunkach wysokiej próżni. Pierwsze testowe wyniki urządzenia zostały zaprezentowane na konferencji VI Workshop on Atomic and Molecular Physics FAMO w Juracie (Polska) w 2006 roku i opublikowane w recenzowanej pracy pokonferencyjnej [54(A6)]. Ostateczne urządzenie zostało wykorzystane do testowego pomiaru parametrów EICP dla atomu helu dla energii zderzenia 100 eV i kątów rozpraszania 23° i 33°. Uzyskane wyniki (z włączonym i wyłączonym urządzeniem) pokazały pełną zgodność, a zatem potwierdziły jego skuteczność i brak występowania efektów aparaturowych [55(A7)]. W efekcie po raz pierwszy na świecie technikę lokalnego pola magnetycznego zastosowano w połączeniu z metodą koincydencji elektron–foton do przeprowadzenia pomiarów EICP.

Po fazie testów wykonano pomiary EICP metodą koincydencji elektron–foton w wersji korelacji kątowych dla stanu 2 $^1P_1$ atomu helu (58,4 nm) przy energii wzbudzenia 100 eV,

dla której nie istniały dane w zakresie dużych kątów rozpraszania. Pierwsze wyniki prac przedstawiono na konferencji 61st Annual Gaseous Electronics Conference w Dallas (Texas, USA) w 2008 roku i opublikowane w krótkiej pracy pokonferencyjnej [56(C8)]. Ostateczny zestaw danych wraz z wynikami dla kątów rozpraszania 0° i 180°został opublikowany w pracy **[H2]**. Uzyskane dane eksperymentalne dotyczące zderzeniowego wzbudzenia atomów helu do stanu $2^1P_1$ uzupełniły wyniki istniejących kompletnych kwantowo–mechanicznie pomiarów o wartości dla dużych kątów rozpraszania, które są szczególnie istotne dla modelowania potencjałów oddziaływań elektron–atom. Pozwoliły one na rzucenie nowego spojrzenia na dostępne dane teoretyczne, jednakże nie rozstrzygnęły, które z prezentowanych podejść jest właściwe. Najnowsze z prezentowanych wyników teoretycznych były publikowane w 1995 roku [57]. Ze względu na ciągłe rozwijanie modeli teoretycznych, nowe dane doświadczalne mogą być motywacją do przeprowadzenia ponownej teoretycznej analizy badanego procesu.

Równolegle do prowadzonych przez nas prac, eksperymenty z lokalnym polem magnetycznym prowadziła grupa zajmująca się zderzeniami drugiego rodzaju. Jednakże zaprojektowane przez nich urządzenie nie zapewnia zerowego pola magnetycznego w obszarze zderzenia. W efekcie prowadzi to do ewolucji wzbudzonego stanu zaburzając mierzone parametry $P_L$ oraz $\gamma$ [58]. Analiza tego efektu została szczegółowo przeprowadzona w naszej poprzedniej publikacji [56(C8)]. Dopiero uwzględnienie tego efektu podczas prowadzonych badań w polu magnetycznym pozwala na uzyskanie pełnej informacji o procesie zderzenia [59]. Zaprojektowane przez naszą grupę źródło lokalnego pola magnetycznego jest pozbawione tej wady i z powodzeniem mogłoby być stosowane podczas badań superelastycznych a także różniczkowych przekrojów czynnych.

## E. Pułapka atomowa wykorzystująca moduły termoelektryczne

Efektywne pułapki atomowe są kluczowym elementem aparatury w badaniach z wykorzystaniem wiązek atomowych [60,61]. W przypadku pracy z metalami brak wydajnego urządzenia może skutkować resublimacją par na różnych częściach aparatury, co przyczynia się do różnych problemów technicznych. Czasami może to prowadzić również do uszkodzenia czułych detektorów, jak na przykład kanałowego powielacza elektronów. W związku z powyższym w tego typu badaniach najczęściej wykorzystuje się zimne pułapki atomowe, w których powierzchnia wyłapująca ma znacząco niższą temperaturę od pozostałych części aparatury badawczej. Dzięki temu atomy pochodzące z wiązki resublimują na jej powierzchni,

a nie na innych elementach wewnątrz komory próżniowej. Typowe rozwiązania w tym zakresie polegają na wykorzystaniu ciekłego azotu lub też suchego lodu stosowanego w roli zimnego medium, które ma kontakt (pośredni lub bezpośredni) z powierzchnią wyłapującą atomy.

W przypadku badań koincydencyjnych, ich długoczasowy charakter pociąga za sobą również znaczące koszty związane z uzupełnianiem tego medium (np. 30 litrów ciekłego azotu na dzień). W celu rozwiązania tego problemu zaprojektowano i wykonano zimną pułapkę atomową wykorzystującą moduły termoelektryczne umieszczone wewnątrz komory próżniowej. Bezpośredni wpływ na wydajność takiego urządzenia ma moc zastosowanych modułów oraz objętość schładzanego elementu. Umieszczenie całej konstrukcji wewnątrz próżni spowodowało optymalizację całego systemu. Ostatecznie pozwala on na utrzymywanie powierzchni wyłapującej atomy w temperaturze -20°C przy pobieranej mocy wynoszącej zaledwie 3 W. Dzięki temu pole magnetyczne pochodzące od modułów oraz przewodów zasilających w obszarze oddziaływania nie przekracza wartości 1 mGs, co jest praktycznie pomijalne **[H7]**.

Wykonane urządzenie z powodzeniem może być stosowane w różnych eksperymentach wiązkowych wykorzystujących takie atomy jak wapń, cynk, kadm, magnez, stront czy bar. Jego prosta konstrukcja oraz niskie koszty eksploatacyjne powodują, iż na pewno tego typu rozwiązania znajdą szerokie zastosowanie w badaniach dotyczących nie tylko parametrów EICP, ale również różniczkowych przekrojów czynnych.

## VII. Podsumowanie osiągnięcia oraz jego znaczenia

W wyniku przeprowadzonych badań wskazanych w osiągnięciu naukowym:

**A.** Uzyskano kompletne w sensie kwantowo–mechanicznym dane dotyczące procesu nieelastycznego zderzenia elektron–atom. W szczególności dotyczyły one:

- poszerzenia zestawu uzyskanych wcześniej danych dotyczących parametrów EICP dla stanu $5^1P_1$ kadmu, (metoda koincydencji elektron–foton w wersji analizy spójności, energia zderzenia: 60 eV),**[H1]**
- uzyskania nowych danych dotyczących parametrów EICP dla stanu $4^1P_1$ cynku (metoda koincydencji elektron–foton w wersji analizy spójności, energia zderzenia: 100 eV, 80 eV, 60 eV, 40 eV). **[H3, H4, H5]**

**B.** Porównano ze sobą dane doświadczalne oraz teoretyczne (modele CCC(206), SC RDWA i MC RDWA, RDWA, FBA) dla atomów cynku oraz uzyskano następujące wnioski:

- rozbieżności pomiędzy przewidywaniami teoretycznymi a wynikami doświadczalnymi zwiększają się wraz z obniżeniem energii zderzenia,
- widoczne są różnice pomiędzy wynikami dostarczanymi przez model CCC(206) i RDWA (w przypadku parametru $P_L$ dwa minima dla CCC(206) i jedno dla RDWA, w przypadku parametru $\gamma$ struktury dla CCC(206) widoczne są dla nieco większych wartości kąta rozpraszania niż dla RDWA - różnica około 5°),
- charakterystyczne struktury w parametrach EICP przesuwają się w stronę wyższych kątów rozpraszania wraz z obniżaniem energii zderzenia - zgodność z teorią FBA,
- dla wszystkich energii zderzenia wartości parametru $P^+$ nie są mniejsze od jedności, zatem proces zderzenia jest spójny,
- wyniki eksperymentalne są lepiej odtwarzane przez model CCC(206) niż RDWA. **[H3, H4, H5]**

**C.** Porównano ze sobą dane doświadczalne oraz teoretyczne (modele RDWA, RDW, RCCC(200), CCC(183), FBA) dla atomów kadmu oraz uzyskano następujące wnioski:

- rozbieżności pomiędzy przewidywaniami teoretycznymi a wynikami doświadczalnymi nie zwiększają się wraz z obniżeniem energii zderzenia (brak zależności wielkości rozbieżności od energii zderzenia),
- widoczne są różnice pomiędzy wynikami dostarczanymi przez model CCC(183) i RDWA (w przypadku parametru $\gamma$ struktury dla CCC(183) widoczne są dla nieznacznie mniejszych wartości kąta rozpraszania niż dla RDWA - różnica około 1°),
- charakterystyczne struktury w parametrach EICP przesuwają się w stronę wyższych kątów rozpraszania wraz z obniżaniem energii zderzenia - zgodność z teorią FBA oraz wnioskami dla cynku,
- dla wszystkich energii zderzenia wartości parametru $P^+$ nie są mniejsze od jedności, zatem proces zderzenia jest spójny,
- zarówno model CCC(186) jaki i RDWA reprodukują wszystkie struktury widoczne w danych doświadczalnych, jednakże w przypadku RDWA wykazują one znacznie mniejsze amplitudy. **[H1]**

**D.** W uzyskanych danych dla atomu cynku oraz kadmu znaleziono specyficzne struktury pojawiające się w kącie uporządkowania $\gamma$, które są przewidywane przez teorię. Struktury te wskazano również w danych dotyczących atomów: magnezu, wapnia, strontu oraz baru. **[H6]**

***Znaczenie wyników wymienionych w punktach A, B, C i D***

Uzyskane wyniki są jedynymi na świecie zestawami parametrów EICP dla atomów kadmu oraz cynku opisującymi w sposób kompletny zderzeniowe wzbudzenie atomów do pierwszego stanu *P*. Przeprowadzone pomiary doprowadziły do rozwijania opisów teoretycznych modelujących badany proces zderzenia elektron–atom (RDWA, RCCC(200) CCC(183), RDW, CCC(206), SC RDWA, MC RDWA). Ponadto pozwoliły na weryfikowanie poszczególnych modeli oraz badanie wpływu uwzględnienia efektów relatywistycznych na jakość odwzorowania wyników doświadczalnych.

Przeprowadzone badania stanowią pierwszą (doświadczalną) część długoczasowego projektu mającego na celu znalezienie charakterystycznych cech parametrów EICP dla cynku i kadmu, a także cech wspólnych dla 12 grupy. Jednocześnie dzięki porównaniu z danymi dla wapnia i strontu będzie można przebadać wpływ zapełnionej podpowłoki $(n-1)d^{10}$ na badany proces zderzenia. Tym samym uzyskane wyniki stały się motywacją dla grup teoretycznych do przygotowania map parametrów EICP. Etap ten jest obecnie w trakcie realizacji. **[H1, H3, H4, H5]**

Znalezione struktury w parametrze uporządkowania mogą być używane jako bardzo czułe narzędzie do porównywania ze sobą różnych zestawów danych. Ponadto dokładniejsze badanie takich obszarów pozwoli na uzyskanie lepszej wiedzy na temat relacji fazowych między amplitudami rozpraszania. **[H6]**

**E.** Przeprowadzono pierwsze na świecie koincydencyjne pomiary elektron–foton z zastosowaniem źródła lokalnego pola magnetycznego. Zbudowane urządzenie charakteryzuje się zerowym polem w obszarze oddziaływania elektron–atom. Uzyskano wyniki dla helu dla energii zderzenia 100 eV w pełnym, zakresie kątów rozpraszania. W szczególności wykonano pomiary dla kąta rozpraszania 0° i 180°. **[H2]**

***Znaczenie wyników wymienionych w punkcie E***

Otrzymane wyniki uzupełniły brakujące dane dotyczące wzbudzenia atomów helu do stanu $2^1P_1$. Pozwoliły one na rzucenie nowego spojrzenia na dostępne dane teoretyczne, jednakże nie rozstrzygnęły, które z prezentowanych podejść jest właściwe. Nowe dane doświadczalne mogą być motywacją do przeprowadzenia ponownej teoretycznej analizy badanego procesu.

Zaprojektowane przez naszą grupę źródło lokalnego pola magnetycznego zapewnia zerowe natężenie pola magnetycznego w obszarze oddziaływania, przez co jego stosowanie nie

wpływa na badany proces zderzenia. Zatem może ono być z powodzeniem stosowane podczas badań koincydencyjnych elektron–foton, superelastycznych, a także różniczkowych przekrojów czynnych. **[H2]**

**F.** Zaprojektowano i wykonano zimną pułapkę atomową wykorzystującą moduły termoelektryczne umieszczone w komorze próżniowej. Zbudowane urządzenie pozwala na utrzymywanie powierzchni wyłapującej atomy w temperaturze -20°C przy bardzo małym poborze mocy (3 W), nie zaburzając obserwowanego procesu zderzeń elektronów z atomami. **[H7]**

***Znaczenie wyników wymienionych w punkcie F***

Zbudowana pułapka może być stosowana w wielu eksperymentach wiązkowych dotyczących badań takich metali jak: kadm, cynk, bar, wapń czy stront. Stanowi ona idealną alternatywę dla drogich w utrzymaniu pułapek wykorzystujących ciekły azot. W przypadku długotrwałych pomiarów (np. koincydencyjnych) jej zastosowanie znacząco wpłynie na obniżenie całkowitych kosztów badań.

## 5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

Moje pozostałe osiągnięcia naukowe można podzielić na trzy grupy:

- **A.** Prace dotyczące zderzeń atomów ze spolaryzowanymi elektronami,
- **B.** Prace prowadzone w ramach Krajowego Laboratorium Fizyki Atomowej Molekularnej i Optycznej
  - **B.1** Badania jonów w pułapkach,
  - **B.2** Budowa Polskiego Optycznego Zegara Atomowego,
  - **B.3** Badania kształtów linii widmowych pasma B tlenu,
  - **B.4** Budowa układu kriogenicznego do badań kształtów linii,
- **C.** Badania dotyczące wykrywania zmian nowotworowych w ramach Interdyscyplinarnego Zespołu Optycznych Metod Wczesnego Wykrywania Nowotworów (IZOMWN) UMK.

### A. Badanie zderzeń elektron-atom z wykorzystaniem spolaryzowanych elektronów

Podczas stażu podoktorskiego w ramach stypendium Endeavour Research Fellowship Rządu Australijskiego rozpocząłem pracę w grupie prof. Williams'a (Perth, Australia) zajmującego się zderzeniami elektron–atom z wykorzystaniem spolaryzowanych elektronów. Ich celem jest uzyskanie informacji o wpływie oddziaływań spin–orbita na proces zderzenia. Realizacja tych badań polega na wykorzystaniu spinowo–spolaryzowanych elektronów, co pozwala na kontrolę spinowego moment pędu w procesie zderzenia. Podczas badań analizowane są widma strat energii rozproszonych elektronów oraz rejestrowana fluorescencja, co pozwala na identyfikację wzbudzonych stanów. Dodatkowo pomiar jej polaryzacji umożliwia wyciąganie wniosków o przekazie momentu pędu w procesie rozproszeniowym oraz oddziaływaniu spin–orbita. Grupa ta zasłynęła również doświadczeniami zderzeniowymi wykorzystującymi technikę potrójnej koincydencji (elektron-foton-foton ) w badaniach zderzeniowych dotyczących stanu $3^1D$ atomu helu (667,8 nm $3^1D \rightarrow 2^1P$, 58,4 nm $2^1P \rightarrow 1^1S$)[62]. Jak do tej pory jest to jedyny przykład przeprowadzenia tego typu pomiarów.

Metody badawcze wykorzystujące źródła spolaryzowanych elektronów pociągają za sobą wiele trudności eksperymentalnych. Główny problem związany jest z wytwarzaniem spolaryzowanej wiązki elektronowej. Jej źródłem jest kryształ GaAs, który w warunkach ultrawysokiej próżni (rzędu $10^{-10}$ mbar) jest wygrzewany, a następnie poddawany

naprzemiennemu działaniu cezu oraz tlenu w celu wytworzenia powierzchni o ujemnym powinowactwie elektronowym NEA (*ang. Negative Electron Affinity*). Powierzchnia ta oświetlana jest wiązką laserową (830 nm) o zmiennej polaryzacji kołowej przez co następuje emisja elektronów o różnej orientacji spinu (w górę lub w dół). Emitowane elektrony są następnie kolimowane przez układ 23 elektrod tworząc wiązkę elektronową o żądanej geometrii oraz energii. Działo o długości ponad 1 metra połączone jest z eksperymentalną komorą zderzeniową. Układy tego typu (istnieje ich tylko kilka na świecie) stosowane są do badań atomów cynku (piec umieszczony wewnątrz komory zderzeniowej), gazów (dysza wraz układem precyzyjnego dozowania gazów), a także badania powierzchni [63(C12)].

Motywacją moich prac były nowe wyniki teoretyczne dostarczone przez prof. McEachran'a (Australian National University, Canbera) wskazujące na istnienie bardzo wąskich rezonansów (w funkcji energii zderzenia – około 10 eV, kąta rozpraszania – około 5°) dotyczących funkcji asymetrii opisujących elastyczne zderzenia elektron–atom ksenonu i kryptonu. Doświadczalne potwierdzenie tych danych stanowiłoby potwierdzenie poprawności proponowanego opisu teoretycznego. W wyniku prowadzonych przeze mnie prac uruchomiono i przetestowano nowe źródło spolaryzowanych elektronów. Następnie dostosowano układ eksperymentalny do badań dotyczących ksenonu. Ostatecznie po fazach testów przeprowadzono badania w zakresie funkcji asymetrii (funkcja Sherman'a) dla elastycznych zderzeń elektron–atom ksenonu. Uzyskane wyniki potwierdziły przewidywania teoretyczne, jednakże przy nieco innych wartościach kąta rozpraszania oraz energii zderzenia, co stanowi dalszą motywację do rozwijania opisu teoretycznego [64(A9)].

***Znaczenie wyników***

Uzyskane wyniki zostały użyte do bezpośredniego potwierdzenia rezonansów w funkcji asymetrii przewidywanych przez model teoretyczny. Jednocześnie pozwoliły one wykazać, iż używanie urojonego potencjału absorpcyjnego jako zaburzenia w opisie procesu może czasami prowadzić do znaczących zafałszowań uzyskiwanych wyników. Ponadto rozszerzenie badań doświadczalnych o kolejne zakresy energii oraz kątów rozpraszania umożliwi weryfikację innych efektów przewidywanych przez opis teoretyczny.

**B.1 Badania jonów w pułapkach**

**- prace prowadzone w ramach Krajowego Laboratorium FAMO**

Niniejsze prace są prowadzone w ramach projektu NCN z zakresu badań podstawowych OPUS kierowanego przez dr. inż. Łukasza Kłosowskiego. Celem projektu

było zrealizowanie nowej metody wytwarzania jonów na potrzeby eksperymentów z jonami molekularnymi w pułapkach. Dla wielu rodzajów jonów molekularnych, zastosowanie dotychczasowych metod ich produkcji takich jak fotojonizacja, fotoasocjacja czy fotoablacja może okazać się bardzo trudne lub wręcz niemożliwe. Przykładem może być wytwarzanie jonów $CO_2^+$ , które ze względu na dużą energię jonizacji (13,8 eV), przy zastosowaniu metod optycznych wymagałoby użycia promieniowania synchrotronowego lub (w przypadku procesów wielofotonowych) złożonych układów laserowych. Celem eksperymentu jest zastosowanie techniki zderzeń elektron–cząsteczka do jonizacji jako alternatywnego mechanizmu produkcji jonów molekularnych. Jako obiekt badań, użyte zostaną jony dwutlenku węgla. Doświadczenie będzie prowadzone w kwadrupolowej pułapce jonowej w konfiguracji liniowej pułapki segmentowej. Przygotowywany zostanie również zespół jonów atomowych $Ca^+$ chłodzony dopplerowsko oraz obserwowany za pomocą kamery CCD (fluorescencja 397 nm). Jego rolą będzie pośrednie chłodzenie oraz pośrednia detekcja badanych jonów molekularnych. W efekcie umożliwi to prowadzenie obserwacji dużych zespołów jonów molekularnych w kryształach kulombowskich, jak również prowadzenie doświadczeń z pojedynczym jonem molekularnym.

W wyniku realizacji projektu zaprojektowano, zbudowano i uruchomiono układ doświadczalny (pułapka jonowa, laserowy układ optyczny, układ detekcji z kamerą CCD), który umożliwił złapanie i optyczne schłodzenie zespołu jonów $Ca^+$ [65(A17)]. Ponadto po raz pierwszy przebadano doświadczalnie zjawisko rezonansów nieliniowych w pułapce liniowej o krótkich centralnych elektrodach [66(A18)]. Zmierzono przekroje czynne na jonizację atomów wapnia w zderzeniu z elektronami dla różnych energii zderzenia [67(A19)]. Badano również oddziaływanie elektronów ze spułapkowanymi jonami wapnia. Do jego opisu zaproponowano mechanizm przekazu energii w oparciu o model rozpraszania Rutherforda. Pozwolił on na przeprowadzenie szeregu symulacji, których wyniki w wierny sposób odtwarzają otrzymywane dane eksperymentalne [68(A20)]. Podczas prowadzonych prac zaobserwowano również zderzenia elektron–jon prowadzące do anihilacji jonu oraz zderzenia z przekazem ładunku (*ang. charge transfer*) między jonem molekularnym a atomem. Procesy te będą przedmiotem kolejnych badań.

Obecnie trwają prace mające na celu doprowadzić do lepszego schłodzenia chmury jonów w celu uzyskania kryształu kulombowskiego $Ca^+$, a następnie wieloskładnikowego kryształu złożonego z jonów $Ca^+$ oraz $CO_2^+$.

***Znaczenie wyników***

Przeprowadzone prace wykazały istnienie rezonansów nieliniowych, które mogą posłużyć do identyfikacji masy jonów złapanych w pułapce. Technika ta może zostać wykorzystana w badaniu produktów reakcji chemicznych. Ponadto zmierzono przekroje czynne na jonizację atomów wapnia, co uzupełniło istniejące wyniki w zakresie wyższych energii zderzenia. Opisano również proces oddziaływania jonów z wiązką elektronową. Nieliniowe rezonanse mogą posłużyć do badania specjalnych cech kryształów jonowych. Wstępna hipoteza głosi, że takie kryształy ze względu na ograniczenie ruchu względnego wynikające z oddziaływania kulombowskiego miałyby inny czas życia niż pojedynczy jon. Ponadto schłodzone do kryształu jony powinny inaczej zachowywać się w warunkach takiego rezonansu niż cieplejsza chmura jonów. W takim przypadku rezonanse nieliniowe mogłyby być wykorzystane jako pośrednia sonda do określania struktury (również temperatury) złapanych jonów. Technikę tę można również wykorzystać jako precyzyjne narzędzie w badaniach z zakresu fizyki zimnej plazmy. Cały czas podejmowane są również próby dotyczące skonstruowania bardzo precyzyjnego zegara atomowego (znacznie dokładniejszego niż zegar optyczny) wykorzystującego jony w pułapce. Ostanie doniesienia dotyczące jonów $^{40}Ca^{+}$ mówią już o stabilności na poziomie $2{,}2\times10^{-17}$ [69].

## B.2 Budowa Polskiego Optycznego Zegara Atomowego

### - prace prowadzone w ramach Krajowego Laboratorium FAMO

W ramach projektów realizowanych w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej zbudowano przestrajalny układ ultra wąskich laserów diodowych o szerokości spektralnej linii kilku herców. Układ składa się z lasera dowiązanego do ultra stabilnej wnęki optycznej metodą Pounda-Drevera-Halla oraz drugiego lasera dowiązanego do niego fazowo z użyciem szybkiej pętli sprzężenia zwrotnego o paśmie przenoszenia ok. 2 MHz. Stabilność względna częstotliwości dwóch laserów wynosi poniżej 150 mHz. Przestrajanie lasera i jego przydatność w spektroskopii bardzo wysokiej zdolności rozdzielczej zademonstrowano na przykładzie pomiaru 20-kilohercowego rezonansu ultra stabilnej wnęki optycznej. W celu zapewnienia stabilności warunków pracy wnęki umieszczono ją w specjalnie przygotowanym układzie stabilizowanej temperaturowo komory próżniowej (próżnia lepsza niż $1\times10^{-7}$ mbar) umieszczonej na izolatorach drgań mechanicznych (platforma Minus K Technology, izolatory Sorbothane), które odseparowują

ją od warunków zewnętrznych [70(A11), 71(A12), 72(A14)]. Bazując na zdobytych wcześniej doświadczeniach zbudowano drugi układ ultra stabilnej wnęki umieszczonej w warunkach ultra wysokiej próżni. Prowadzone prace miały na celu przygotowanie do budowy optycznego zegara atomowego. Ostatecznie w ramach realizacji Projektu MNISW dotyczącego Budowy Polskiego Optycznego Zegara Atomowego (POZA) zbudowany został system dwóch niezależnych optycznych zegarów atomowych wykorzystujących atomy strontu. System składa się z dwóch atomowych wzorców częstotliwości, ultrawąskiego spektralnie lasera (szerokość spektralna linii mniejsza niż 10 Hz), układu ultrastabilnej wnęki optycznej o bardzo wysokiej finezji oraz grzebienia częstości optycznych [73(A15)]. Względna stabilność zbudowanego zegara po 5 minutach wynosi $2\times10^{-15}$. Jednocześnie uruchomione łącze światłowodowe służące do przesyłania sygnałów na duże odległości umożliwia odniesienie uzyskiwanych wyników do skal UTC(AOS) i UTC(PL). Wyniki prowadzonych prac zostały również przedstawione na konferencjach międzynarodowych i opublikowane w recenzowanych publikacjach pokonferencyjnych [74(C15), 75(C19)].

***Znaczenie wyników***

W 2015 roku nasze osiągnięcie zostało wyróżnione nagrodami:

- Nagroda zespołowa Marszałka Województwa Kujawsko – Pomorskiego w kategorii Nauka, Badania Naukowe i Postęp Techniczny za budowę Polskiego Optycznego Zegara Atomowego (2015)
- Certyfikat Innowacyjnej Marki Regionu Made in Kujawsko-Pomorskie InnoMaRe Science przyznany przez Marszałka Województwa Kujawsko – Pomorskiego za projekt Polskiego Optycznego Zegara Atomowego (2015)

Zbudowany system dwóch zegarów atomowych stosowany jest w prowadzonych pomiarach spektroskopowych dostarczając sygnału referencyjnego do różnych laboratoriów badawczych. Zegar optyczny wykorzystano między innymi do najdokładniejszych na świecie pomiarów częstotliwości przejść optycznych w cząsteczce tlenu [76]. Został on również zastosowany do opracowania nowej metody poszukiwania ciemnej materii [77], która jest obecnie stosowana przez międzynarodowe konsorcjum badawcze skupiające najdokładniejsze zegary optyczne na świecie [78].

**B.3 Badania kształtów linii widmowych pasma B tlenu**

Podczas swoich prac badawczych współpracuję również z grupą zajmującą się spektroskopią molekularną w fazie gazowej. Celem prowadzonych badań jest między innymi spektroskopia wysokiej zdolności rozdzielczej tlenu zaburzonego przez gazy obce, takie jak azot i argon. Prowadzone doświadczenia umożliwiają uzyskanie bardzo precyzyjnych danych na temat kształtów linii widmowych pasma B tlenu położonego w okolicach 689 nm, które dostarczają informacji na temat oddziaływań molekularnych i dynamiki zderzeń. Parametry opisujące kształt linii widmowej mogą być wykorzystane w wielu zastosowaniach, takich jak wykrywanie śladowych ilości gazów, pomiary temperatury i ciśnienia, czy monitorowanie stanu ziemskiej atmosfery. Ponadto wyniki projektu mogą służyć uzupełnieniu obecnie istniejących spektroskopowych baz danych, takich jak HITRAN [79].

Prowadzone badania realizowane są przy użyciu spektrometru strat we wnęce ze stabilizacją częstości (FS-CRDS – frequency-stabilized cavity ring-down spectrometer). Wykorzystywana wnęka optyczna o wysokiej dobroci stabilizowana jest do referencyjnego lasera helowo-neonowego. Dodatkowo wykorzystanie techniki Pounda-Drevera-Halla (PDH) do dowiązywania częstości lasera próbkującego do modu wnęki optycznej o wysokiej dobroci sprawia, że stosowany układ spektrometru charakteryzuje się wysoką czułością. Sprzężenie spektrometru z optycznym grzebieniem częstości umożliwia pomiar bezwzględnej częstości lasera próbkującego w każdym punkcie pomiarowym, co pozwala na eliminację wpływu fluktuacji lasera helowo-neonowego (±1,5 MHz) na wyznaczenie osi częstości mierzonych widm. Dodatkowo w celu poprawienia dokładności uzyskiwanych wyników zbudowano system aktywnej stabilizacji termicznej wnęki optycznej spektrometru (na poziomie 30 mK). Zastosowanie optycznego grzebienia częstości pozwoliło na wyznaczenie położeń badanych linii widmowych z dokładnością lepszą niż 200 kHz. Ponadto wykorzystanie techniki PDH umożliwiło zarejestrowanie widm z wysokim stosunkiem sygnału do szumu (do 10000). Pozwoliło to na wyznaczenie wartości najważniejszych parametrów opisujących kształt linii widmowych (np. natężenia czy współczynnika rozszerzenia ciśnieniowego) ze względną niepewnością poniżej 0,3%. W trakcie realizacji badań zbadano kształty linii widmowych pasma B tlenu zaburzone przez azot. Pomiary te zostały wykonane dla przygotowywanej za pomocą specjalnego układu mieszaniny zawierającej 3% tlenu w zakresie ciśnień do 400 Torr. Analiza kształtu linii

widmowych wykazała, że zwężenie linii jest w przeważającej części wynikiem obecności efektów zależnych od prędkości absorbera. Ponadto zaobserwowano asymetrię związaną z zależnością przesunięcia ciśnieniowego od prędkości. W przypadku badanych linii widmowych z gałęzi P pasma B tlenu uzyskane przez nas dane doświadczalne (zwłaszcza dotyczące położenia linii) są obecnie najdokładniejszymi dostępnymi wynikami na świecie [80(A8), 81(A16)].

***Znaczenie wyników***

Parametry opisujące kształt linii widmowej mogą być wykorzystane w wielu zastosowaniach, takich jak wykrywanie śladowych ilości gazów, pomiary temperatury i ciśnienia, czy monitorowanie stanu ziemskiej atmosfery i zmian klimatu. Wyniki projektu zostały włączone między innymi do spektroskopowej bazy danych HITRAN. Badania położeń, natężeń i kształtów linii tlenu przyczyniły się później do opracowania nowego modelu widma pasma B, bazującego na tzw. zależnym od prędkości profilu Voigta [82]. Pozwala on na odtworzenie rzeczywistego widma w warunkach zbliżonych do atmosferycznych z subprocentową dokładnością, czego nie dało się wcześniej uzyskać za pomocą profilu Voigta stosowanego we wszystkich spektroskopowych bazach danych. Prace te otworzyły drogę do stosowania pasma B tlenu w precyzyjnych badaniach atmosfery.

Ponadto wyniki projektu mogą służyć uzupełnieniu obecnie istniejących spektroskopowych baz danych, takich jak HITRAN.

## B.4 Budowa układu kriogenicznego do badań kształtów linii

Obecnie uczestniczę w pracach w ramach projektu „System kriogeniczny do rozwijania nowych optycznych technologii kwantowych” (dotacja MNISW na dużą infrastrukturę badawczą 2018-2019), którego celem jest budowa systemu umożliwiającego realizację badań (w tym pomiarów kształtów linii) w zakresie temperatur kriogenicznych. System ten będzie unikalnym urządzeniem w skali światowej i pozwoli na uzyskanie bardzo interesujących danych w zakresie spektroskopii atomowej i molekularnej. Ponadto umożliwi on uruchomienie nowych badań z zakresu fizyki atomowej, molekularnej, kryptografii kwantowej, chemii prostych molekuł i kompleksów van der Waalsa oraz poszukiwania

nowej fizyki wychodzącej poza Model Standardowy, między innymi poprzez pomiary częstotliwości przejść optycznych w zimnych cząsteczkach wodoru i ich porównanie z obliczeniami ab initio Modelu Standardowego. W toku prac zbudowano układ próżniowy, w którym umieszczono dwustopniową głowicę kriogeniczną (CRYOMECH PT420 MR) podłączoną do kompresora helowego. Obecnie trwają prace testowe, optymalizacyjne systemu chłodzenia i projektowe dotyczące komory eksperymentalnej.

**C. Badania dotyczące wykrywania zmian nowotworowych (IZOMWN)**

W 1995 roku podczas studiów na Wydziale Fizyki i Astronomii UMK, rozpocząłem pracę w Interdyscyplinarnym Zespole Optycznych Metod Wczesnego Wykrywania Nowotworów UMK, kierowanym przez prof. Barbarę Chwirot. Głównym jego celem badawczym jest opracowanie nieinwazyjnej metody diagnozowania wczesnych stadiów zmian nowotworowych. Prowadzone badania dotyczą zarówno skóry jak i układu pokarmowego człowieka. Tak określona tematyka wymaga zarówno budowy specjalistycznych układów pomiarowych, jak i szerokiej wiedzy na temat procesów zachodzących w tkankach, pojedynczych komórkach oraz całym organizmie człowieka. W związku z powyższym w skład zespołu działającego w ramach Uniwersytetu Mikołaja Kopernika wchodzą zarówno lekarze, jak i biolodzy oraz fizycy. W 1997 w ramach tego zespołu pod opieką prof. Stanisława Chwirota zrealizowałem swoją pracę magisterską pt. „Budowa układu do rejestracji widm fluorescencji tkanek wzbudzanej wiązką laserową". Zbudowany układ pomiarowy umożliwił przeprowadzenie licznych badań in vitro jak i in vivo, które są niezbędne przy określaniu skutecznej metody diagnostycznej[, 83(C1), 84(C2), 85(C3), 86(C6)].

W 2000 roku nawiązana została współpraca z prof. Shen z Pekinu (Institute of Biophysics, Chinese Academy of Science) w wyniku, której podjęliśmy badania nad neutrofilami wyizolowanymi z krwi świni. Neutrofile są głównymi obrońcami organizmu przed zakażeniami bakteryjnymi. Są one odpowiedzialne za tzw. wybuch tlenowy, w wyniku którego powstają toksyczne silnie reaktywne formy tlenu, takie jak nadtlenek wodoru, czy jon podchlorawy. Elektronowo wzbudzone cząsteczki, przechodząc do stanu podstawowego emitują fotony (chemiluminescencja), których obserwacja pozwala na wyciąganie wniosków na temat stanu oksydoredukcyjnego komórek, co ostatecznie może być wskaźnikiem ich stanu fizjologicznego. W prowadzonych badaniach główny aspekt poznawczy stanowiła próba

weryfikacji tezy, iż pomiędzy dwoma populacjami neutrofil dochodzi do przekazywania informacji na drodze optycznej. Wyjaśnienie tego aspektu pozwoliłoby na znacznie pełniejszy opis sposobu działania systemu obronnego organizmu. W celu zwiększenia wiarygodności oraz sprawdzenia powtarzalności otrzymywanych rezultatów, niezależne badania przeprowadzono w Pekinie oraz Toruniu. Otrzymane wyniki nie dały jednoznacznego rozstrzygnięcia tego problemu, ale wskazały na ciekawe zależności, które zaprezentowano na konferencji międzynarodowej 9th International Symposium „Molecular and physiological aspects of regulatory processes of the organism" w Krakowie w 2000 roku.

Ponadto równolegle prowadzone były prace badawcze nad zawartością kolagenu w skórze człowieka, którego niedobór może świadczyć o pojawiających się w niej niekorzystnych zmianach. Włókna kolagenowe ze względu na swoją liniową strukturę, charakteryzują się dwójłomnością, co umożliwia ich stosunkowo łatwą obserwację, przy użyciu układu dwóch „skrzyżowanych polaryzatorów". W takim układzie pomiarowym widoczne jest jasne świecenie włókien kolagenowych, na tle pozostałej (ciemnej) części tkanki, która nie wykazuje dwójłomności. Ten naturalnie występujący efekt, można wzmocnić poprzez barwienie skrawków czerwienią pikrosyriuszową. Podczas procesu barwienia preparatów, molekuły kolagenu będące bogate w aminokwasy zasadowe, silnie reagują z kwaśnym barwnikiem. Wydłużone molekuły barwnika otaczają włókno w ten sposób, że ich długie osie są do siebie równoległe. Takie równoległe wzajemne ustawienie cząsteczek barwnika i kolagenu objawia się zwiększoną dwójłomnością, co pozwala na zaobserwowanie nawet niewielkich ilości kolagenu w badanych tkankach. W tak przygotowanych preparatach, można zaobserwować różne barwy kolagenu, wynikające zarówno z typu obserwowanego białka, jak i jego struktury, grubości oraz orientacji.

Określenie orientacji włókien kolagenowych w badanym preparacie wymaga zastosowania technik mikroskopii polaryzacyjnej. W związku z powyższym w toku prac zaprojektowałem i wykonałem uniwersalną przystawkę umożliwiającą rejestrację obrazów preparatów mikroskopowych w spolaryzowanym świetle. Główną zaletą wykonanego przeze mnie urządzenia jest jego uniwersalność (łatwy montaż na każdym z dostępnych mikroskopów optycznych firmy Olympus) oraz możliwość precyzyjnego ustawiania osi polaryzatorów. Zastosowanie opisanego urządzenia umożliwiło zaproponowanie wraz z prof. Stanisławem Chwirotem metodologii umożliwiającej ilościowe określanie zawartości włókien kolagenowych w badanych preparatach mikroskopowych. Uzyskane wyniki stanowiły podstawę pracy magisterskiej Idy Jurczyk (Zakład Biologii Medycznej, Wydział Biologii

i Ochrony Środowiska UMK), pt. „Ilościowa ocena zawartości włókien kolagenowych w łagodnych i złośliwych zmianach barwnikowych skóry człowieka" (2003 rok) .

W toku prac nad optymalizacją fluorescencyjnej metody wykrywania in situ czerniaka skóry człowieka zaprojektowałem oraz wdrożyłem do badań układy współpracujące z dowolnymi mikroskopami optycznymi firmy Olympus umożliwiające wzbudzanie standardowych preparatów mikroskopowych wiązką laserową oraz rejestrację widm fluorescencyjnych za pomocą spektrometru światłowodowego z wybranych, obserwowanych fragmentów preparatów mikroskopowych przy stosowaniu różnych powiększeń. Opisane urządzenia zostały wykorzystane podczas dalszych badań dotyczących ilościowej analizy mikroskopowych obrazów fluorescencji pod kątem wykrywania specyficznych antygenów nowotworowych w preparatach histopatologicznych oraz zastosowania ilościowych pomiarów natężenia indukowanej formaliną fluorescencji do wykrywania komórek czerniaka [87]. Zaletą zaproponowanej metody jest fakt, iż nie wymaga ona specjalnego przygotowania próbek i można ją wykorzystać dla parafinowych preparatów standardowo przygotowywanych do badań histopatologicznych.

W wyniku prowadzonych prac w Urzędzie Patentowym RP został złożony wniosek o przyznanie patentu na algorytm diagnostyczny dotyczący wykrywania komórek czerniaka na poziomie badań histopatologicznych.

***Znaczenie wyników***

Przedstawione prace pozwoliły na rozwijanie metod diagnostycznych dotyczących wczesnego wykrywania nowotworów. Ponadto w ich wyniku zbudowano klika układów badawczych oraz opracowano procedury pomiarowe wykorzystywane w pracach zespołu IZOMWN, które zakończyły się pracami dyplomowymi oraz publikacjami naukowymi. Zaproponowana metoda diagnostyczna dotycząca wykrywania komórek czerniaka na poziomie badań histopatologicznych może z łatwością wspomagać badania histopatologiczne, ze względu na wykorzystywanie standardowych preparatów parafinowych.

Mariusz Piwiński

Literatura

[1] Born M., J. Phys. D: Appl. Phys. **34,** 909 (2001)
[2] Sofia U. J. *et al.*, The Astrophysical Journal, **522**, L000 (1999)
[3] Bergeson S. D. and Lawler J. E., Astrophys. J. **408**, 382 (1993)
[4] Silveira C. R. *et al.*, Astronomy and Astrophysics, **614**, 27 (2018)
[5] Oklop A. and Hirata C. M., Astrophysical Journal Letters, **855**, L11 (2018)
[6] Spake J. J. *et al.*, Nature **557**, 68 (2018)
[7] Pravica L. *et al.*, Phys. Rev. A **83,** 040701 (2011)
[8] Williams J. F. *et al.*, Phys. Rev. A **85**, 022701 (2012)
[9] Bartschat K. and Zatsarinny O., Phys. Rev. A **87**, 016702 (2013)
[10] Bostock C. J. *et al.*, Phys. Rev. A **87**, 016701 (2013)
[11] Clayburn N. B. and Gay T., J. Phys. Rev. Lett. **119**, 093401 (2017)
[12] Marinkovic B. P. *et al.*, Rad. Phys. Chem. **76**, 455 (2007)
[13] Bederson B., Comments At. Mol. Phys. **1**, 41 (1969)
[14] Bederson B., Comments At. Mol. Phys. **1**, 65 (1969)
[15] Eminyan E. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **31**, 576 (1973)
[16] Eminyan E. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **7**, No. 12, 1519 (1974)
[17] Standage M. C., Kleinpoppen H., Phys. Rev. Lett. **36**, 577 (1976)
[18] Chwirot S. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **29**, 5919 (1996)
[19] Brunger M. J. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **22**, 1431 (1989)
[20] Beyer H. J. *et al.*, Z. Phys. D **30**, 91 (1994)
[21] Andersen N. *et al.*, Phys. Rep. **165**, No.1-2, 1 (1988)
[22] https://www.toptica.com/products/tunable-diode-lasers/frequency-converted-lasers/ta-fhg-pro/
[23] Knight-Percival A. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **44**, 105203 (2011)
[24] Johnson P. V. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **38**, 2793 (2005)
[25] Hein J. D. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **44**, 075201 (2011)
[26] Jhumka S. *et al.*, Phys. Rev. A **87**, 052714 (2013)
[27] Pursehouse J. *et al.*, Phys. Rev. A **98,** 022702 (2018)
[28] Hussey M. *et al.*, Phys. Rev. A **86**, 042705 (2012)
[29] Dyl D. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **32**, 837 (1999)
[30] Srivastava R. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25**, 3709 (1992)
[31] Zohny E. I. M. *et al.* Proc. 16th Int. Conf. on Physics of Electronic and Atomic Collisions (New York) ed A Dalgarno 173 (1989)
[32] Dziczek D. *et al.*, Acta Phys. Pol. A **93**, No. 5-6, 717 (1998)
[33] Piwiński M. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **35**, 3821 (2002)
[34] Dziczek D. *et al.*, Acta Phys. Pol. A **103**, No. 1 3 (2003)
[35] Napier S. A. *et al.*, Phys. Rev. A **79**, 042702 (2009)
[36] Knight-Percival A. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **44**, 105203 (2011)
[37] Hamdy H. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **26**, 4237 (1993)
[38] Zubek M. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **29**, L239 (1996)
[39] Read F. and Channing J., Rev. Sci. Instrum. **67**, 2372 (1996)
[40] Cubric D. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **32**, L45 (1999)
[41] Cho H. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **33**, 3531 (2000)
[42] Allan M., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **33**, L215 (2000)
[43] Berrington M. J. *et al.*, Phys. Rev. A **85**, 042708 (2012)
[44] Das T. *et al.*, Phys. Lett. A **378**, 641 (2014).
[45] Kłosowski Ł. *et al.*, Eur. Phys. J. Special Topics **144**, 173 (2007),
[46] Kłosowski Ł. *et al.*, Meas. Sci. Tech. **18**, 3801 (2007)
[47] Piwiński M. *et al.*, Proceedings SPIE **5849**, 206 (2005)
[48] Marinkovic B. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **24**, 1817 (1991)
[49] Piwiński M. *et al.*, Bull. Am. Phys. Soc. **55**, 7, SF2.5 (2010)
[50] Bartsch M. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25**, 1511 (1992)
[51] Bostock C. J. *et al.*, Phys. Rev. A **85**, 062707 (2012)
[52] Piwiński M. *et al.*, Eur. Phys. J. Special Topics **222**, 9, 2273 (2013)
[53] Das T. *et al.*, Phys. Lett. A **378**, 641 (2014)
[54] Kłosowski Ł. *et al.*, Eur. Phys. J. Special Topics **144**, 173 (2007)
[55] Kłosowski Ł. *et al.*, Meas. Sci. Tech. **18**, 3801 (2007)

[56] Kłosowski Ł. *et al.*, Bull. American Phys. Soc., **53**, 10, LW2.4 (2008)
[57] Fursa D. V. and Bray I., Phys. Rev. A **52**, 1279 (1995)
[58] Hussey M. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 133202 (2007)
[59] Hussey M. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **41**, 055202 (2008)
[60] Heddle D.W.O. *et al.*, Rev. Mod. Phys. **61**, 221 (1989)
[61] Napier A. *et al.*, Phys. Rev. A **79**, 042702 (2009)
[62] Mikosza A. G. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 18, 3375 (1997)
[63] Williams J. F. *et al.*, J. Phys.: Conference Series **235**, 012005, 1 (2010)
[64] McEachran R. P. *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **43**, 21, 215208 (2010)
[65] Kłosowski Ł. *et al.*, Phot. Lett. Pol. **9**, 4, 119 (2017)
[66] Kłosowski Ł. *et al.*, J. Mass Spec. **53**, 7, 541 (2018)
[67] Kłosowski Ł. *et al.*, J. Elect. Spec. Rel. Phenom. **228**, 13 (2018)
[68] Kłosowski Ł. Piwiński M., Phys. Plas. **25**, 10, 102114 (2018)
[69] Huang Y. *et al.*, Phys. Rev. A **99**, 011401(R) (2019)
[70] Lisak D. *et al.*, Acta Phys Pol. A **121**, 3, 614 (2012)
[71] Bober M. *et al.*, Bull. Pol. Ac.: Tech. **60**; 4, 707 (2012)
[72] Cygan A. *et al.*, Eur. Phys. J. Special Topics **222**, 9, 2119 (2013)
[73] Bober M. *et al.*, Meas. Sci. Tech. **26**, 7, 075201 (2015)
[74] Bober M. *et al.*, Eur. Freq. Time Forum Proc. 400 (2012)
[75] Zawada M. *et al.*, Joint Conf. IEEE Int. Freq. Cont. Symposium and Eur. Freq. Time Forum (IFCS/EFTF), Proc. IEEE ICTON 2015 1, 304 (2015)
[76] Bielska K. *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. T **201**, 156 (2017)
[77] Wcisło P. *et al.*, Nat. Astron. **1**, 0009 (2016)
[78] Wcisło P. *et al.*, EFTF 2018 **1**, 322 (2018)
[79] hitran.org
[80] Lisak D. *et al.*, Phys. Rev. A **81**, 4, 042504 (2010)
[81] Wójtewicz S. *et al.*, J. Quant. Spec. Rad. Trans. **165**, 68 (2015)
[82] Domysławska J. *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. T **169**, 111 (2016)
[83] Jackowski M. *et al.*, Acta Endos. Pol. **7**, 3, 91 (1997)
[84] Chwirot B. W. *et al.*, Folia Histochem. Cytobiol. **37S1**, 8 (1999)
[85] Chwirot B. W. *et al.*, Folia Histochem. Cytobiol. **37S1**, 9 (1999)
[86] Chwirot B. W. *et al.*, Ind. J. Exp. Biol. **41**, 500 (2003)
[87] Sztramska A. *et al.*, Melanoma Research **20**, 5, 408 (2010)