ROZPRAWA DOKTORSKA
PRZYGOTOWANA W INSTYTUCIE FIZYKI
UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO,
ZŁOŻONA NA WYDZIALE FIZYKI, ASTRONOMII
I INFORMATYKI STOSOWANEJ
UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO

Rzadkie procesy atomowe w ciężkich jonach badane przy pomocy aparatury EBIT

Weronika Biela-Nowaczyk

PROMOTOR:
PROF. DR HAB. ANDRZEJ WARCZAK

Kraków, 2022

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytet Jagielloński

Oświadczenie

Ja niżej podpisana Weronika Biela-Nowaczyk (nr indeksu: 1064341), doktorantka Wydziału Fizyki Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego, oświadczam, że przedłożona przeze mnie rozprawa doktorska pt. "Rzadkie procesy atomowe w ciężkich jonach badane przy pomocy aparatury EBIT" jest oryginalna i przedstawia wyniki badań wykonanych przeze mnie osobiście, pod kierunkiem prof. dr. hab. Andrzeja Warczaka. Pracę napisałam samodzielnie.

Oświadczam, że moja rozprawa doktorska została opracowana zgodnie z Ustawą o prawie autorskim i prawach pokrewnych z dnia 4 lutego 1994 r. (Dziennik Ustaw 1994 nr 24 poz. 83 wraz z późniejszymi zmianami).

Jestem świadoma, że niezgodność niniejszego oświadczenia z prawdą ujawniona w dowolnym czasie, niezależnie od skutków prawnych wynikających z ww. ustawy, może spowodować unieważnienie stopnia nabytego na podstawie tej rozprawy.

Kraków, dnia ....

Podziękowania

Na powstanie i ostateczny kształt mojej pracy doktorskiej miało wpływ wiele osób, którym chciałbym w tym miejscu podziękować.

Przede wszystkim, dziękuję mojemu promotorowi Prof. dr hab. Andrzejowi Warczakowi za całą przekazaną mi przez te lata wiedzę oraz za wszelką pomoc. Dziękuję za zainteresowanie mnie tematyką ciężkich jonów. Dziękuję za zachęcanie do wyjazdów na konferencje, a także na eksperymenty w Niemczech. Dziękuję za okazywaną mi wyrozumiałość, szczególnie w sezonach zimowych wszystkich lat moich studiów. Niniejsza praca nie powstałaby, gdyby nie Pana wsparcie, bo nie tylko pozwolił mi Pan łączyć obowiązki doktorantki z ambicjami sportowymi, ale też ani razu nie zwątpił Pan, że to się może udać. Dziękuję także za wiele godzin pracy, które poświęcił Pan na poprawianie tekstu niniejszej rozprawy.

Chciałbym również podziękować Panu Adamowi Malarzowi i Panu Adamowi Musze. Panów wsparcie i sympatia mi okazywana w znacznym stopniu ułatwiły moją pracę. Przyjemnością było wracać na Uczelnię i stawać przed wyzwaniami stawianymi mi jako studentce fizyki.

Bardzo dziękuję dr Pedro Amaro, którego poznałam na mojej pierwszej konferencji naukowej, the International Conference on the Physics of Highly Charged Ions, w 2018 roku. Zaprezentował on tam wyniki badań nad dwuelektronową rekombinacją w jonach żelaza przy użyciu aparatury EBIT. Wspólne zainteresowania zaowocowały wieloletnią współpracą. Od tamtej pory wielokrotnie pomógł mi w obliczeniach FAC, pełniących bardzo ważną rolę w niniejszej pracy. Dziękuję także jago doktorantowi Filipowi Grilo, z którym, szczególnie w ostatnich miesiącach powstawania niniejszej pracy, konsultowałam wyniki obliczeń.

Dziękuję dr Michaelowi Lestinskiemu, pracownikowi Instytutu Badań Ciężkich Jonów GSI Helmholtzzentrum w Darmstadt. Jestem wdzięczna za zaproszenie mnie do współpracy, za pomoc w planowaniu eksperymentów na CRY-

RING@ESR i danie mi nieocenionej możliwości rozwoju w kierunku badań procesów rekombinacyjnych w ciężkich jonach. Dzięki pracy z dr M. Lestinskim czułam, że moje badania są ciekawe dla innych i warto je kontynuować. Nasza współpraca działała bardzo mobilizująco i przyczyniła się to do powstania niniejszej rozprawy. Dziękuję także za życzliwość okazywaną mi przez pracowników GSI Helmholtzzentrum podczas moich pobytów w Niemczech. Bardzo sobie cenię doświadczenie pracy w grupie, które wtedy nabyłam.

Dziękuję nauczycielom akademickim Uniwersytetu Jagiellońskiego. Pracownikom Instytutu Fizyki i Matematyki. Lata studiów łączyłam z zawodniczym wykonywaniem sportu i Państwa wspaniałomyślność i przychylność umożliwiły realizację planów zarówno naukowych jak i sportowych. Szczególnie dziękuję za godziny konsultacji indywidualnych, niejednokrotnie w szerszym zakresie niż program to przewidywał.

Na koniec bardzo dziękuję rodzinie i przyjaciołom za wspieranie mnie podczas studiów. Jestem wdzięczna mojemu mężowi Michałowi za wyrzeczenia, dynamiczne zmiany planów i wyrozumiałość okazywaną mi, szczególnie w ostatnich miesiącach powstawania tej rozprawy. Dziękuję za jazdę do Krakowa w piątek wieczorem, gdy potrzebowałam zrestartować komputer w laboratorium, bo chciałam rano kontynuować obliczenia, a niestety się zawiesił. Twoja pomoc zażegnała niejeden kryzys ostatnich miesięcy. Dziękuję mojej mamie, której wsparcie w latach moich studiów często sprowadzało się do słów "nikt cię nie zmusza, zawsze możesz to rzucić". O dziwo, działało to bardzo mobilizująco. Dziękuję także Emilianowi Suliczowi, który pomagając mi w programowaniu w Pythonie, także przyczynił się do powstania tej pracy. Dziękuję również cioci Katarzynie Skórce-Trepce za korekty językowe niniejszego tekstu.

Streszczenie

Procesy rekombinacyjne odgrywają kluczową rolę w zderzeniach elektronów z jonami. Przebadanie i zrozumienie tych procesów umożliwia opracowanie teorii, która jest niezbędna m.in. dla diagnostyki plazmy. Znaczenie tych procesów jest podkreślane zarówno przy opisie obiektów astrofizycznych [1, 2], jak również w przypadku fuzji jądrowej [3, 4]. Bardzo często oddziaływanie elektronów i jonów dotyczy procesów z udziałem kilku elektronów. W tych przypadkach, kluczowym aspektem jest wpływ oddziaływania elektron-elektron. Niniejsza rozprawa doktorska skoncentrowana jest na eksperymentalnym i, do pewnego stopnia, teoretycznym opisie rzadkich procesów atomowych, w szczególności rekombinacji z udziałem kilku elektronów.

W 2012 roku w Laboratorium Ciężkich Jonów w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego została zainstalowana pułapka jonów z wiązką elektronową (ang. *Electron Beam Ion Trap*, UJ-EBIT). Jest to kompaktowa pułapka ciężkich jonów zbudowana z użyciem magnesów pracujących w temperaturach pokojowych (Dresden EBIT [5, 6], DREEBIT Co.). Została ona wyposażona w detektor promieniowania rentgenowskiego, co poszerza możliwości badania zarówno produkcji jonów, jak i zachodzących w nich procesów radiacyjnych.

Celem niniejszej pracy doktorskiej było zebranie, z wykorzystaniem UJ-EBIT, danych eksperymentalnych oraz ich analiza. Wyniki analizy porównano z obliczeniami teoretycznymi wykonanymi przy pomocy programu Flexible Atomic Code (FAC [7]). Pierwszym badanym procesem była radiacyjna rekombinacja (RR). Jest to proces wychwytu swobodnego elektronu do stanu związanego jonu [8, 9, 10], któremu towarzyszy emisja fotonu. Warto zaznaczyć, iż fakt zaobserwowania, w prezentowanych eksperymentach, procesu RR charakteryzującego całkowicie zjonizowany argon (Ar^{18+}), zdiagnozował możliwość produkcji i badania przy użyciu UJ-EBIT wysoko zjonizowanych jonów (HCI). Następnie omówione zostały procesy rekombinacyjne, w których udział bierze więcej niż jeden elektron. Najprostszym procesem rezonansowym tego typu jest dwuelektronowa rekombinacja (DR). W przypadku DR swobodny elektron zostaje wychwycony do stanu związanego jonu przy równoczesnej ekscytacji jednego z uprzednio związanych elektronów [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17]. W ten sposób, w procesie rezonansowym produkowane są stany wzbudzone jonów, które relaksują poprzez emisję promieniowania charakterystycznego. Złożone widma DR, zebrane dla argonu, pozwoliły na rozróżnienie fragmentów pochodzących od jonów w różnych stanach ładunkowych, od He-podobnych do

C-podobnych [8, 18, 19]. Analiza ta była możliwa dzięki optymalnej zdolności rozdzielczej używanego detektora X. Ponadto, podczas badania procesu DR zaobserwowano proces wewnątrz powłokowej rekombinacji trójelektronowej (intrashell TR [8]).

Ostatnia część niniejszej rozprawy poświęcona jest badaniom wielopowłokowego procesu TR (multishell TR [18]). W szczególności, rozważano proces KK TR. W tym przypadku dwa elektrony powłoki K są transferowane do wyższej powłoki w wyniku rezonansowego wychwytu swobodnego elektronu. Produkowany jest w ten sposób podwójnie wzbudzony jon, który w większości przypadków stabilizuje się poprzez sukcesyjną emisję dwóch fotonów. Pierwszy foton powstaje w wyniku transferu elektronu do pustej powłoki K. Takie promieniowanie nazywane jest promieniowaniem hipersatelitarnym (K^h) i charakteryzuje się wyższą energią niż następujące po nim promieniowanie satelitarne (K^s). W przedstawionej pracy omówiony został rezonansowy charakter zaobserwowanego wzmocnienia intensywności promieniowania K_α^h w stosunku do K_α^s. Według mojej wiedzy niniejsze badania stanowią pierwszą udaną próbę obserwacji tego procesu w badaniach ciężkich jonów [20].

Przedstawione wyniki badań zostały uzupełnione o metodę określenia rozkładu stanów ładunkowych jonów w UJ-EBIT w oparciu o analizę profilu linii promieniowania rentgenowskiego emitowanego w badanych procesach [21].

Abstract

In electron-ion collisions recombination processes play a very important role. A good understanding of these processes in the laboratory enables development of theory, which is useful for plasma diagnostics. For example, recombination processes affect the state of astrophysical objects [1, 2], as well as nuclear fusion plasma [3, 4]. In many cases electron-ion interaction involves more than one electron. There, electron-electron interaction is a crucial aspect of these particular atomic reactions. This doctoral dissertation focuses on rare atomic processes both from theoretical and experimental perspectives.

In Highly Charged Ions Laboratory in the Institute of Physics of the Jagiellonian University, an electron beam ion trap (Dresden EBIT [5, 6], DREEBIT Co.) was installed in 2012. This compact room-temperature HCI-trap, equipped with an X-ray detector (XFlash 5030, Bruker Co.), opens a wide range of possibilities for studies of atomic processes associated with ion production and trapping in an EBIT [6].

The aim of this PhD dissertation is to collect experimental data and compare them with theoretical calculations done with the use of Flexible Atomic Code (FAC [7]). First examined process is called radiative recombination (RR). The capture of a free electron into a bound state of an ion is accompanied by the emission of a photon. It is worth mentioning, that a good resolution of RR spectra for bare argon ions (Ar^{18+}) is an evidence of EBIT great research opportunities [8, 9, 10]. Secondly, resonant recombination involving more than one electron has been discussed. The most basic of these resonant processes is dielectronic recombination (DR) where a free electron is captured into a bound state of an ion with the simultaneous excitation of a core electron [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17]. These resonantly populated excited states decay via characteristic K-shell X-ray emission. Very good resolution of the X-ray detector enabled the K-LL DR resonances to be distinguished for He- up to C-like Ar ions [8, 18, 19]. In the observed X-ray energy region, in addition to the DR, the intrashell tricelectronic recombination (intrashell TR) has been seen [8].

The last part of the presented studies is dedicated to the multishell TR, specifically to the KK TR [18]. Here, the resonant capture of a free electron to an ion-bound state transfers simultaneously two K-shell electrons to a higher atomic shell. This way, a doubly-excited K-shell state is produced and, in most cases, it decays via emission of two photons. The first transition to the

empty K shell is responsible for emission of the K^h hypersatellite photon with an energy slightly higher than energy of the following K^s satellite transition. A maximum-like behavior of the intensity ratio between K^h_α and K^s_α has been reported. This behavior is a fingerprint of the investigated TR process. Finally, to the best of my knowledge, this is the first successful observation of this TR process [20].

One has to add, that the presented research analysis was supplemented with orginal methods of determination of the charge state distribution of ions in the UJ-EBIT plasma. These methods were based on the analysis of the X-ray lines profile [21].

Spis treści

Spis treści **1**

Spis rysunków **3**

Spis tablic **13**

Wykaz skrótów i symboli **15**

1 Wstęp **19**
1.1 Cel naukowy prowadzonych badań 19
1.2 Znaczenie prowadzonych badań 20
1.3 Organizacja rozprawy 24

2 Metodyka prowadzonych badań **26**
2.1 Aparatura UJ-EBIT 27
2.2 Detektor 29
2.2.1 Efekt pile-up 31
2.2.2 Promieniowanie charakterystyczne krzemu oraz promieniowanie ucieczki 32
2.2.3 Wpływ getteru użytego w detektorze promieniowania X . 35
2.3 Parametry pracy katody 36
2.3.1 Katoda 36
2.3.2 Wiązka elektronów 37
2.3.3 Pojemność pułapki 42
2.4 Proces tworzenia plazmy 43
2.4.1 Proces chłodzenia przez odparowanie 47
2.5 System akwizycji danych 50

3 Nierezonansowe procesy atomowe **52**
3.1 Promieniowanie charakterystyczne 53

3.1.1 Promieniowanie charakterystyczne pochodzące ze składników stali . . . 54
3.1.2 Promieniowanie charakterystyczne atomów tarczy 55
3.1.3 Promieniowanie charakterystyczne gazów resztkowych . . 60
3.2 Radiacyjna rekombinacja . . . 63
3.3 Promieniowanie hamowania . . . 70

4 Analiza ewolucji czasowej rozkładu ładunkowego jonów na podstawie profilu linii promieniowania X 75
4.1 Analiza rozkładu stanów ładunkowych na podstawie kształtu linii K_α . . . 76
4.1.1 Opis metody analizy rozkładu stanów ładunkowych . . . 76
4.1.2 Zastosowanie metody do badania procesu chłodzenia przez odparowanie . . . 81
4.2 Analiza rozkładu stanów ładunkowych na podstawie kształtu linii promieniowania RR . . . 86
4.2.1 Radiacyjna rekombinacja z udziałem powłoki K 87
4.2.2 Radiacyjna rekombinacja z udziałem powłoki L 94
4.2.3 Radiacyjna rekombinacja z udziałem powłoki M 99

5 Dwuelektronowa rekombinacja 103
5.1 Argon . . . 105
5.2 Neon . . . 117
5.3 Gazy resztkowe . . . 120

6 Trójelektronowa rekombinacja 123
6.1 Argon . . . 125

7 Podsumowanie 134

A Obliczenia FAC 139

Bibliography 140

Spis rysunków

1.1 Natężenie pola elektrycznego działającego na elektron 1s w jonie wodoro-podobnym o liczbie atomowej Z 20
1.2 Zdjęcia mgławicy Kraba [31] wykonane w trzech różnych obszarach widma promieniowania: a) - optyczne, b) - podczerwone, c) - rentgenowskie, d) - łączne zestawienie trzech obszarów. . . 22
1.3 Widmo spektroskopowe mgławicy Kraba [32], dane zebrane przez spektrometr kryształowy płaszczyzny ogniskowej (FPCS, ang. *focal plane crystal spectrometer*). 23

2.1 Zdjęcie aparatury EBIT znajdującej się w Laboratorium Ciężkich Jonów IF UJ 27
2.2 Schemat aparatury EBIT: a) - zasada działania EBIT, b) - schemat potencjałów elektrycznych. Potencjał katody jest ujemny mierzony od 0, potencjał przypieszający U_0 jest dodatni mierzony od 0, potencjał środkowej katody U_a jest ujemny mierzony od U_0, potencjały U_{b1} oraz U_{b2} są ujemne mierzone od U_0, U_{b2} musi mieć większą wartość niż U_{b1} [6]. 29
2.3 Zdjęcie wnętrza EBIT, widoczna jest pułapka jonów o długości 20 mm 30
2.4 Wydajność detektora [58] 31
2.5 Widmo rentgenowskie zarejestrowane podczas 156.5 godzinnego pomiaru przy użyciu wiązki elektronów $U_e = 10000$ V 32
2.6 Widmo promieniowania DR z widocznymi pikami głównymi oraz pikami ucieczki, pozostałe elementy widma zostały omówione w dalszej części pracy 33
2.7 Analiza promieniowania ucieczki, widoczne są piki główne, piki ucieczki oraz promieniowanie K_α krzemu dla trzech wybranych energii elektronów. 34
2.8 Widmo dwóch pomiarów tła, każdy trwał ok. 200 godzin 36

2.9 Zdjęcie katody - metalowym elementem o średnicy 0.5 mm umieszczony na czterech filamentach 37
2.10 Obliczone wartości promienia Herrmanna i odpowiadającej u gęstości prądu elektronów przy założonym stałym prądzie elektronów 10 mA (wartość używana przy większości pomiarów) . . 39
2.11 Zdjęcie katody wraz z otaczającą ją elektrodą 40
2.12 Zależność potencjału przestrzennego elektronów w wiązce dla wybranej energii i prądu elektronów [6]. Wartość potencjału zaprezentowana w funkcji odległości od środka wiązki (r), przy czym r_H wskazuje na typową wartość promienia wiązki elektronów. 41
2.13 Schemat wiązki elektronowej w jednorodnym osiowo polu magnetycznym: a) - zachowanie wiązki dla idealnych parametrów, b) - perturbacyjne zachowanie wiązki przy braku idealnych parametrów [62]. 42
2.14 Obliczone wartości C_{trap} w funkcji energii elektronów 43
2.15 Wyniki obliczeń przekroju czynnego na radiacyjna rekombinację, suma przekrojów czynnych dla przejść do wszystkich konfiguracji elektronowych stanu końcowego. 46
2.16 Symulacja rozkładu ładunkowego w funkcji energii elektronów dla czasu jonizacji 100-250 ms, $I_e = 10$ mA, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar 47
2.17 Głębokości studni potencjału dla HCI i LCI w procesie chłodzenia przez odparowanie 47
2.18 Wpływu procesu chłodzenia przez odparowanie na spektrum stanów ładunkowych jonów argonu, a) brak chłodzenia - ciśnienie gazu $5 \cdot 10^{-9}$ mbar, potencjał bariery 100 V, b) silne chłodzenie - ciśnienie gazu $7.6 \cdot 10^{-10}$ mbar, potencjał bariery 40 V. 49
2.19 Schemat przedstawiający zasadę działania systemu TERX pracującego w trybie skanowanego czasu jonizacji 51
2.20 Schemat przedstawiający zasadę działania systemu TERX pracującego w trybie skanowanej energii elektronów 51

3.1 Przykładowe widmo promieniowania rentgenowskiego zarejestrowane przy pomocy UJ-EBIT dla $U_e = 7640$ V. 52
3.2 Wybrane przykłady promieniowania charakterystycznego 53

3.3 Przykład widma promieniowania charakterystycznego K argonu tarczy bombardowanej elektronami o energii zdefiniowanej przez potencjał $U_e = 7640$ V. 56

3.4 Wyniki obliczeń FAC szybkości rozpadu (ang. *decay rates*) dla linii K_α dla stanów wzbudzonych Ar^{11+} i Ar^{14+} 57

3.5 Wyznaczona przy pomocy FAC energia promieniowania K_α dla jonów Ar^{6+} - Ar^{17+} 58

3.6 Wyznaczona przy pomocy FAC energia promieniowania K_α^h dla jonów Ar^{6+} - Ar^{17+} oraz K_α^s dla jonów Ar^{6+} - Ar^{16+} 59

3.7 Przykład analizy widma promieniowania charakterystycznego argonu, dopasowane zostały: linia K_α^{s1} dla LCI, K_α^{s2} dla HCI, K_α^h, K_β oraz K_γ 60

3.8 Schemat efektu fotoelektrycznego 63

3.9 Schemat procesu K-RR 64

3.10 Przykładowe widmo zmierzone dla E_e zdefiniowanej przez potencjał przyspieszający elektronu $U_e = 5800$ V. Tarczę atomową stanowił neon na poziomie $8 \cdot 10^{-10}$ mbar. Pomiar trwał ok. 100 godzin. 65

3.11 Przykładowe widmo zmierzone dla E_e zdefiniowanej przez potencjał przyspieszający elektronu $U_e = 5800$ V. Tarczę atomową stanowił argon na poziomie $3.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Pomiar trwał ok. 24 godziny. Na wstawce przedstawione jest widmo K-RR argonu dla $U_e = 8000$ V. 66

3.12 Średnia energia fotonu dla procesu RR do najmocniej związanej powłoki. Dla stanów q =1+,. . . , 8+ M-RR, dla stanów q =9+,. . . , 16+ L-RR, dla stanów q =18+, 17+ K-RR. Metoda obliczenia niepewności opisana w tekście. Obliczenia wykonane dla $E_e = 5800$ eV. 68

3.13 Widmo linii K-RR dla trzech energii wiązki Ge^{31+} [83] (4.5 MeV/u, 7.0 MeV/u, 10.0 MeV/u) 69

3.14 Przykład widma RR jonów irydu uzyskanego przy pomocy EBIT [69]. $E_f - E_e$ określa energię wiązania (E_{bind}) elektronu na powłoce n dla danego procesu RR. 70

3.15 Schemat procesów K-RR, L-RR i RECC 71

3.16 Przykład widma z dopasowanym tłem na podstawie wzorów 3.9-3.14. Parametry pomiaru $U_e = 6440$ V, $E_e = 6392.6$ eV, $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Oba wykresy przedstawiają te same dane: a) - liczba zliczeń w skali liniowej, b) - liczba zliczeń w skali logarytmicznej. 72

3.17 Metoda odjęcia tła: a) - dane przed odjęciem tła, b) - określony obszar do analizy wraz z dopasowanym przy pomocy Origin Pro -Baseline Subtraction [95] tłem, c) - dane po odjęciu tła. Parametry pomiaru: $U_e = 6440$ V, $E_e = 6392.6$ eV, $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. 73

4.1 Ewolucja czasowa widma dla $U_e = 6440$ V. Na górnym panelu przedstawione są widma cięcia poziomego dla wybranych dwóch czasów jonizacji 26 ms i 465 ms. 76

4.2 a) - Ewolucja czasowa widma dla $U_e = 6440$ V, $E_e = 6403$ eV, podział na trzy przedziały czasu jonizacji. Użyto gazu argonu na poziomie $1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar oraz $U_B = 5$ V. b) - Dane po odjęciu tła z dopasowanymi wkładami od poszczególnych stanów ładunkowych q. 77

4.3 Rozkład linii K_α dla: $U_B = -5$V, $U_e = 7000$ V, $p_{Ar} = 6 \cdot 10^{-9}$ mbar 78

4.4 Zależność przekrojów czynnych na jonizację powłoki K oraz na ekscytację z powłoki K do powłok L i M dla jonów Ar^{12+} . . . 79

4.5 Zależność przekrojów czynnych na produkcję K_α jako de-ekscytację stanów wzbudzonych przez procesy CI i CE powłoki K 80

4.6 Rozkład stanów ładunkowych dla: $U_e = 6440$ V, $E_e = 6403$ eV, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V 81

4.7 Rozkład ładunkowy jonów dla trzech przedziałów czasów jonizacji, przy ustalonych wartościach $U_e = 7000$ V, $U_B = 5$ V: a) - $E_e = 6935$ eV, $p_{Ar} = 6 \cdot 10^{-9}$ mbar b) - $E_e = 6932$ eV, $p_{Ar} = 3.5 \cdot 10^{-9}$ mbar 82

4.8 Rozkład ładunkowy jonów dla trzech przedziałów czasów jonizacji, przy ustalonych wartościach $U_e = 5800$ V, $U_B = 95$ V: a) - $E_e = 5746$ eV, $p_{Ar} = 6 \cdot 10^{-9}$ mbar b) - $E_e = 5742$ eV, $p_{Ar} = 3.5 \cdot 10^{-9}$ mbar 83

4.9 Rozkład ładunkowy jonów dla trzech przedziałów czasów jonizacji, przy ustalonych wartościach $U_e = 7000$ V, $p_{Ar} = 3.5 \cdot 10^{-9}$ mbar: a) - $E_e = 6940$ eV, $U_B = 95$ V, b) - $E_e = 6932$ eV, $U_B = 5$ V 84
4.10 Przykładowe widmo bez zastosowanego absorbera Al, na wstawce w prawym górnym roku pokazane jest zbliżenie na linię K-RR. Parametry pomiaru: $U_e = 6540$ V, czas jonizacji 500 ms, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V, czas pomiaru ok. 66.5 godziny. 86
4.11 Przykładowe widmo z zastosowanym absorberem Al, na wstawce w prawym górnym roku pokazane jest zbliżenie na linię K-RR. Parametry pomiaru: $U_e = 6540$ V, czas jonizacji 500 ms, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V, czas pomiaru ok. 166 godzin. 87
4.12 Poprawki na absorpcję w Al, dane w skali logarytmicznej. Dla przykładowego widma z zastosowanym absorberem $U_e = 6540$ V, pomiar trwał ok. 166 godzin, czas jonizacji 500 ms, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V. 88
4.13 Położenie energetyczne fotonów K-RR dla różnych energii elektronów określonych przez U_e 89
4.14 Wartość różnicy energii wiązania elektronu powłoki K dla Ar^{16+} oraz poprawki na potencjał przestrzenny (U_S) dla różnych wartości potencjał U_e 90
4.15 Intensywności promieniowania K-RR: a) - z udziałem jonów Ar^{17+}, b) - z udziałem jonów Ar^{18+}. 91
4.16 Stosunek intensywności I_{RR18+}/I_{RR17+} dla promieniowania K-RR 92
4.17 Obliczone wartości a) - σ_{RR}^{18+} i σ_{RR}^{17+}, b) - $\sigma_{RR}^{18+}/\sigma_{RR}^{17+}$ 92
4.18 Stosunek gęstości jonów Ar^{18+} i Ar^{17+} wyznaczony na podstawie symulacji stanów ładunkowych w plazmie EBIT 93
4.19 Obliczony stosunek intensywności promieniowania K-RR dla jonów Ar^{17+} i Ar^{18+} 93
4.20 Schemat procesu L-RR wraz z nomenklaturą linii 94
4.21 Wyniki obliczeń: a) - przekroju czynnego dla procesu L-RR z udziałem Ar^{16+}, b) - przekroju czynnego dla procesów K-RR i L-RR z udziałem Ar^{18+}. Nad poszczególnymi wykresami umieszczono wartość energii wiązania danej podpowłoki. 94
4.22 Wyniki obliczeń E_f^{L-RR}: a) - dla jonów Ar^{16+}, b) - dla jonów Ar^{18+} 96

4.23 Wyniki obliczeń średniej energii fotonu M-RR, L-RR oraz K-RR dla różnych stanów ładunkowych argonu. Energia ta zdefiniowana jest wg. wzoru 4.5 dla odpowiednich powłok elektronowych K, L oraz M. Wyniki obliczeń dla $E_e = 6500$ eV. 96
4.24 Mulitipeak fit [95] dla linii L-RR, położenia linii zostały ustalone zgodnie z danymi przedstawionymi na Rys. 4.23. Parametry pomiaru: $U_e = 6540$ V, $E_e = 6498$ eV, $1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar $U_B = 5$ V. Na wstawce widać fragment widma po odjęciu tła. 97
4.25 Wyniki obliczeń przekrojów czynnych na proces L-RR dla stanów ładunkowych $q = 18+, ..., 9+$. Przedstawione wartości to suma przekrojów czynnych dla wszystkich stanów końcowych $|f\rangle$. Podczas obliczeń ustalono, że stan początkowy jonu to stan podstawowy. 98
4.26 Rozkład ładunkowy dla dwóch $E_e = 6498$ eV, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V. Porównanie otrzymanego rozkładu ładunkowego na podstawie kształtu a) - linii L-RR, b) - linii charakterystycznej K_α. 99
4.27 Wyniki obliczeń przekroju czynnego: a) - na procesy K-RR, L-RR i M-RR dla Ar^{17+}, b) - na procesy L-RR i M-RR dla Ar^{14+} 100
4.28 Wyniki obliczeń E_f^{L-RR} oraz E_f^{M-RR}: a) - dla jonów Ar^{17+}, b) - dla jonów Ar^{14+} 101
4.29 Fragment widma rentgenowskiego wraz z dopasowanym tłem. Parametry pomiaru: $U_e = 6540$ V, $E_e = 6498$ eV, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V. Na wstawce widać linię M-RR po kilkukrotnym odjęciu tła. Na czerwono oznaczono energię fotonów promieniowania M-RR dla skrajnych stanów ładunkowych argonu. 102

5.1 Schemat procesu K-LL DR 104
5.2 Schemat procesów DC dla sygnatur procesu DR, TR i QR. Procesy TR i QR odnoszą się do procesów wewnątrz-powłokowych. Rezonansowa energia elektronów została zasugerowana przez strzałki w odpowiednim kolorze. 107
5.3 Wyniki obliczeń sumy sił rezonansów dla stanów ładunkowych Ar^{17+}-Ar^{10+} przedstawione w zależności od energii elektronów. Kolorami zaznaczono procesy K-LL DR, wewnątrz-powłokowy proces TR i wewnątrz-powłokowy proces QR. 108

5.4 Wyniki obliczeń sumy sił rezonansów dla stanów ładunkowych Ar^{17+}-Ar^{10+} przedstawione w zależności od energii promieniowania K_α. Kolorami zaznaczono procesy K-LL DR, wewnątrz-powłokowy proces TR i wewnątrz-powłokowy proces QR. . . . 109

5.5 Widmo struktury promieniowania K-LL zebrane dla energii elektronów w zakresie 2141 - 2601 eV, czas pomiaru ok. 192 godzin, $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-9}$ mbar. Na górnym panelu widać cięcia poziome (profil linii K_α) dla dwóch wybranych energii elektronów 2187 eV oraz 2499 eV. Na prawym panelu przedstawione jest cięcie ukośne (wzdłuż czerwonej linii na widmie 3D). Poszczególne linie reprezentują strukturę rezonansową K-LL DR dla jonów w różnych stanach ładunkowych obecnych w plazmie. 110

5.6 Rzut widma struktury promieniowania K-LL na oś energii elektronów. Czas pomiaru ok. 241.5 godziny, ciśnienie gazu na poziomie $2 \cdot 10^{-9}$ mbar. Identyfikacja rezonansów na podstawie obliczonej przy pomocy FAC struktury K-LL dla jonów Ar^{16+} - Ar^{12+}. Dla jonów Ar^{12+} obserwujemy większy wkład procesu TR niż przewidywania teoretyczne, co jest zgodne z wynikami eksperymentalnymi przedstawionymi w [24]. 112

5.7 Schematy procesów DC (pierwszy etap procesu DR), wybrane przykłady: K-LL, K-LM oraz K-LN. 113

5.8 Wyniki obliczeń sumy sił rezonansów K-LL, K-LM, K-LN, K-LO i K-LP dla stanów ładunkowych Ar^{16+} - Ar^{14+} przedstawione w zależności od energii elektronów. 114

5.9 Wyniki obliczeń sumy sił rezonansów K-LL, K-LM, K-LN, K-LO, K-LP i K-MM dla stanów ładunkowych Ar^{16+} - Ar^{14+} przedstawione w zależności od energii promieniowania K. 115

5.10 Struktura widma promieniowania K-LL, K-LM i procesów wyższych rzędów, zebranego dla energii elektronów w zakresie 2073 - 3503 eV ($\Delta E_e = 2$ eV). Czas pomiaru ok. 90 godzin, $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V. Na górnym panelu widać cięcia poprzeczne dla trzech wybranych rezonansów: 2752 eV (K-LM), 2886 eV (K-LN), 2958 eV (K-LO). Na prawym panelu przedstawione jest cięcie pionowe dla energii fotonu 3.223 keV (linia K_α). Promieniowanie to pochodzi od różnych stanów ładunkowych jonów obecnych w plazmie EBIT. 116

5.11 Obliczenia sumy sił rezonansów K-LL, K-LM oraz K-LN dla stanów ładunkowych Ne^{8+}-Ne^{6+} przedstawione w zależności od energii elektronów. 118

5.12 Struktura widma promieniowania neonu zebrana dla energii elektronów skanowanej w zakresie 600 - 1850 eV ($\Delta E_e = 2$ eV). Czas pomiaru ok. 100 godzin, ciśnienie gazu na poziomie $1.4{\cdot}10^{-9}$ mbar. Na górnym panelu widać rzut fragmentu widma na oś energii fotonów. 119

5.13 Fragment widma przedstawionego na Rys. 5.12 z zaznaczonym obszarem obserwacji sygnatury procesu K-LM i K-LN 120

5.14 Widmo bogatej struktury DR dla gazów resztkowych zebrane przy pomocy systemu akwizycji danych dla skanowanej energii elektronów w zakresie 2300 - 4500 eV ($\Delta E_e = 10$ eV). Czas pomiaru ok. 48 godzin. 121

6.1 Schemat procesu KK-LLL TR 123

6.2 Przykłady pierwszego kroku procesów KK TR wraz z odpowiadającą im sygnaturą Augera (KK-LLL, KK-LLM, KK-LMM, KK-MMM, KK-MMN) 125

6.3 Wyniki obliczeń (FAC) siły rezonansów w funkcji energii elektronów dla jonów Ar^{15+}. Procesy TR: KK-LLL, KK-LLM, KK-LMM, KK-MMM i KK-MMN. Dla porównania przedstawiono także wyniki obliczeń siły rezonansu procesu K-LL DR (podrozdział 5.1). 126

6.4 Wyniki obliczeń (FAC) siły rezonansów w funkcji energii fotonów. Przedstawione energie fotonów odpowiadają obszarowi dobrej wydajności detektora X (linia K Ar^{15+}). 127

6.5 Intensywność promieniowania K_α^h w obszarze E_e, w którym zachodzić mogą procesy KK TR. Parametry pomiarów: czas jonizacji $100 - 250$ ms, $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Czerwone strzałki wskazują na obliczone wartości E_r dla procesów KK-LLL, KK-LMM, KK-LMM i KK-MMN. Na wstawce znajduje się fragment widma promieniowania K z określonym wkładem od K_α^{s1}, K_α^{s2}, K_α^h i K_β. 129

6.6 Stosunek intensywności $K_\alpha^h/(K_\alpha^{s1}+K_\alpha^{s2})$ oraz K_α^h/K_α^{s2} w obszarze $E_e = 5200 - 7500$ eV. Parametry pomiarów: czas jonizacji 100-250 ms, $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Wyniki analizy danych eksperymentalnych zostały uzupełnione o symulację tła (R), obliczoną na podstawie wzoru 6.4. 130

6.7 Wyniki obliczeń (FAC) siły rezonansów w funkcji energii elektronów dla jonów Ar^{16+}. Procesy TR: KK-LLL, KK-LLM, KK-LMM, KK-MMM i KK-MMN. 132

6.8 Stosunek intensywności K_α^h/K_α^{s2} w obszarze $E_e = 5200-7500$ eV. Parametry pomiarów: czas jonizacji 250-500 ms, $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Wyniki analizy danych eksperymentalnych zostały uzupełnione o symulację tła (R), obliczoną na podstawie wzoru 6.4. 133

Spis tablic

2.1 Promieniowanie charakterystyczne krzemu [60] 33
2.2 Promieniowanie charakterystyczne cyrkonu [60] 35

3.1 Wartości energii promieniowania charakterystycznego dla pierwiastków budujących stal, wartości tablicowe [60] oraz średnie wartości obliczone na podstawie średniej ważonej. 54
3.2 Promieniowanie charakterystyczne argonu [60] 55
3.3 Energia wiązania [68] zewnętrznej powłoki w jonach gazów resztkowych, wartości podane w eV 61

4.1 Parametry dopasowania dla analizy rozkładu ładunkowego na podstawie profilu linii K_α 78
4.2 Energia wiązania elektronu powłoki K dla jonów Ar^{16+} i Ar^{17+} [60] 88
4.3 Energia wiązania elektronu powłoki K dla jonów Ar^{16+} i Ar^{17+}. Porównanie wartości teoretycznych [60] i eksperymentalnych. . . 89

5.1 Obliczenia warunków rezonansów K-LL DR dla Ar^{12+}. W tabeli kolejno przedstawione są: rezonansowa energia elektronów (E_r), energia fotonu (E_f) relaksacji stanu wzbudzonego dla rezonansu o najwyższym prawdopodobieństwie, siła rezonansu (S_{DR}), szerokość rezonansu (Γ_d), specyfikacja stanu $|d\rangle$ oraz sygnatura procesu. 106
5.2 Promieniowanie charakterystyczne K oraz granica jonizacji dla wybranych stanów ładunkowych jonów neonu [60]. 119
5.3 Najsilniejsze linie promieniowania charakterystycznego La (Z=57), Ce (Z=58) i Ir (Z=77) [60] 122

Wykaz skrótów i symboli

Skróty

UJ - Uniwersytet Jagielloński
IF – Instytut Fizyki
EBIT – pułapka jonów z wiązką elektronową (ang. *Electron Beam Ion Trap*)
EBIS – źródło jonów z wiązką elektronową (ang. *Electron Beam Ion Source*)
TERX - system akwizycji danych (ang. *Time and Energy Resolved X-ray Measurement*)
FAC - Flexible Atomic Code
HCI - wysoko naładowane jony (ang. *Highly Charged Ions*)
LCI - nisko naładowane jony (ang. *Low Charged Ions*)
CI - jonizacja zderzeniowa (ang. *collisional ionization*)
CX - proces wymiany ładunku (ang. *charge exchange*)
CE - wzbudzenie zderzeniowe (ang. *collisional excitation*)
EA - proces wzbudzenia i następującej po niej autojonizacji (ang. *excitation and subsequent autoionization*)
BS - promieniowanie hamowania (niem. *Bremsstrahlung*)
PE - efekt fotoelektryczny (ang. *photoelectric effect*)
RR – radiacyjna rekombinacja
NR - nieradiacyjna rekombinacja
DR – dwuelektronowa rekombinacja
DC - wychwyt dwuelektronowy (ang. *dielectronic capture*)
TR – trójelektronowa rekombinacja
QR - wewnątrz-powłokowa rekombinacja z udziałem czterech elektronów
a.u. - jednostka umowna

Symbole

Z - liczba atomowa
q - ładunek jonu
A^{q+} - jon pierwiastka A w stanie ładunkowym $q+$
U_K - potencjał katody EBIT
U_0 - potencjał pierwszej elektrody EBIT
U_a - potencjał środkowej elektrody EBIT
U_{b1} - potencjał trzeciej elektrody EBIT, zamknięta pułapka
U_{b2} - potencjał trzeciej elektrody EBIT, otwarta pułapka
U_B - potencjał bariery pułapki EBIT ($U_B = U_a - U_{b1}$)
U_e - potencjał przyspieszający elektrony ($U_e = U_K + U_0 - U_a$)
U_{Extr} - potencjał ekstraktora jonów
E_e - energia elektronów
p_{Ar} - ciśnienie w pułapce EBIT po wpuszczeniu argonu
p_{Ne} - ciśnienie w pułapce EBIT po wpuszczeniu neonu
I_e - natężenie prądu elektronów
I_0 - natężenie prądu ciemnego
p - przewrotność (ang. *perveance*), parametr charakterystyczny katody
j - gęstość prądu elektronów
r_B - promień wiązki elektronów
B - wartość indukcji pola magnetycznego w pułapce
r_H - promień Herrmanna, przybliżona wartość promienia wiązki elektronów
m_e - masa elektronu
B_c - resztkowa wartość indukcji pola magnetycznego przy katodzie
r_c - promień katody
k_B - stała Boltzmanna
T_c - temperatura grzania katody
U_s - potencjał przestrzenny ładunków elektrycznych
C_{el} - elektryczna pojemność pułapki
L - długość pułapki
C_{trap} - maksymalna liczba jonów w pułapce
e - ładunek elektronu (ładunek elementarny)
$e^-(p_0)$ - elektron o pędzie p_0
$\hbar$ - zredukowana stała Plancka
$\hbar\omega$ - energia fotonu
N_q - liczba jonów w stanie ładunkowym q
σ_{CI}^q - przekrój czynny na proces CI dla jonów w stanie ładunkowym q

σ^q_{EC} - przekrój czynny na proces EC dla jonów w stanie ładunkowym q
σ^q_{RR} - przekrój czynny na proces RR dla jonów w stanie ładunkowym q
σ^q_{CX} - przekrój czynny na proces CX dla jonów w stanie ładunkowym q
ρ_e - gęstość elektronów
v_e - prędkość elektronów
$\overline{v}_q$ - średnia prędkość jonów w stanie ładunkowym q
R_{loss} - współczynnik straty
T_i - temperatura jonów w pułapce
qV - efektywna bariera pułapkująca jony o ładunku q
τ_{comp} - średni czas kompensacji
K^h_α - promieniowania K_α hipersatelitarne
K^s_α - promieniowania K_α satelitarne
K^{s1}_α - składowa K^s_α dla jonów nisko naładowanych
K^{s2}_α - składowa K^s_α dla jonów wysoko naładowanych
E_{bind} - energia wiązania elektronu
σ_{PE} - przekrój czynny na proces PE
c - prędkość światła
g - waga statystyczna
α - stała struktury subtelnej
λ_c - komptonowska długość fali
ν - parametr Sommerfelda
n - główna liczba kwantowa
E_0 - energia wiązania stanu 1s w wodoro-podobnym jonie
E_{CM} - energia zderzenia elektronu i jonu w centrum masy
σ_{BS} - przekrój czynny na promieniowanie hamowania
E_{bind_K} - energia wiązania powłoki K
E_{bind_L} - energia wiązania powłoki L
E_{bind_M} - energia wiązania powłoki M
E_f - energia fotonu
$\rho(\mathrm{Ar}^{q+})$ - gęstość jonów argonu w stanie ładunkowym q
$|i\rangle$ - stan początkowy jonu
$|d\rangle$ - stan pośredni jonu
$|f\rangle$ - stan końcowy jonu
E_r - rezonansowa energia elektronów
E_i - energia stanu początkowego jonu
E_d - energia stanu pośredniego jonu
σ_{DR} - przekrój czynny na proces dwuelektronowej rekombinacji
p_e - pęd elektronu

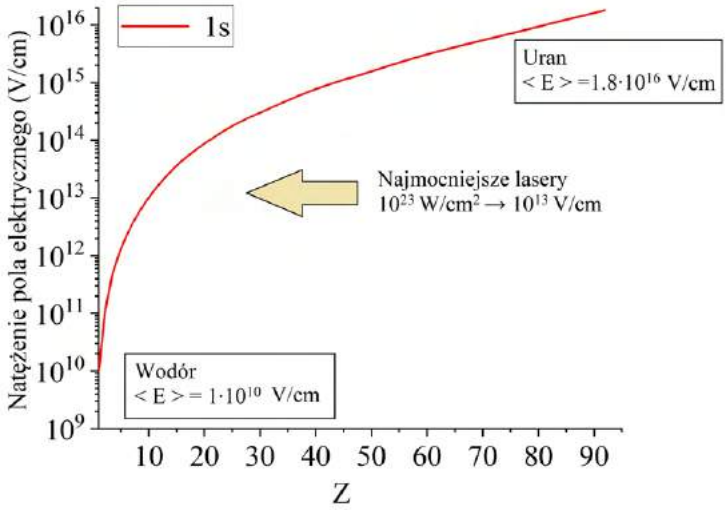
A_{DC} - całkowite prawdopodobieństwo procesu wychwytu dwuelektronowego
A_a - całkowite prawdopodobieństwo procesu autojonizacji
$\delta(Ee)$ - profil Breita-Wignera
ω_d - wydajność fluorescencji dla stanu wzbudzonego
Γ_r - szerokość radiacyjna
Γ_a - szerokość Augera
Γ_d - całkowita szerokość stanu pośredniego
Γ_i - liczba kwantowa całkowitego momentu pędu stanu początkowego
Γ_d - liczba kwantowa całkowitego momentu pędu stanu pośredniego
S_{DR} - siła rezonansu procesu dwuelektronowej rekombinacji
S_{TR} - siła rezonansu procesu trójelektronowej rekombinacji

Rozdział 1

Wstęp

1.1 Cel naukowy prowadzonych badań

W przypadku atomów o dużej liczbie atomowej Z, elektrony wewnętrznych powłok atomowych (głównie K, L) poddane są oddziaływaniu w silnych polach elektromagnetycznych, których natężenie rośnie proporcjonalnie do Z^2 (Rys. 1.1). Co ważne, wartości tych natężeń mogą wielokrotnie, czasem o kilka rzędów wielkości, przekraczać natężenia pól elektromagnetycznych wytwarzanych przez nawet najmocniejsze, dostępne obecnie lasery [22]. W ten sposób, atom stanowi unikalne mini-laboratorium pozwalające badać egzotyczne procesy oddziaływania materii (elektronów) w ekstremalnym otoczeniu. Jeśli pozbawimy atomy większości elektronów, możemy otrzymać proste układy jedno- lub dwu-elektronowe, co w znacznym stopniu upraszcza interpretację wyników eksperymentalnych i opis teoretyczny. Typowym procesem, badanym w takich układach, jest radiacyjna rekombinacja (RR). Ponieważ jest to odwrócony w czasie efekt fotojonizacji, zasada równowagi szczegółowej umożliwia łączne badanie obydwu tych procesów. Jest to szczególnie interesujące w układach o dużej liczbie atomowej Z, gdzie nabierają znaczenia efekty wyższego rzędu (np. efekty relatywistyczne), których intensywność wzrasta proporcjonalnie do Z^4 [23]. Układy atomowe o wysokim stopniu jonizacji są szczególnie atrakcyjne, gdy w obserwowanym procesie biorą udział dwa aktywne elektrony, co umożliwia badanie efektów korelacyjnych w ekstremalnych polach elektromagnetycznych. Przykładem takiego procesu jest dwuelektronowa rekombinacja (DR), proces, który jest związany z odwróconym w czasie efektem Augera. DR jest ważnym i intensywnie badanym procesem rezonansowym, w którym biorą udział dwa elektrony [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17]. Dotychczasowe wyniki eksperymentalne pokazują, że procesowi DR mogą towarzyszyć



Rysunek 1.1: Natężenie pola elektrycznego działającego na elektron 1s w jonie wodoro-podobnym o liczbie atomowej Z

efekty korelacyjne, związane z udziałem dodatkowego elektronu. Proces ten nazywany jest trójelektronową rekombinacją wewnątrz-powłokową (ang. *intarshell trielectronic recombination* – intarshell TR [8, 24]). Podobne procesy, dotyczące np. czterech elektronów (*intarshell* QR) także były obserwowane. W niniejszej pracy przedstawione są wyniki analizy procesu DR, a także procesów rekombinacyjnych wyższych rządów. W szczególności skoncentrowano się na procesie TR, dotyczącym przejść między różnymi powłokami. Według mojej wiedzy przedstawione tu eksperymenty stanowią pierwszą udaną próbę obserwacji tego procesu.

1.2 Znaczenie prowadzonych badań

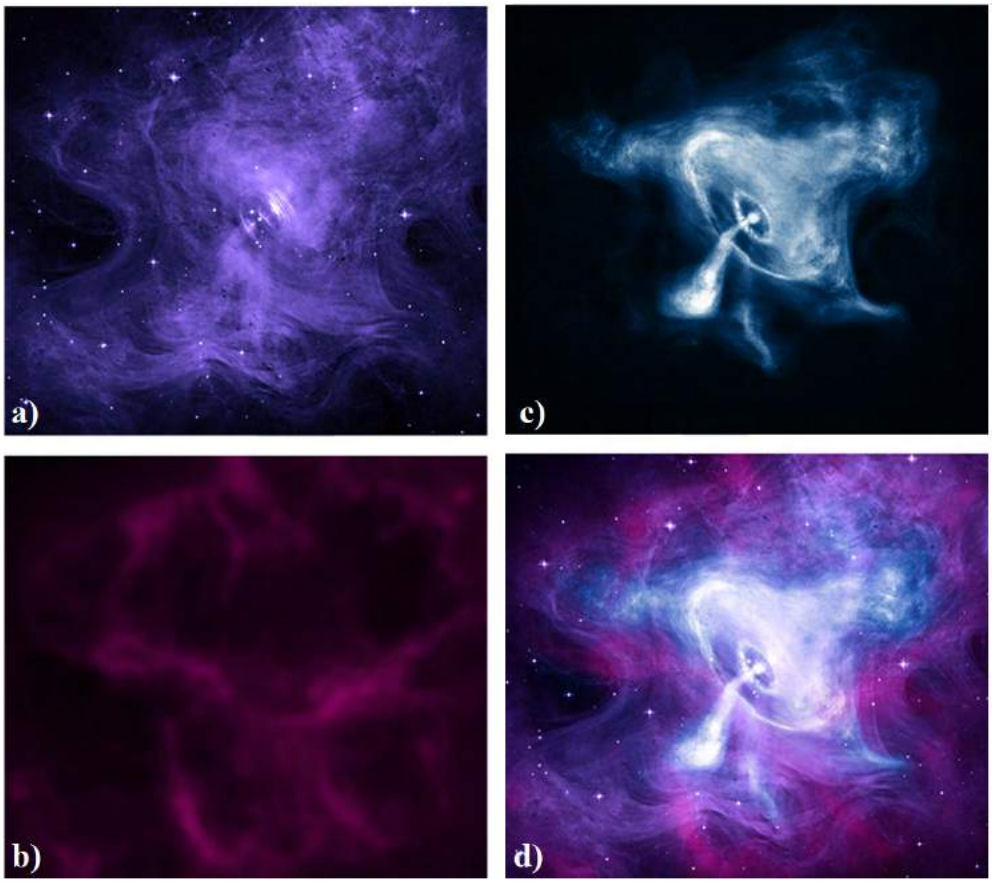
Badania nad rzadkimi procesami atomowymi w ciężkich jonach są szczególnie ważne ze względu na ich zastosowania w fizyce plazmy. Ich rola jest podkreślana nie tylko w przypadku badań procesów występujących w pułapkach typu EBIT [25, 26], ale także dla układów astronomicznych [1, 2] oraz w fizyce syntezy termojądrowej [3, 4]. Warto podkreślić, że aparatura typu EBIT stanowi szczególne źródło wiedzy na temat plazmy jonowo-elektronowej [27]. W najogólniejszym przypadku, plazma jest mieszaniną jonów o różnej liczbie atomowej Z i różnym stopniu naładowania. Czasem nazywana jest „czwartym stanem materii". Oszacowano, że stanowi ona około 99% materii Wszechświata [28, 29]. Występuje ona tak powszechnie, ze względu na fakt, że buduje większość gwiazd i galaktyk, a także przestrzeń międzyplanetarną. Z tego powodu badanie promieniowania z pułapki EBIT dostarcza nam informacji,

które są wykorzystywane w badaniu plazmy kosmicznej i poszerzają naszą wiedzę o Wszechświecie.

Wszechświat w dużej części zbudowany jest z wysoko zjonizowanej materii, która emituje szerokie spektrum promieniowania elektromagnetycznego, włączając w to promieniowanie X [30]. Ziemska atmosfera mocno pochłania to promieniowanie, dlatego szczególnie duże znaczenie dla aktualnego stanu wiedzy mają obserwacje prowadzone w przestrzeni kosmicznej. Pierwsze badania prowadzone przy pomocy teleskopu znajdującego się na orbicie okołoziemskiej miały miejsce już w 1962 roku [25]. Odkryto wówczas układ Scorpius X-1, najjaśniejsze na niebie źródło promieniowania X spoza Układu Słonecznego, które znajduje się w odległości 9100 lat świetlnych od Ziemi. Badania te kierowane były przez Riccardo Giacconi'ego, laureata Nagrody Nobla z 2002 roku. Nagrodę tę otrzymał on właśnie za „pionierskie prace w dziedzinie astrofizyki". Był on także zaangażowany w eksperyment teleskopu Einstein wystrzelonego w 1978 roku oraz teleskopu Chandra wniesionego na orbitę w roku 1998. Rozwój obserwacji kosmicznych promieniowania X bezpośrednio wpłynął na stan wiedzy na temat różnych układów astrofizycznych, m.in. supernowych, gwiazd neutronowych oraz czarnych dziur. Dzięki eksploracji Wszechświata przy użyciu teleskopów kosmicznych zaobserwowano przepływ gazów podczas zderzeń galaktyk, oszacowano skład pierwiastkowy Wszechświata, a także poznano bliżej warunki fizyczne w centrum galaktyk. Rejestrowane promieniowanie X umożliwiło poznanie wielu procesów atomowych, a ich głębsze badanie możliwe jest na Ziemi np. przy pomocy aparatury typu EBIT [25].

Na Rys. 1.2 przedstawione są zdjęcia mgławicy Kraba (ang. *Crab Nebula*) widziane przez różne teleskopy czułe na promieniowanie o różnej energii. Pierwszy obraz (Rys. 1.2 a) dostarczony jest przez teleskop Hubble'a i przedstawia mgławicę Kraba w spektrum promieniowania optycznego. Drugi obraz (Rys. 1.2 b), uzyskany przy pomocy teleskopu Spitzer pokazuje zarejestrowane promieniowanie podczerwone. Obraz przedstawiony na Rys. 1.2 c pochodzi z teleskopu Chanda i ukazuje ten sam obszar w widmie promieniowania X. Na ostatnim panelu (Rys. 1.2 d) wszystkie wyżej wymienione obrazy zostały zestawione w jeden. Jak widać, promieniowanie X ujawnia dużo więcej informacji niż promieniowanie w innym obszarze energetycznym. Na Rys. 1.2 c można m.in. zaobserwować, iż we wnętrzu znajduje się pewien obiekt stanowiący źródło bardzo energetycznego promieniowania. Ponadto widzimy strumień masy wychodzący z wnętrza mgławicy, który ze względu na wysoki stopień jonizacji także jest źródłem promieniowania X.

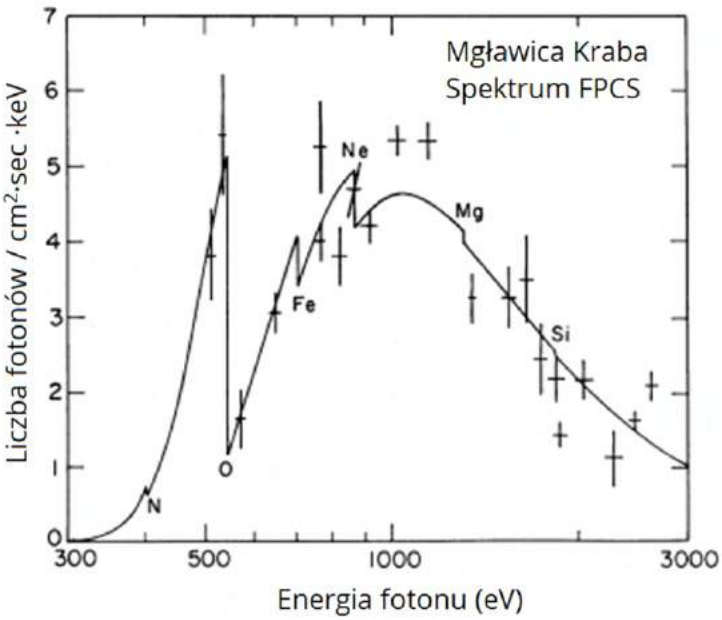
Innym ważnym osiągnięciem wynikającym z obserwacji kosmicznych w ob-



Rysunek 1.2: Zdjęcia mgławicy Kraba [31] wykonane w trzech różnych obszarach widma promieniowania:
a) - optyczne,
b) - podczerwone,
c) - rentgenowskie,
d) - łączne zestawienie trzech obszarów.

szarze promieniowania X jest poznanie składu pierwiastkowego Wszechświata. Jako przykład tego typu analizy, na Rys. 1.3 zostało przedstawione widmo mgławicy Kraba wykonane przez teleskop Einsteina [32]. Wyniki pokazały, że mgławica Kraba zbudowana jest z takich pierwiastków jak O, Ne, Mg, Fe, Si, N.

Inną zaletą analizy widma elektromagnetycznego jest fakt, iż dzięki niej można wyznaczyć temperaturę, gęstość i stan jonizacji plazmy [33, 34]. Jednakże modele umożliwiające określenie tych parametrów bezpośrednio wiążą się z laboratoryjnymi obserwacjami procesów atomowych zachodzących w ciężkich jonach.



Rysunek 1.3: Widmo spektroskopowe mgławicy Kraba [32], dane zebrane przez spektrometr kryształowy płaszczyzny ogniskowej (FPCS, ang. *focal plane crystal spectrometer*).

Niniejsza praca koncentruje się na badaniu radiacyjnych procesów rekombinacyjnych, w tym radiacyjnej rekombinacji oraz rekombinacji dwu i trójelektronowej. Procesy te stanowią ważny element tworzenia się oraz dynamiki plazmy. Proces radiacyjnej rekombinacji (RR) jest dobrze poznany, jednakże w wielu przypadkach to dwuelektronowa rekombinacja (DR) jest dominującym procesem rekombinacyjnym. Odgrywa ona znaczącą rolę jako proces chłodzenia plazmy [16]. Warto zwrócić uwagę, że używane programy modelujące plazmę (np. AtomDB [35] i SPEX [36]) bazują głównie na teoretycznych obliczeniach procesu DR [37, 38]. Z tego powodu właśnie procesy wieloelektronowej rekombinacji są szczególnie aktualnym tematem badań eksperymentatorów. Dane eksperymentalne umożliwiają sprawdzenie dotychczasowych obliczeń i wskazanie, jak można poprawić efektywność działania programów modelujących plazmę.

Warto także zwrócić uwagę na inny, istotny element badań przedstawionych w niniejszej pracy. Za procesy wieloelektronowe, takie jak rezonansowe procesy DR i TR, odpowiedzialne jest skorelowane oddziaływanie elektron-elektron. Korelacje te są stosunkowo słabo poznane, a więc badania DR i TR mogą wnieść wkład do ich lepszego zrozumienia. Co więcej, szczegółowe badanie korelacji elektronowych, które rządzą procesami wieloelektronowymi, stanowi czuły test elektrodynamiki kwantowej (QED) w silnych polach elektromagnetycznych. Tu, szczególne znaczenie odgrywają badania nad przesunięciem Lamba. Warto pamiętać, że modele QED wykazują większą wrażliwość przy dużej liczbie atomowej Z, dlatego tego typu badania DR, czy TR, są

prowadzone dla bardzo ciężkich jonów [39, 40].

Badania DR mają znaczenie nie tylko dla fizyki plazmy, ale także dla fizyki jądrowej. Rezonansowy charakter tego procesu odznacza się szczególną czułością na zmianę energii wiązania powłok elektronowych i z tego powodu proces ten może służyć do testowania różnych modeli jądrowych [41, 42, 43, 44]. Dla przykładu, takie testowanie może się odbyć poprzez dokładne określenie efektu izotopowego [41]. Wpływ struktury jąder atomowych na energię wiązania elektronów dostarcza bardzo precyzyjnych testów oddziaływań podstawowych w atomie. W niektórych przypadkach, pomaga m.in. wyjaśnić brak zachowania parzystości [45, 46, 47].

1.3 Organizacja rozprawy

We wstępie niniejszej rozprawy opisany jest cel naukowy oraz znaczenie prowadzonych prac. Badania nad rzadkimi procesami atomowymi przy użyciu aparatury EBIT są szczególnie istotne dla astrofizyki, ale pełnią także ważne funkcje w innych dziedzinach fizyki. W rozdziale 1 przedstawiony jest wpływ badań radiacyjnych procesów na aktualny stan wiedzy o Wszechświecie.

W rozdziale 2 szczegółowo omówiona została użyta w eksperymentach aparatura. Przede wszystkim opisano budowę i zasadę działania EBIT. Główna część tej pracy opiera się na szczegółowej prezentacji procesów, które prowadzą do obserwowanej emisji fotonów X. Ponadto, wytłumaczone zostały zauważone efekty aparaturowe, które wpływają na rejestrację przez detektor promieniowania X, a które mogą powodować błędy interpretacyjne. Wśród tych wyróżniony został efekt pile-up, promieniowanie charakterystyczne krzemu oraz promieniowanie tzw. ucieczki fotonów, a także promieniowanie gettera użytego w detektorze promieniowania X. Następnie przedstawiono typowe parametry pracy aparatury oraz wykorzystane metody symulacji plazmy jonowo-elektronowej.

Kolejny rozdział poświęcony jest analizie typowego spektrum obserwowanego przez użyty detektor. Z tego względu rozdział 3 skoncentrowany jest na procesach nierezonansowych. W tym rozdziale omówiono promieniowanie charakterystyczne różnego pochodzenia, radiacyjną rekombinację i promieniowanie hamowania.

W pierwszej części rozdziału 4 przedstawiona została ewolucja czasowa stanów ładunkowych gazu roboczego (Ar) oraz propozycja jej analizy na podstawie kształtu linii K_α. Drugi podrozdział tego rozdziału poświęcony jest dogłębnej analizie linii radiacyjnej rekombinacji. RR pełni szczególnie ważną rolę w fizyce atomowej ciężkich jonów i jej badanie pozwala na uzyskanie nowych

informacji dotyczących oddziaływań materii w ekstremalnych polach elektromagnetycznych.

Rozdział 5 poświęcony jest dwuelektronowej rekombinacji (DR). Najważniejsze wyniki przedstawione są dla argonu. W tym przypadku, dzięki dobrej energetycznej zdolności rozdzielczej detektora promieniowania X, udało się rozseparować wkłady do widma K-LL DR dla jonów w różnych stanach ładunkowych. Zostały tu także przedstawione rekombinacje z udziałem wyższych powłok (L, M, N). Następnie omówione zostało widmo DR dla neonu. Tu, ze względu na niską energię promieniowania charakterystycznego K neonu, uzyskano stosunkowo niską statystykę pomiaru. Na końcu, pokazana jest bogata struktura widma DR dla gazów resztkowych pochodzących z lotnych związków powstałych podczas pracy katody. Tego typu pomiar stanowi czuły test czystości próżni.

W rozdziale 6 omówiony został proces wielo-powłokowej trójelektronowej rekombinacji (TR) w argonie. Według mojej wiedzy wyniki te stanowią pierwszą udaną próbę eksperymentalnej ewidencji tego procesu. Najważniejsze wnioski opierają się na analizie stosunku intensywności promieniowania K_α hipersatelitarnego (K_α^h) i K_α satelitarnego (K_α^s), jako funkcji energii elektronów w EBIT. Stosunek ten jest porównany z przewidywanym teoretycznie stosunkiem dla procesów stanowiących jedynie tło produkcji tych linii. Położenia otrzymanych wzmocnień produkcji linii K_α^h, w funkcji energii elektronów, odpowiadają obliczonym energiom rezonansowych procesów TR (KK-LLL, KK-LLM, KK-LMM oraz KK-MMN).

Ostatni rozdział zawiera podsumowanie rozprawy doktorskiej.

Rozdział 2

Metodyka prowadzonych badań

Ze względu na wydajność techniki produkcji wysoko naładowanych, ciężkich jonów, eksperymenty poświęcone procesom atomowym zachodzącym w tych jonach były wykonywane głównie przy użyciu zaawansowanych konstrukcyjnie akceleratorów [20, 48]. Obecnie coraz większą rolę w tych badaniach odgrywa technika wytwarzania HCI z wykorzystaniem urządzeń typu EBIT [8, 49].

Użycie wiązki elektronowej do jonizacji i pułapkowania[1] jonów ma już długą historię [25]. Pierwszy raz EBIS (ang. *Electron Beam Ion Source*) zastosowany był w roku 1965 w Dubnej (Rosja) przez Evgenija Donetsa i współpracowników [50]. Udało się wówczas uzyskać w pełni zjonizowane jony azotu oraz jony Ag^{19+}. Kolejne poprawki i rozwój aparatury obejmowały wykorzystanie magnesów nadprzewodzących oraz specjalnych elektrod (ang. *drift tubes*). Nowy EBIS wymagał jednak chłodzenia kriogenicznego. Powstały w ten sposób KRYON-II zapisał się w historii, gdyż przy jego pomocy udało się wyprodukować w pełni zjonizowane jony Ne, Ar, Kr oraz Xe [51]. Od tego momentu aparatury typu EBIS zaczęły być używane jako jedno z podstawowych źródeł jonów dla eksperymentów akceleratorowych. Bardzo ważną postacią dla rozwoju aparatury EBIT jest naukowiec polskiego pochodzenia Christoph Litwin [52]. C. Litwin w [53] zauważył, że używanie aparatury z długim obszarem interakcji wiązki elektronowej z gazem roboczym powoduje niestabilność uzyskanej plazmy jonowej, co skutkuje nadmiernym podgrzewaniem jonów. Sugerował on zbudowanie aparatury o krótszym obszarze interakcji. W konsekwencji, Morton Levrine oraz Ross Marrs z Lawrence Livermore National Institude (LLNI) zbudowali pierwszy EBIT w 1988 roku [54]. Ponadto, dzięki użyciu nadprzewodzących cewek Helmholtza uzyskano także dużo większe gęstości elektronów w wiązce elektronowej. Wtedy też, po raz pierwszy w aparaturze

[1] Neologizm, pułapkowanie ozn. uwięzienie w pułapce

tego typu zostało umieszczone okno w obszarze interakcji, co umożliwiło obserwację spektroskopową. Kolejny ważny sukces odniósł Super EBIT (LLNI), w którym dzięki uzyskaniu prądu elektronów na poziomie 200 mA oraz energii elektronów rzędu 200 keV udało się wyprodukować w pełni zjonizowany uran [55]. Aparatura typu EBIT zyskała popularność i jest aktualnie używana przez fizyków na całym świecie. Prace z jej wykorzystaniem prowadzone są między innymi w Wielkiej Brytanii (Oxford), Stanach Zjednoczonych (NIST Laboratories), Niemczech (Berlin, Hamburg, Hildelberg), Japonii, Kanadzie, Polsce (Kraków, Kielce). Najczęściej jest ona wykorzystywana jako szybkie i kompaktowe źródło jonów do eksperymentów akceleratorowych, jednakże spektroskopowa obserwacja procesów atomowych zachodzących wewnątrz EBIT jest także powszechnie stosowaną metodą badawczą [1, 24, 9, 19].

2.1 Aparatura UJ-EBIT

Rysunek 2.1: Zdjęcie aparatury EBIT znajdującej się w Laboratorium Ciężkich Jonów IF UJ

W Laboratorium Ciężkich Jonów IF UJ badania są prowadzone przy użyciu pułapki jonów- EBIT (Rys. 2.1). Jest to standardowa pułapka produkowana przez DREEBIT Co. Mimo małych rozmiarów i pracy w temperaturze pokojowej pozwala ona na produkcję i pułapkowanie ciężkich wysoko zjonizowanych atomów (do Ir^{66+} [5]). Schemat aparatury przedstawiony jest na Rys. 2.2 [6]. Wiązka elektronowa emitowana jest przez wysoko prądową katodę i prowadzona przez trzy elektrody (ang. *drift tubes*). Elektrody te formują pole elektryczne, które generuje studnię potencjału pułapkującego dodatnio naładowane jony. Pierwsza elektroda jest anodą- różnica potencjału między katodą

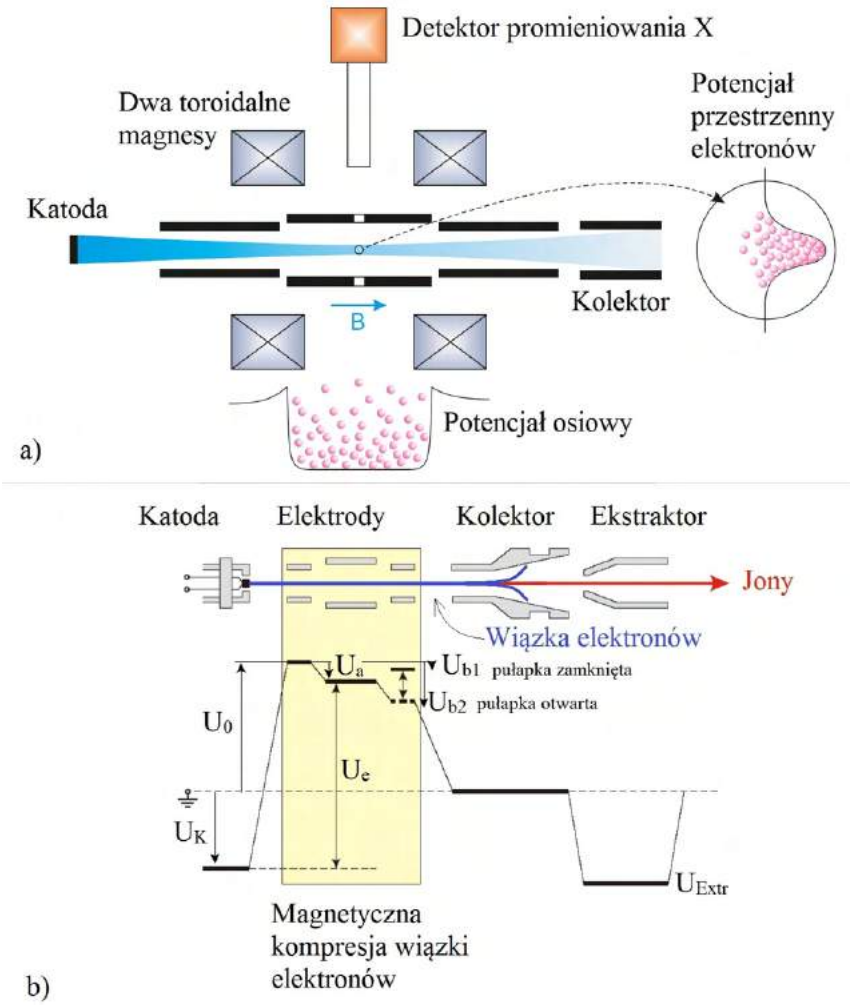
a tą anodą powoduje przyspieszanie wiązki elektronów. Wiązka kończy swój bieg w chłodzonym wodą kolektorze. Dwa permanentne magnesy (SmCo) generują osiowo symetryczne pole magnetyczne, które powoduje poprzeczną kompresję wiązki elektronowej. Wiązka osiąga szerokość ok. 50 μm oraz wysoką gęstość elektronów, co umożliwia wydajną jonizację atomów gazu wypełniającego pułapkę. Dodatkowo, strumień elektronów tworzy ich rezerwuar dla dalszych procesów atomowych. Gęstość elektronów w wiązce nie jest jednorodna i charakteryzuje ją rozkład Gaussa. Z tego powodu występuje tam gradient potencjału, który skutkuje pułapkowaniem dodatnio-naładowanych jonów w kierunkach poprzecznych (jony są wciągane w kierunku centrum wiązki elektronowej). Potencjał pułapkujący jony w kierunku podłużnym wynika z ustawienia napięć na elektrodach (U_0, U_a, U_{b1} oraz U_{b2}). Pułapka jonów ma długość 20 mm (Rys. 2.2 a), a o jej głębokości stanowi potencjał ustawiony na trzeciej elektrodzie. Parametr określający potencjał bariery oznaczony jako U_B wyrażony jest przez:

$$U_B = U_a - U_{b1} \tag{2.1}$$

Wypuszczenie jonów z pułapki odbywa się poprzez krótkotrwałe obniżenie potencjału na trzeciej elektrodzie (z U_{b1} na U_{b2}, Rys. 2.2 b). Energia elektronów zdeterminowana jest przede wszystkim przez potencjał przyspieszający elektrony (U_e, Rys. 2.2 b), definiowany przez potencjał na katodzie (U_K, Rys. 2.2 b) oraz środkowej elektrodzie ($U_0 - U_a$, Rys. 2.2 b)

$$U_e = U_K + U_0 - U_a. \tag{2.2}$$

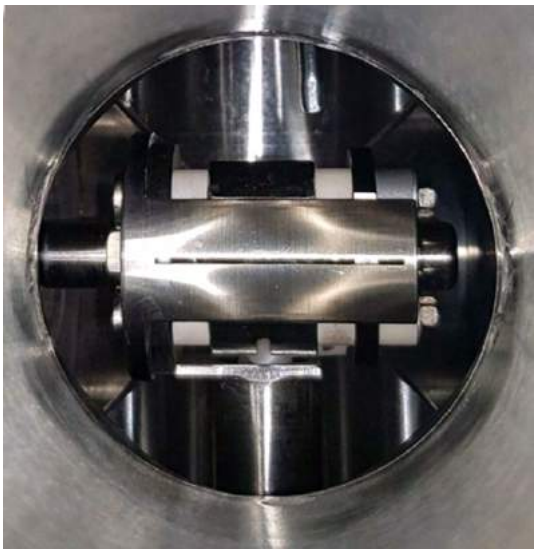
Obserwacja procesów atomowych odbywa się poprzez rejestrację promieniowania rentgenowskiego. W odległości ok. 30 mm od środka pułapki, oddzielony przez dwa okna berylowe o łącznej grubości 25 um, znajduje się detektor XFlash 5030 (Bruker Co.[56]). W aparaturze utrzymywane są warunki wysokiej próżni na poziomie 10^{-10} mbar. Pomiary prowadzone przy pomocy tej aparatury wykorzystywały argon lub neon jako gazowe tarcze atomowe. Poziom próżni z wpuszczonym gazem roboczym wynosił ok. $2 \cdot 10^{-9}$ mbar. Dodatkowe możliwości badawcze omówionej aparatury otwierają się dzięki zamontowanemu na drodze ekstrakcji jonów filtrowi Wiena. Umożliwia on selekcję wybranego stanu ładunkowego jonów z mieszaniny jonów opuszczających pułapkę. Możliwości te nie były wykorzystywane w niniejszej pracy.



Rysunek 2.2: Schemat aparatury EBIT: a) - zasada działania EBIT, b) - schemat potencjałów elektrycznych. Potencjał katody jest ujemny mierzony od 0, potencjał przypieszający U_0 jest dodatni mierzony od 0, potencjał środkowej katody U_a jest ujemny mierzony od U_0, potencjały U_{b1} oraz U_{b2} są ujemne mierzone od U_0, U_{b2} musi mieć większą wartość niż U_{b1} [6].

2.2 Detektor

Bruker XFlash[56] to detektor promieniowania rentgenowskiego typu SDD (ang. *silicon drift detector*). Detektor zbudowany jest z 0.45 mm grubości kryształu Si o bardzo wysokiej czystości, na którym znajduje się układ elektrod dryfowych i aktywnych komponentów na chipie detektora. Dzięki temu możliwe jest wzmocnienie sygnału do poziomu, który można zmierzyć nawet w temperaturze pokojowej [56].



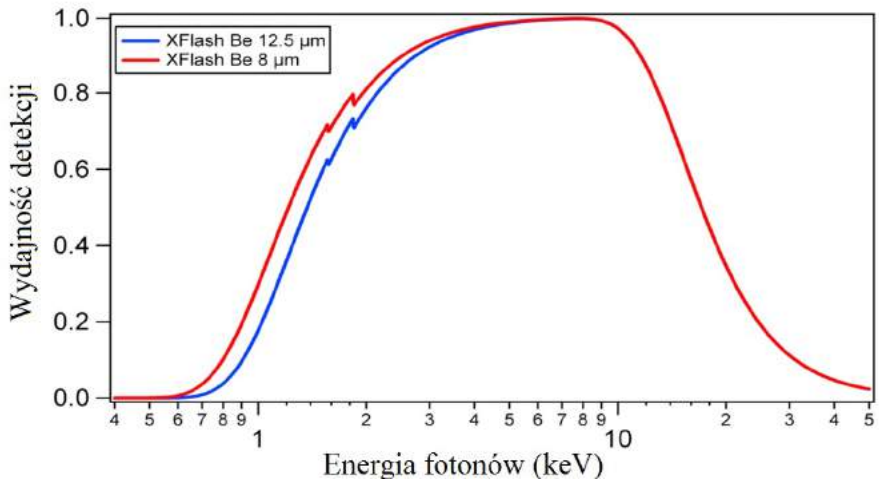
Rysunek 2.3: Zdjęcie wnętrza EBIT, widoczna jest pułapka jonów o długości 20 mm

Wnętrze pułapki zabezpieczone jest przed wpływem warunków zewnętrznych oknem berylowym o grubości 12.5 μm i średnicy 8.2 mm. Okno to znajduje się w odległości 33.5 mm od centrum pułapki. Większość radiacyjnych procesów atomowych charakteryzuje się izotropowością rozchodzącego się promieniowania. Jednakże w przypadku badanych rzadkich procesów, ta izotropowość nie jest zachowana. Weźmy, jako przykład, rezonansowy proces dwuelektronowej rekombinacji. Jak wykazano w [57] ustawienie detektora pod kątem 90° od osi wiązki elektronów sprzyja wydajnej rejestracji promieniowania powstającego w procesie DR.

Na Rys. 2.3 zaprezentowane jest zdjęcie pułapki wykonane przez otwór, w którym podczas pracy znajduje się okno berylowe. W odległości ok. 0.7 mm od tego okna znajduje się kolejne okno, które zabezpiecza wnętrze detektora promieniowania X. Na podstawie schematu budowy aparatury obliczono, że detektor rejestruje promieniowanie w zakresie 2% pełnego kąta bryłowego.

Detektor posiada zdolność rozdzielczą 128 eV (FWHM) dla promieniowania o energii 5.4 keV. Dla promieniowania o niższej energii zdolność rozdzielcza (FWHM) jest mniejsza.

Ostatecznie, detektor oddzielony jest od wnętrza pułapki dwoma oknami berylowymi. Efektywna grubość okien berylowych wynosi 25 μm, co powoduje silną absorpcję promieniowania o niskiej energii (Rys. 2.4). W związku z tym podczas analizy wyników eksperymentalnych przeprowadzano korektę na absorpcję promieniowania w oknach berylowych. Było to szczególnie ważne dla niskoenergetycznego promieniowania, dla którego korekta ta przesuwała położenie linii nawet o kilka eV w stronę niższych energii. Dane dotyczące



Rysunek 2.4: Wydajność detektora [58]

absorpcji w berylu pochodzą z [59].

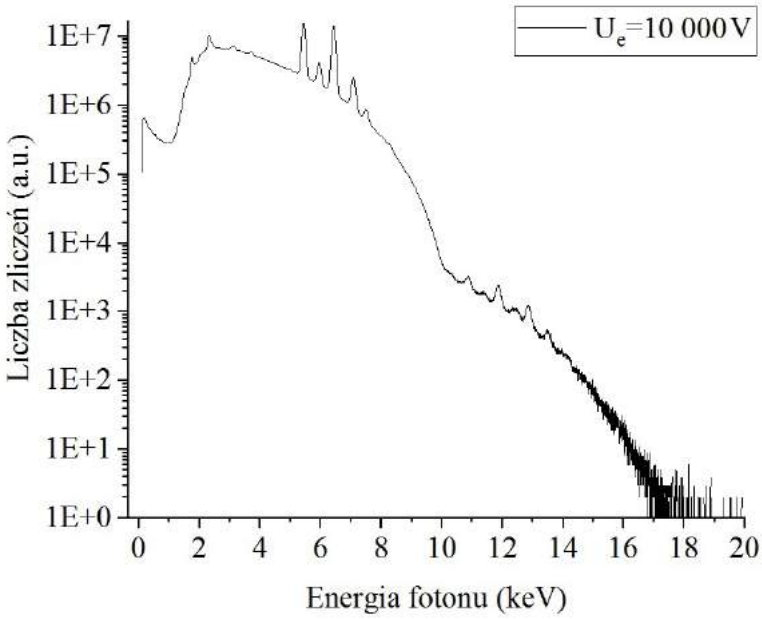
Część pomiarów koncentrowała się na dokładnej analizie widma w obszarze ok. 10 keV. Badania te miały na celu obserwację ewolucji czasowej radiacyjnej rekombinacji i podczas nich zastosowany był dodatkowy absorber z folii aluminiowej. Absorber ten silnie absorbował promieniowanie niskoenergetyczne. Dzięki temu nie powodowało ono obciążenia detektora promieniowania X. Dla tych pomiarów dodatkowo przeprowadzano korektę na absorpcję w aluminium (dane z [59]).

Jak widać na Rys. 2.4, wydajność detektora spada także dla promieniowania wysokoenergetycznego (powyżej ∼12 keV). Jest to związane z grubością aktywnego kryształu Si zastosowanego w detektorze. Wysokoenergetyczny foton ma wystarczająco dużą energię, aby przejść przez kryształ i częściowo lub wcale nie deponując swojej energii. Podczas badań przedstawionych w niniejszej pracy koncentrowano się na analizie promieniowania w obszarze 3-12 keV, gdzie wspomniany efekt nie jest istotny.

2.2.1 Efekt pile-up

Badanie rzadkich procesów atomowych, zachodzących wewnątrz pułapki wymaga poznania efektów aparaturowych. Pominięcie ich może mieć, w tym przypadku, istotny wpływ na otrzymane dane eksperymentalne i mogłoby doprowadzić do nieprawidłowych wniosków.

Jednym z takich efektów jest spiętrzenie się dwóch sygnałów następujących w krótkim odstępie czasowym. Wtedy to detektor rozpoznaje dwa fotony jako



Rysunek 2.5: Widmo rentgenowskie zarejestrowane podczas 156.5 godzinnego pomiaru przy użyciu wiązki elektronów $U_e = 10000$ V

pojedynczy foton o wyższej energii - jest to tak zwany efekt pile-up. Efekt ten silnie zależy od częstotliwości odczytu sygnałów. Na Rys. 2.5 zaprezentowane jest widmo z wyraźnie widocznym efektem pile-up. Dla użytej aparatury, i w typowych warunkach eksperymentalnych, pile-up był na poziomie 10^{-5}. Warto zwrócić uwagę, że na Rys. 2.5 widoczne jest także ciągłe widmo pile-up wywołane promieniowaniem hamowania. Pomiar zaprezentowany na Rys. 2.5 wykonany był przy wysokiej energii elektronów ok. 10 keV oraz stosunkowo wysokim prądzie elektronów ok. 14 mA. Takie parametry pracy aparatury spowodowały wysoką częstość rejestrowanych impulsów sprzyjającą efektowi pile-up. Badania rzadkich procesów atomowych przedstawione w niniejszej pracy realizowano przy parametrach pracy, dla których efekt pile-up nie odgrywał znaczącej roli.

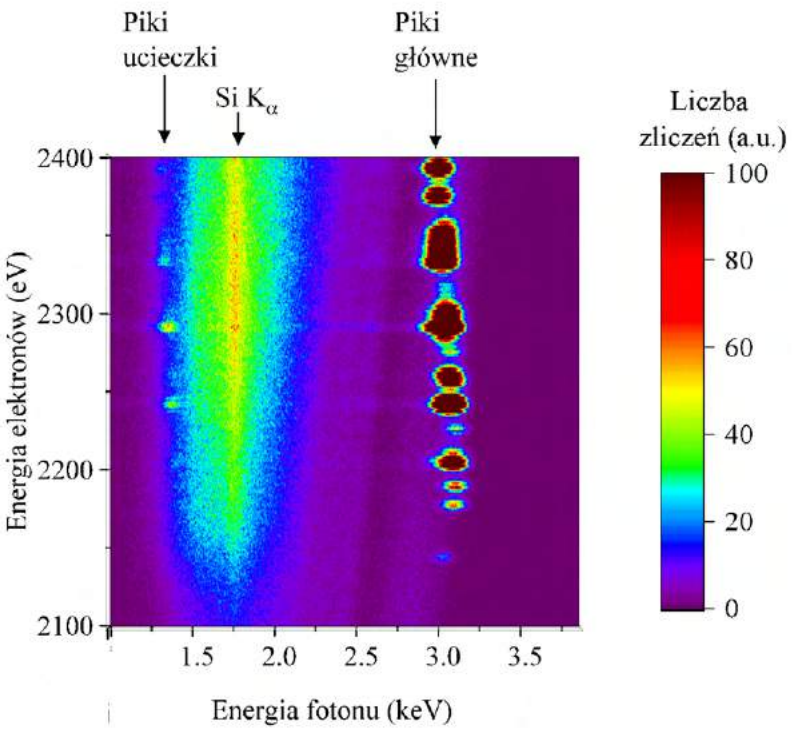
2.2.2 Promieniowanie charakterystyczne krzemu oraz promieniowanie ucieczki

Detektor półprzewodnikowy Bruker XFlash 5030 [56] wykorzystuje kryształ krzemu jako materiał światłoczuły. Z tego powodu w rejestrowanym widmie rentgenowskim obserwowane jest również promieniowanie charakterystyczne krzemu. Promieniowanie to (linia K_α) położone jest przy energii ok. 1.74 keV

(Tab. 2.1) i można posługiwać się nim w celu przeprowadzenia kalibracji detektora. System akwizycji danych z detektora posiada wbudowaną automatyczną kalibrację, jednak podczas licznych pomiarów przy użyciu różnych parametrów pracy aparatury zauważono, że linie charakterystyczne poszczególnych pierwiastków lekko się przesuwają. Dlatego podczas analizy wyników każdorazowo przeprowadzano poprawę kalibracji. Warto zwrócić uwagę, że promieniowanie charakterystyczne krzemu powstaje wewnątrz detektora, już za oknem berylowym. Z tego powodu, pomimo iż linia K_α Si leży w obszarze niskich energii, to nie przeprowadzano poprawki na absorpcję w berylu.

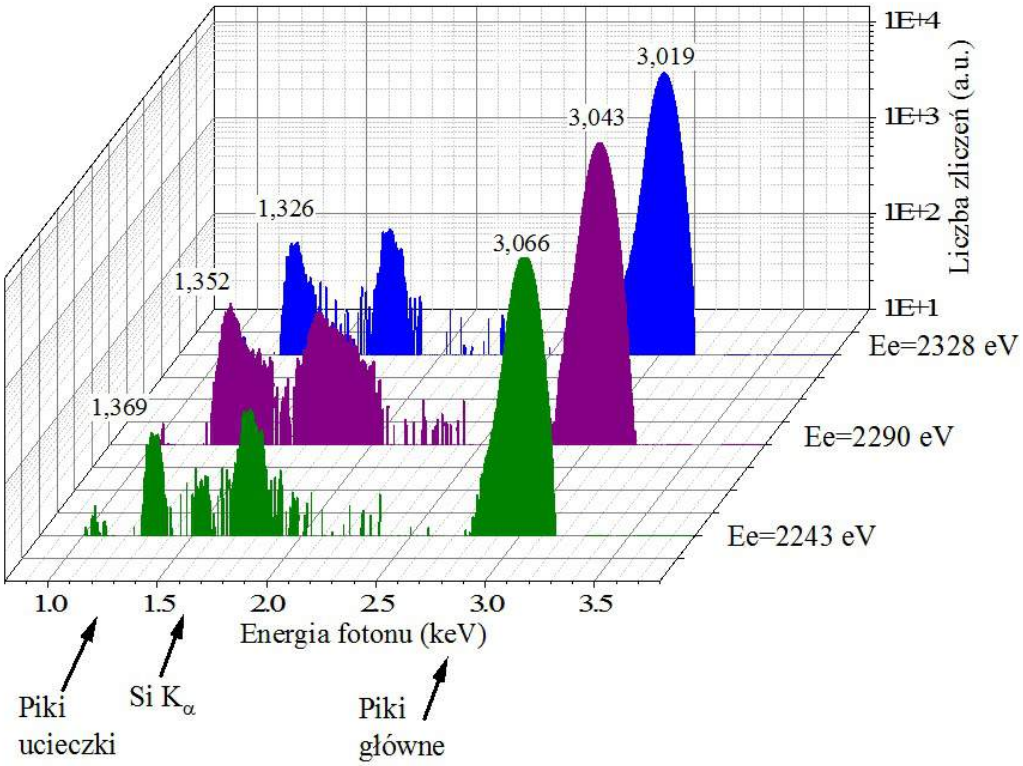
Promieniowanie	Energia teor. [eV]
Si $K_{\alpha 1}$	1739.394(34)
Si $K_{\alpha 2}$	1739.985(19)
Si K_α średnia	1739.9

Tabela 2.1: Promieniowanie charakterystyczne krzemu [60]



Rysunek 2.6: Widmo promieniowania DR z widocznymi pikami głównymi oraz pikami ucieczki, pozostałe elementy widma zostały omówione w dalszej części pracy

Kolejnym efektem aparaturowym, który obserwowany jest w użytym układzie eksperymentalnym jest promieniowanie ucieczki (ang. *escape peak*). Przykład widma z widocznym promieniowaniem ucieczki przedstawiony jest na Rys. 2.6. Rejestracja fotonów odbywa się poprzez ich oddziaływanie z kryształem światłoczułym. Podczas tego oddziaływania fotony deponują swoją energię w atomach krzemu, które reemitują tę energię głównie w postaci fotoelektronów. Widoczny jest wtedy pik główny (Rys. 2.7). Możliwe jest jednak, że wzbudzony atom krzemu emituje foton promieniowania fluorescencyjnego. Jeżeli ten foton opuści kryształ nie deponując swojej energii wewnątrz, zarejestrowany zostanie pik ucieczki, czyli sygnał o energii pierwotnego fotonu pomniejszonej o energię promieniowania charakterystycznego krzemu.



Rysunek 2.7: Analiza promieniowania ucieczki, widoczne są piki główne, piki ucieczki oraz promieniowanie K_α krzemu dla trzech wybranych energii elektronów.

Na Rys. 2.6 przedstawione są wyniki pomiaru, który koncentrował się na dwuelektronowej rekombinacji (DR) w argonie (rozdział 5 niniejszej pracy). Widoczne są analogiczne struktury w obszarze ok. 3 keV oraz 1.3 keV. Struktura promieniowania o energii ok. 3 keV jest charakterystyczna dla DR w ar-

gonie i są to przejścia K_α dla różnych stanów ładunkowych jonów argonu. Natomiast odbicie tej struktury obecne w obszarze o niższej energii odpowiada promieniowaniu ucieczki. Dla wybranych trzech energii elektronów przeprowadzono analizę struktury spektrum. W tym celu wykonano rzuty na oś energii fotonów dla wąskiego pasma wybranych energii elektronów, następnie odjęto ciągłe tło. Wyniki tej analizy wraz z wyznaczonymi położeniami maksimów znajdują się na Rys. 2.7. Analiza to pozwoliła na obliczenie energii fotonu K_α Si. Wartość tej energii zgadza się z wartością tablicową na poziomie niepewności około 2%.

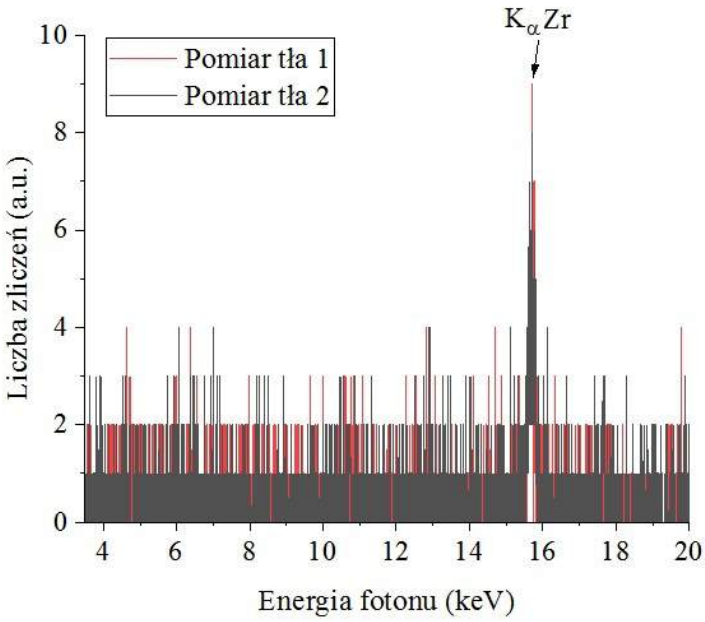
2.2.3 Wpływ getteru użytego w detektorze promieniowania X

Wewnątrz detektora zachowane są warunki próżni na poziomie 10^{-3} mbar. Dzięki temu na aktywnym krysztale nie znajdują się zanieczyszczenia, które mogłyby powodować zakłócenia pracy detektora. Jednakże lekkie atomy lub cząsteczki dostają się do wnętrza detektora i zanieczyszczają ją. Głównymi zanieczyszczeniami są tu wodór i tlen, które znajdują się w powietrzu atmosferycznym i mogą przenikać do wnętrza detektora. W celu utrzymania próżni, bez potrzeby stosowania dodatkowych pomp, wpuszczana jest niewielka ilość bardzo aktywnego chemicznie pierwiastka, który absorbuje gazy resztkowe. Pierwiastek ten zwany jest getterem. Używa się go w postaci cienkiej warstwy rozpylanej na wewnętrznej warstwie obudowy detektora. W przypadku Bruker XFlash 5030 tym pierwiastkiem jest cyrkon.

Promieniowanie	Energia teor. [eV]
Zr $K_{\alpha 1}$	15690.645(50)
Zr $K_{\alpha 2}$	15774.914(54)
Zr K_α średnia	15719.03

Tabela 2.2: Promieniowanie charakterystyczne cyrkonu [60]

Promieniowanie charakterystyczne cyrkonu (Tab. 2.2) było obserwowane podczas wszystkich długich pomiarów przedstawionych w niniejszej pracy. Promieniowanie to, podobnie jak promieniowanie charakterystyczne krzemu, wykorzystywane było do kalibracji detektora. W celu sprawdzenia, że źródło obserwowanego promieniowania znajduje się wewnątrz detektora, wykonano dwa ok. 200 godzinne pomiary tła. Widmo rejestrowane było przy wyłączonej wiązce elektronowej EBIT. Wyniki pomiaru zaprezentowane są na Rys. 2.8.



Rysunek 2.8: Widmo dwóch pomiarów tła, każdy trwał ok. 200 godzin

Widoczne maksimum odpowiada energii K_α Zr. Fluorescencja w getterze wywołana jest najprawdopodobniej przez naturalne promieniowanie tła, którego jednym ze składników jest promieniowanie kosmiczne.

2.3 Parametry pracy katody

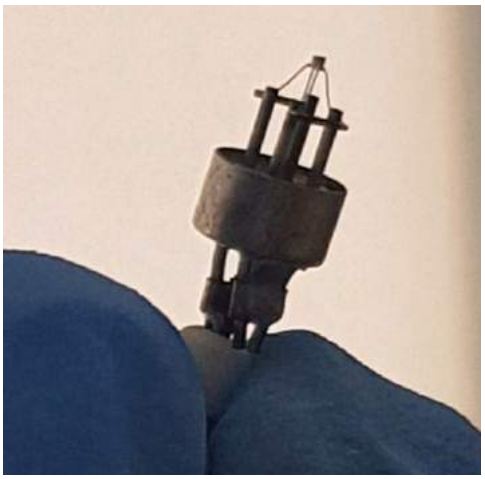
W niniejszym rozdziale zostanie dokładniej omówiona zasada działania aparatury UJ-EBIT [6], a także typowe parametry pracy.

2.3.1 Katoda

Główny element aparatury EBIT stanowi źródło elektronów. Wiązka elektronów powstaje w wyniku termoemisji z materiału katody podgrzewanej specjalnym elementem grzewczym. Zdjęcie katody przedstawione jest na Rys. 2.9. Kształt katody (wklęsły wycinek sfery) zapewnia dobrze ukierunkowaną emisję elektronów. Katoda ma średnicę 0.5 mm. Wykonana jest ona ze specjalnego materiału, stopu irydu, ceru i lantanu, który charakteryzuje się niską pracą wyjścia i wydajną emisją elektronów. Znajomość składu katody jest ważna, ponieważ pierwiastki te ulatniają się z jej powierzchni podczas pracy katody i stanowią ciężkie domieszki gazów resztkowych znajdujących się wewnątrz aparatury. Ponieważ badania opierają się na analizie widma rentgenowskiego,

obserwowane jest także promieniowanie pochodzące od tych pierwiastków. Zostało ono omówione w podrozdziale 3.1.3 oraz 5.3.

Katoda jest elementem, który ulega zużyciu w trakcie pracy. Przedstawione w niniejszej rozprawie wyniki pomiarów uzyskane były w przeciągu 5 lat trwania studiów doktoranckich. Z tego względu pomiary wykonane były przy użyciu dwóch katod.



Rysunek 2.9: Zdjęcie katody - metalowym elementem o średnicy 0.5 mm umieszczony na czterech filamentach

Jednym z najważniejszych parametrów pracy EBIT jest wartość I_e prądu elektronów opuszczających katodę. Wielkość ta ma bezpośredni wpływ na intensywność procesów atomowych zachodzących w pułapce. Można ją obliczyć na podstawie wyrażenia:

$$I_e = p \cdot U_e^{3/2}, \tag{2.3}$$

gdzie p jest parametrem charakterystycznym dla każdej katody (przewrotność, ang. *perveance*). Wynika z tego, że prąd elektronów zależy od napięcia U_K, U_0 oraz od prądu grzania katody. Współczynnik przewrotności zależy od potencjału przyspieszającego elektrony i zgodnie z polityką firmy nie jest on podawany przez producenta. Na podstawie przeprowadzonych pomiarów oszacowano, że w przypadku aparatury UJ-EBIT współczynnik ten wynosi ok. 1.4 micro-perv dla $U_e = 6000$ V.

Prąd elektronów jest parametrem monitorowanym i notowanym podczas każdego pomiaru. Pomiar odbywa się automatycznie. Podczas pomiarów zauważono, że prąd elektronów nie zależy tylko od potencjału przyspieszającego (wzór 2.2), ale także od potencjału ekstrakcji jonów. Informacja ta była istotna przy planowaniu serii eksperymentów z użyciem różnych parametrów pracy EBIT.

2.3.2 Wiązka elektronów

Wiązka elektronów pełni wiele bardzo ważnych funkcji w aparaturze EBIT. To ona w procesie jonizacji zderzeniowej wytwarza jony. Ponadto dzięki istnieniu gradientu gęstości elektronów w wiązce, pułapkuje ona jony w kierunkach poprzecznych. Co więcej, jest także źródłem elektronów, które generują obserwowane procesy atomowe. Dodatkowo zmiana jej gęstości bezpośrednio wpływa

na intensywność procesów zachodzących w pułapce. W wielu przypadkach zrozumienie tych zależności odgrywa ważną rolę przy doborze odpowiednich parametrów pracy UJ-EBIT.

Wiązka elektronów, przyspieszana i ogniskowana przez układ elektrod, jest dodatkowo ściskana w silnym polu magnetycznym o indukcji 0.25 T, wytwarzanym przez dwa toroidalne permanentne magnesy. Niewątpliwą zaletą zastosowanych magnesów jest brak potrzeby użycia systemu chłodzenia, jak w przypadku magnesów nadprzewodzących. Jednakże, indukcja pola magnetycznego w UJ-EBIT jest słabsza niż w systemach nadprzewodzących systemach, co wpływa na gęstość prądu elektronów. Poniżej zostanie oszacowana uzyskiwana gęstość elektronów. Dla porównania, wartość gęstości prądu elektronów w Super EBIT (wspomniana we wstępie do rozdziału 1) wynosi 5000 A/cm^2 [61].

Gęstość prądu elektronów (j) w obszarze pułapki można oszacować na podstawie wzoru [6]:

$$j = \frac{I_e}{\pi r_B^2}, \tag{2.4}$$

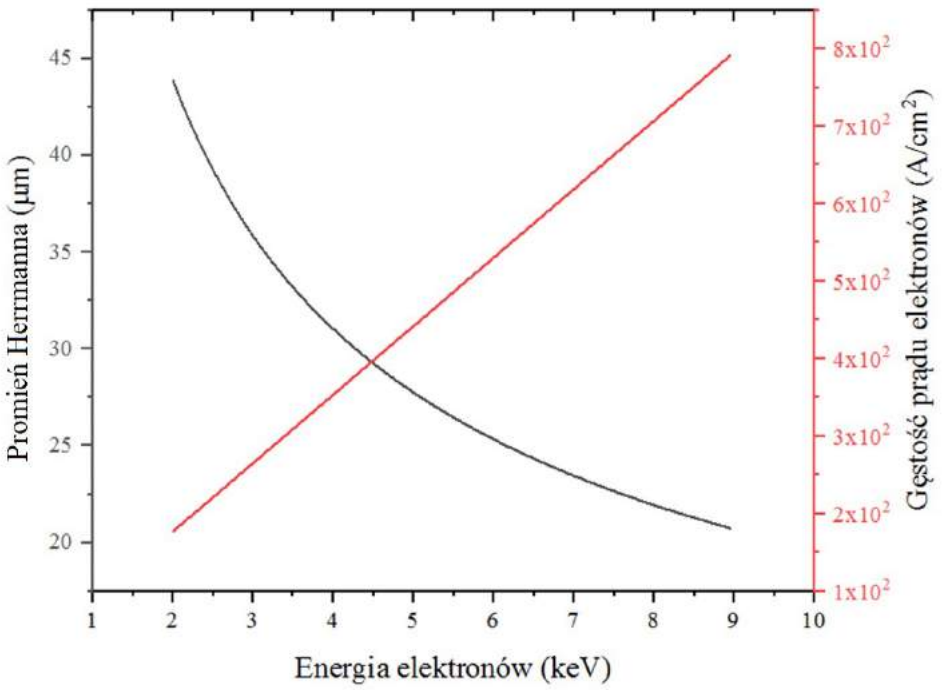
gdzie I_e to prąd elektronów, natomiast r_B to promień wiązki elektronów. Przyjmijmy, że elektrony w wiązce są jednorodnie rozmieszczone i propagują w jednorodnym polu magnetycznym B. Zakładamy więc ruchy warstwowe (ang. *laminar flow*), co oznacza, że elektrony przyspieszane są w tym samym kierunku. Przyjmijmy ponadto, że w obszarze katody pole magnetyczne jest równe zeru oraz pomijana jest energia termiczna elektronów katody. Wtedy promień wiązki elektronów w obszarze pułapki można oszacować na podstawie wzoru:

$$r_B[\mu\mathrm{m}] = \frac{150}{B[\mathrm{T}]}\sqrt{\frac{I_e[\mathrm{A}]}{E_e[\mathrm{keV}]}}, \tag{2.5}$$

gdzie B to wartość indukcji pola magnetycznego w pułapce, a E_e to energia elektronów. Jednakże prawdą jest, że ruch elektronów nie jest warstwowy, ponieważ rozgrzana katoda emituje elektrony, które posiadają niezerową temperaturę ruchu poprzecznego. Dlatego częściej stosowanym przybliżeniem promienia wiązki elektronów jest wyrażenie na promień Herrmanna (r_H)[62]. W tym podejściu zakłada się zmianę gęstości wiązki elektronów zgodną z rozkładem Gaussa, przy czym 80% elektronów wiązki zamkniętych jest w cylindrze o promieniu r_H:

$$r_H = r_B\sqrt{1/2 + 1/2\sqrt{1 + 4\left(\frac{8m_e k_B T_c r_c^2}{e^2 B^2 r_B^4} + \frac{B_c^2 r_c^4}{B^2 r_B^4}\right)}}, \tag{2.6}$$

gdzie m_e to masa elektronu, B_c wartość pola magnetycznego przy katodzie, r_c promień katody, k_B stała Boltzmanna, T_c temperatura grzania katody. Promień katody używanej w UJ-EBIT wynosi 0.5 mm, za temperaturę grzania katody przyjęto 1400 K [63]. Wartość pola magnetycznego w pułapce została przyjęta jako 250 mT [58], a wartość natężenia pola $B_c = 0$. Zależność promienia Herrmanna oraz gęstości elektronów od energii elektronów przedstawiono na Rys. 2.10. Oszacowana gęstość elektronów w prowadzonych eksperymentach wynosi 200-800 A/cm^2.



Rysunek 2.10: Obliczone wartości promienia Herrmanna i odpowiadającej u gęstości prądu elektronów przy założonym stałym prądzie elektronów 10 mA (wartość używana przy większości pomiarów)

Wiązka elektronów jest kształtowana przez specjalnie uformowaną elektrodę, na której osadzona jest katoda (Rys. 2.11). Zarówno kształt samej katody, jak i tej elektrody ma na celu jednorodną emisję elektronów w wybranym kierunku. Zalecane jest ustawienie potencjału, na wspomnianej elektrodzie, na poziomie ok. 2000 V, co pozwala na odpowiednie odpychanie elektronów oraz kształtowanie wiązki. Jak już zostało to przedstawione we wzorze 2.2, przybliżona wartość energii elektronów wyznaczona jest przez potencjał przyspieszający U_e (Rys. 2.2 b), gdzie $E_e \approx eU_e$.

Jednak, nie został tu jeszcze uwzględniony wpływ ładunków elektrycznych wewnątrz pułapki - elektronów wiązki, elektronów rozproszonych, a także dodatnich jonów. A więc, faktyczny potencjał przyspieszający elektrony nie zależy tylko od wartości potencjałów ustawionych na elektrodach na początku i końcu ich drogi przelotu. Należy dodać, że gęstość elektronów w wiązce posiada rozkład Gaussa. Rozkład ten pełni bardzo ważną rolę w EBIT- jest odpowiedzialny za wytworzenie studni potencjału pułapkującej jony w kierunkach poprzecznych pułapki dla dodatnio naładowanych jonów. Ta studnia potencjału, wygenerowana przez elektrony w wiązce, nazywana jest potencjałem przestrzennym ładunków elektrycznych (U_s, ang. *space charge potential*) i stanowi poprawkę we wzorze 2.2. Energia elektronów w wiązce wyraża się więc wzorem:

Rysunek 2.11: Zdjęcie katody wraz z otaczającą ją elektrodą

$$E_e = e(U_K + U_0 - U_a - U_s) \tag{2.7}$$

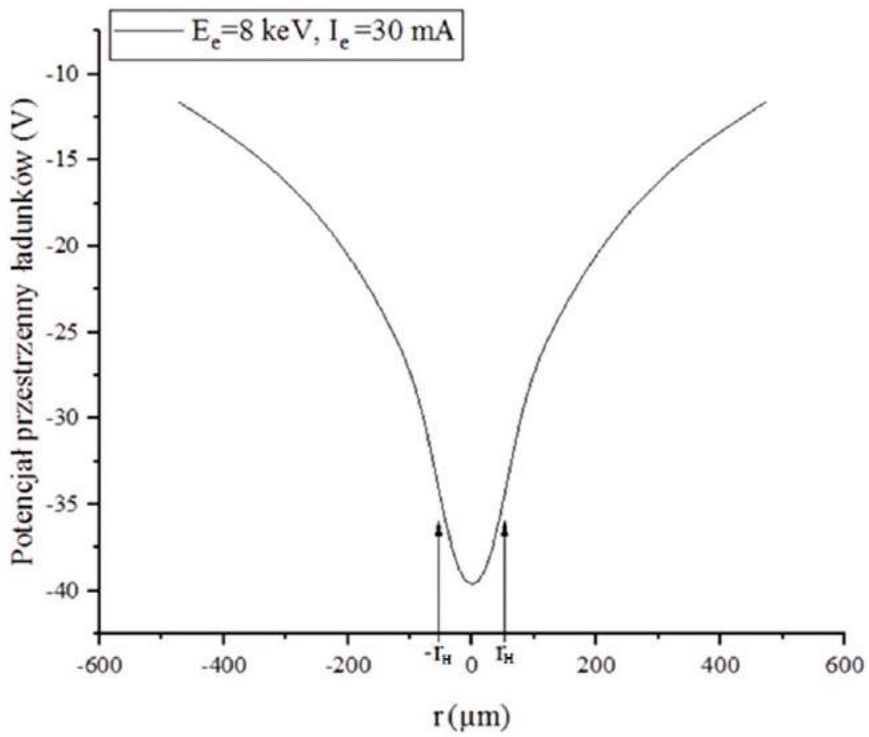
W celu obliczenia potencjał U_s przyjmijmy, że jest on wygenerowany przez elektrony rozłożone z jednorodną gęstością oraz radialnie symetrycznie wzdłuż promienia r wiązki elektronów. Zgodnie z teorią Gaussa potencjał ten można określić jako [6]:

$$U_s(r) = \begin{cases} \frac{U_E r^2}{r_H^2} & \text{for } r < r_H, \\ U_E\left(2\ln\frac{r}{r_H} + 1\right) & \text{for } r \geq r_H. \end{cases} \tag{2.8}$$

W przypadku EBIT, dla potencjału U_E można użyć przybliżenia [6]:

$$U_E[V] = \frac{30I[A]}{\sqrt{1 - \left(\frac{U_e[\text{keV}]}{511} + 1\right)^{-2}}} \tag{2.9}$$

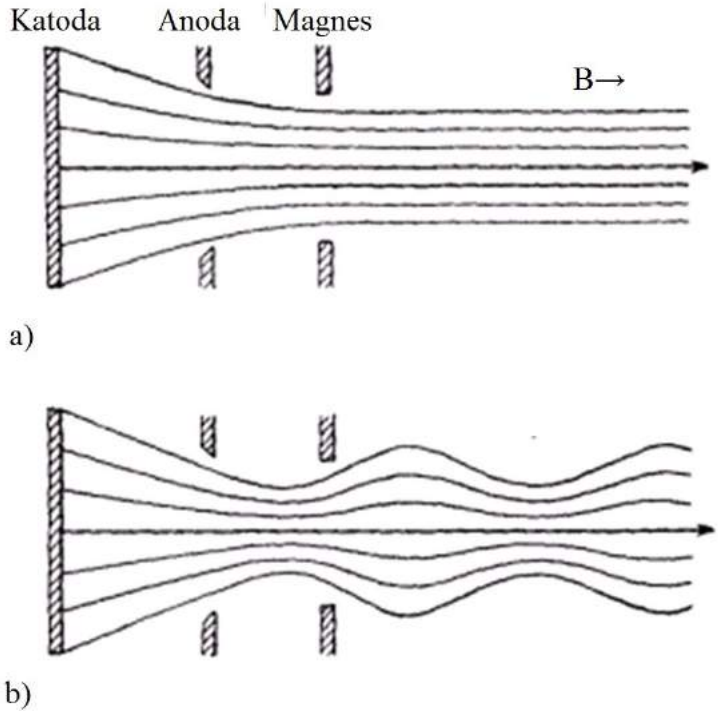
Na Rys. 2.12 przedstawiona została zależność zmiany wartości tego potencjału dla typowych parametrów pracy EBIT. Dla wiązki o promieniu ok. 50 μm potencjał przestrzenny wynosi ok. -40 eV. W ten sposób gradient potencjału „wciąga” dodatnio naładowane jony do centralnej części wiązki[6]. Warto podkreślić, że wyrażenie 2.8 nie uwzględnia wpływu samych jonów. Jest ono



Rysunek 2.12: Zależność potencjału przestrzennego elektronów w wiązce dla wybranej energii i prądu elektronów [6]. Wartość potencjału zaprezentowana w funkcji odległości od środka wiązki (r), przy czym r_H wskazuje na typową wartość promienia wiązki elektronów.

tylko przybliżeniem, natomiast w analizach przedstawionych w niniejszej pracy rzeczywistą energię (E_e) wiązki elektronów wyznaczano na podstawie analizy położenia linii radiacyjnej rekombinacji (Rozdział 3.2).

Warto także wspomnieć, że aparatury typu EBIT latami były udoskonalane i wyżej wymienione przybliżenia są coraz bliższe rzeczywistości. Jedną z deformacji wiązki, o której należy pamiętać, jest możliwość rotacji całej wiązki elektronów w polu magnetycznym z częstotliwością Larmora [62]. W większości przypadków, przy centralnym przebiegu wiązki elektronów, nie ma to wpływu na jej trajektorię (Rys. 2.13 a). Jednakże, jeżeli parametry nie są dobrze dobrane, elektrony ulegają radialnym oscylacjom (Rys. 2.13 b). Prowadzi to do zmian promienia wiązki oraz gęstości elektronów. Aparatura EBIT, wykorzystywana w tej pracy ma możliwość pośredniego kontrolowania kształtu wiązki. Część elektronów z różnych przyczyn opuszcza wiązkę. Środkowa elektroda pułapki mierzy tych prąd elektronów, które w nią uderzają. Jest to tak zwany prąd ciemny (I_0). Zgodnie z zaleceniami producenta EBIT [58], wartość



Rysunek 2.13: Schemat wiązki elektronowej w jednorodnym osiowo polu magnetycznym: a) - zachowanie wiązki dla idealnych parametrów, b) - perturbacyjne zachowanie wiązki przy braku idealnych parametrów [62].

I_0 nie powinna przekraczać 5% wartości prądu elektronów.

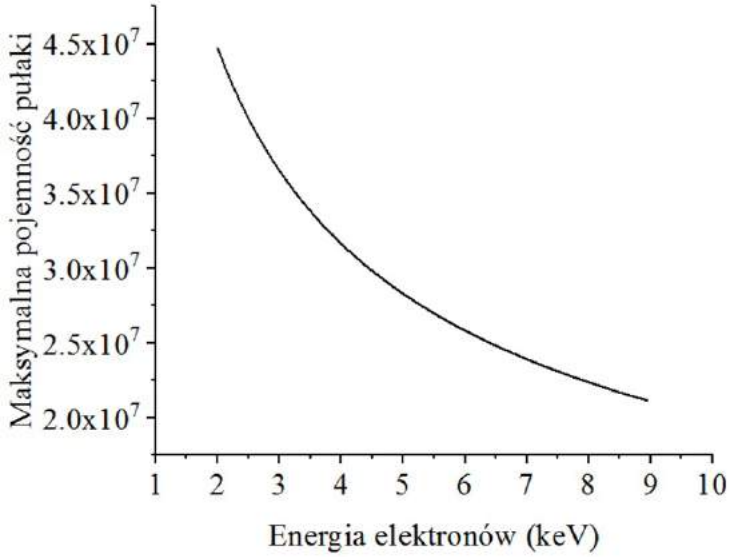
2.3.3 Pojemność pułapki

Maksymalna liczba jonów w pułapce EBIT jest przede wszystkim ograniczona przez zdolność pułapkowania wiązki elektronowej [6]. Można by przypuszczać, że zmieniając ilość wpuszczonego gazu i ustawienie głębokiej bariery potencjałów U_B można uzyskać więcej jonów. Okazuje się, że parametry te wpływają w niewielkim stopniu na pojemność pułapki. Jednakże, odgrywają kluczową rolę w dynamice plazmy i ewolucji rozkładu ładunkowego jonów (podrozdział 2.4).

Wprowadźmy oznaczenie C_{el} na elektryczną pojemność pułapki. Jeśli założymy, że wiązka elektronów ma rozkład homogeniczny i stały rozmiar to liczbę elektronów wewnątrz pułapki o długości L przy wartości prądu I_e możemy przybliżyć wyrażeniem:

$$C_{el} = 1.05 \cdot 10^{13} \frac{I_e[A]L[m]}{\sqrt{E_e[eV]}} \tag{2.10}$$

Z kolei, aby oszacować liczbę jonów w pułapce dla określonego stanu ładunkowego, wzór 2.10 należy uzupełnić o informację o rozkładzie ładunkowym jonów, a także o informację o tzw. współczynniku kompensacji ładunku jonu



Rysunek 2.14: Obliczone wartości C_{trap} w funkcji energii elektronów

przez wiązkę elektronową [6]. Ostatecznie, maksymalna liczba jonów (C_{trap}) w pułapce może być oszacowana, gdy przyjmiemy wszystkie jony w stanie $q = 1+$ i współczynnik kompensacji równy 1 [58]. Tak więc:

$$C_{trap}[e] = 1.05 \cdot 10^{13} \frac{I_e[A]L[m]}{\sqrt{E_e[eV]}} \tag{2.11}$$

Przykładowo, dla typowego w eksperymentach $I_e = 10$ mA, wartość maksymalnej liczby jonów w pułapce zależy od energii elektronów i zależność ta została przedstawiona na Rys. 2.14.

2.4 Proces tworzenia plazmy

Jak zostało to podkreślone w rozdziale 1 plazma jonowo-elektronowa, nazywana czwartym stanem materii, stanowi około 99% procent materii Wszechświata [28, 29]. Z tego powodu badanie dynamiki plazmy jest istotnym zagadnieniem niniejszej pracy. W tym podrozdziale przedstawione zostaną wyniki obliczeń wykonane przy użyciu Flexible Atomic Code (FAC) [7]. Dodatkowe informacje na temat FAC umieszczone są w Dodatku A.

Wyróżniano kilka procesów zachodzących w zderzeniach elektron-jon. Do najważniejszych należą: jonizacja, wzbudzenie oraz rekombinacja.

Ze względu na zmianę intensywności poszczególnych procesów wymienionych powyżej możemy wskazać kilka etapów pracy pułapki:

1. Tworzenie się plazmy- przeważają procesy jonizacji

2. Stan równowagi

3. „Gotowanie się plazmy”

Niniejsza praca ma na celu opis rzadkich procesów atomowych w plazmie jonowo-elektronowej będącej symulacją obiektów astrofizycznych. Z tego względu głównym obszarem badania jest stan równowagi plazmy. Dodatkowo opisana została ewolucja czasowa stanów ładunkowych podczas tworzenia się plazmy. „Gotowanie się plazmy” następuje, gdy czas pułapkowania jest długi oraz, gdy energia elektronów osiąga znaczne wartości. Ten etap nie zostanie omówiony, jednakże warto przypomnieć, że stanowił on poważny problem dla twórców aparatury EBIT (wstęp do rozdziału 1).

Podstawowym procesem, kluczowym dla tworzenia się plazmy w pułapce typu EBIT, jest jonizacja. W przypadku EBIT jest to sukcesywna jonizacja elektronami (ang. *collisional ionization*, CI), schematycznie można ją określić:

$$A^{q+} + e^- \rightarrow A^{(q+1)+} + 2e^- \tag{2.12}$$

Kolejnym bardzo ważnym procesem w dynamice plazmy jest radiacyjna rekombinacja (RR) (omówiona szczegółowo w rozdziale 3.2):

$$A^{q+} + e^- \rightarrow A^{(q-1)+} + \hbar\omega \tag{2.13}$$

Następnym procesem odgrywającym szczególną rolę jest wymiana ładunku (ang. *charge exchange*, CX):

$$A^{q+} + A^{p+} \rightarrow A^{i+} + A^{(q+p-i)+} \tag{2.14}$$

Należy zwrócić uwagę, że w plazmie w dużej ilości znajdują się domieszki neutralnych atomów (gaz roboczy, gazy resztkowe). To właśnie oddziaływanie CX z neutralnymi atomami gazu roboczego ma decydujące znaczenie dla dynamiki plazmy. Wynika to z prostego faktu, iż gaz roboczy ma dużo większą gęstość niż gazy resztkowe i jony wewnątrz pułapki znacznie częściej oddziałują z tymi atomami.

Dodatkowy proces, który podobnie jak jonizacja prowadzi do tworzenia jonów, to proces ekscytacji i następującej po niej autojonizacji (ang. *excitation and subsequent autoionization*, EA):

$$A^{q+} + e^-(p_0) \rightarrow A^{q+*} + e^-(p_1) \rightarrow A^{(q+1)+} + e^-(p_1) + e^-(p_2), \tag{2.15}$$

gdzie p_0, p_1 i p_2 określają pędy różnych elektronów.

Wewnątrz pułapki zachodzą równocześnie wszystkie wyżej wymienione procesy. Konkurują one ze sobą, tworząc lub częściowo neutralizując jony. Na jony, w określonym stanie ładunkowym, procesy te mogą wpływać zarówno konstruktywnie jak i destruktywnie, zwiększając lub redukując stan ładunkowy. Przedstawione rozumowanie umożliwia określenie równania opisującego stan równowagi jonów o określonym stanie ładunkowym q [64]:

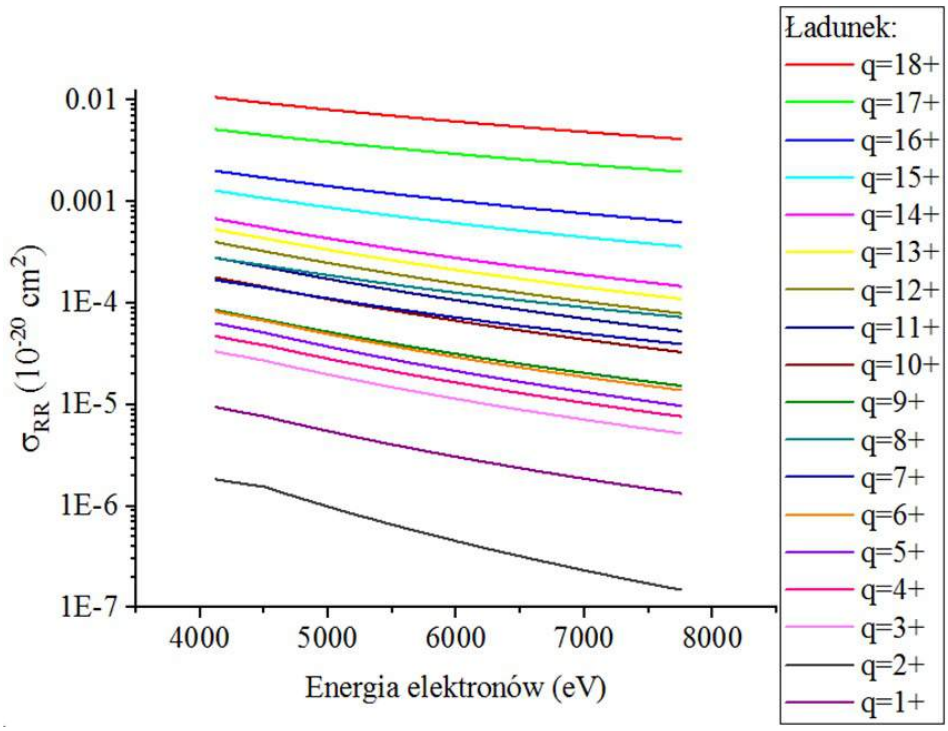
$$\begin{aligned}\frac{dN_q}{dt} =& \rho_e v_e \left[N_{q-1}\left(\sigma_{\mathrm{CI}}^{q-1} + \sigma_{\mathrm{EA}}^{q-1}\right) + N_{q+1}\sigma_{\mathrm{RR}}^{q+1}\right. \\ & \left. -N_q\left(\sigma_{\mathrm{CI}}^{q} + \sigma_{\mathrm{EA}}^{q}\right) - N_q\sigma_{\mathrm{RR}}^{q}\right] \\ & - N_0 N_q \sigma_{\mathrm{CX}}^{q}\overline{v}_q + N_0 N_{q+1}\sigma_{\mathrm{CX}}^{q+1}\overline{v}_{q+1},\end{aligned} \tag{2.16}$$

gdzie $N_q(t)$ definiuje populację jonów w stanie ładunkowym q, σ_*^q oznacza przekrój czynny na dany proces $*$ ($*$ =CI, EA, RR or CX) dla danego stanu ładunkowego q, ρ_e oraz v_e to odpowiednio gęstość i prędkość elektronów, natomiast $\overline{v}_q$ i $\overline{v}_{q+1}$ to średnia prędkość jonów w stanie ładunkowym q i $q+1$.

Rozkład stanów ładunkowych jonów zależy od intensywności wymienionych wyżej procesów, a więc od ich przekrojów czynnych. Wynika z tego, że dynamika rozkładu stanów ładunkowych jest uwarunkowana także przez energię elektronów, od której zależy większość zachodzących tam procesów. Rozkład ten ewoluuje w czasie. Oznacza to, że jest powiązany z czasem pułapkowania jonów. Rozkład ten można symulować, rozwiązując układ sprzężonych równań różniczkowych (wzór 2.16) dla wszystkich stanów ładunkowych oraz atomów neutralnych.

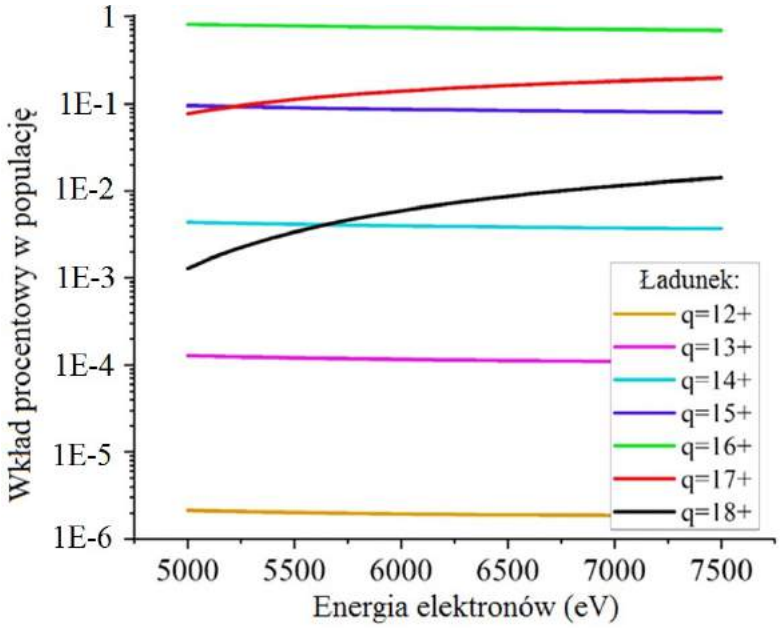
W celu przeprowadzenia takiej symulacji należy wyznaczyć przekroje czynne na wszystkie procesy zachodzące w pułapce. Można je obliczyć przy pomocy programu FAC. Na Rys. 2.15 przedstawiono zależności przekroju czynnego na radiacyjną rekombinację w funkcji energii elektronów dla różnych stanów ładunkowych argonu. Przedstawione obliczenia uwzględniały tylko stan podstawowy jonu, jako stan przed zajściem RR i uwzględniały rekombinację do wszystkich konfiguracji elektronowych stanu końcowego (np. dla $q = 17+$ RR do wszystkich konfiguracji dla wychwytu do powłok K, L i M). Na Rys. 2.15 zaprezentowana jest suma przekrojów czynnych wszystkich możliwych stanów końcowych.

Wyniki symulacji rozkładu ładunkowego (wzór 2.16) dla czasu jonizacji w zakresie 100-250 ms oraz ciśnienia gazu na poziomie $2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar przedstawiony jest na Rys. 2.16. Wybrane okno czasu jonizacji odznacza się już stabilnym rozkładem ładunkowym, co zostanie zaprezentowane w rozdziale 3.



Rysunek 2.15: Wyniki obliczeń przekroju czynnego na radiacyjna rekombinację, suma przekrojów czynnych dla przejść do wszystkich konfiguracji elektronowych stanu końcowego.

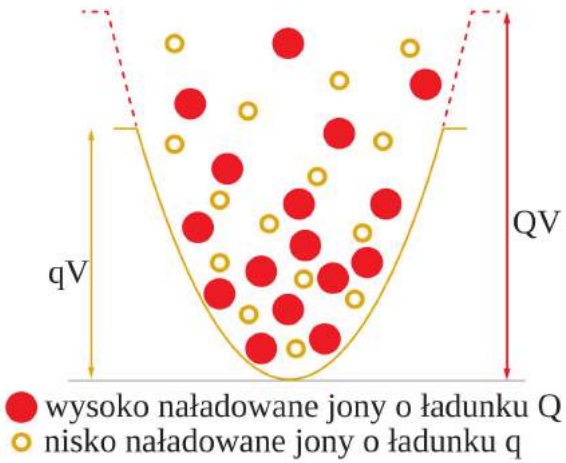
Analizując wyniki symulacji można określić, że przy tych parametrach pacy EBIT, jony Ar^{15+}, Ar^{16+} i Ar^{17+} przeważają w mieszaninie stanów ładunkowych jonów w pułapce EBIT. Ponadto obserwowany jest wzrost udziału Ar^{17+} i Ar^{18+} w mieszaninie jonów przy wzroście energii elektronów. Wyniki symulacji uwzględniały wpływ ciśnienia gazu na intensywność procesu wymiany ładunku. W następnym rozdziale, na podstawie wyników eksperymentalnych ustalono, że jest to znaczne uproszczenie, gdyż ciśnienie gazu wpływa do pewnego stopnia na rozkład ładunkowy jonów.



Rysunek 2.16: Symulacja rozkładu ładunkowego w funkcji energii elektronów dla czasu jonizacji 100-250 ms, $I_e = 10$ mA, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar

2.4.1 Proces chłodzenia przez odparowanie

Aparatura EBIT pracuje w warunkach ultra-wysokiej próżni. Poziom tła to 10^{-10} mbar. Gaz roboczy wpuszczany jest do aparatury przy pomocy śruby mikrometrycznej, dzięki której możemy precyzyjnie ustawić ciśnienie gazu w pułapce podczas eksperymentów. Ciśnienie to ma duży wpływ na dynamikę plazmy w EBIT. Intuicja podpowiada, że wzrost ilości wpuszczanego gazu roboczego spowoduje wzrost gęstości jonów, a równocześnie wzrost intensywności oddziaływania z wiązką elektronów. Jak zostało pokazane w podrozdziale 2.3.3, pojemność pułapki jest ograniczona przede wszystkim przez zdolność pułapkowania wiązki elektronowej (wzór 2.11). Mimo tego, ciśnienie gazu ma wpływ na koncentrację wysokich stanów ładunkowych w mieszaninie jonów. Odpowiada za to proces chłodzenia przez odparowanie (ang. *evaporative cooling*) [6, 65].



Rysunek 2.17: Głębokości studni potencjału dla HCI i LCI w procesie chłodzenia przez odparowanie

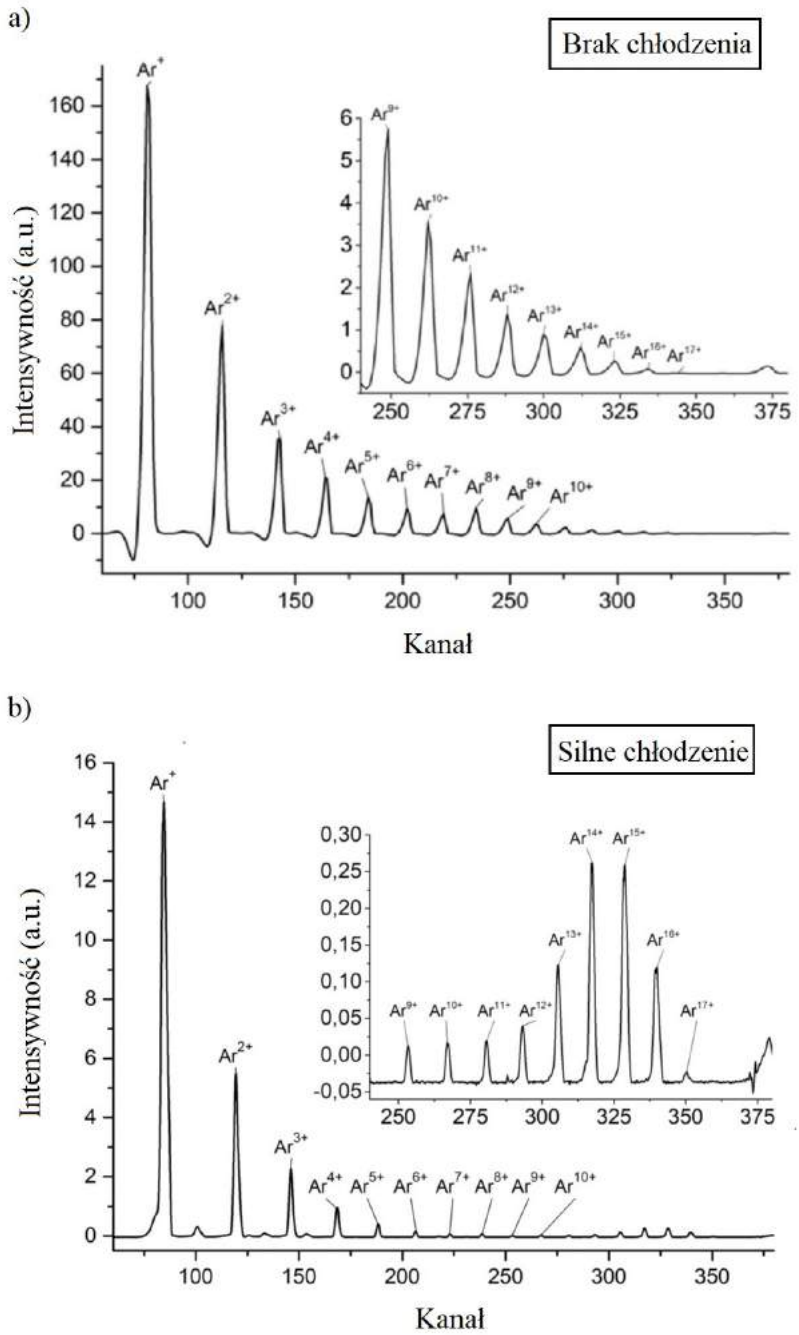
Schemat procesu chłodzenia przez odparowanie przedstawiony jest na Rys. 2.17. Rozważamy dwa rodzaje jonów- wysoko naładowane (HCI, ang. *highly charged ions*, o ładunku Q- Rys. 2.17) i nisko naładowane (LCI, ang. *low charged ions*, o ładunku q- Rys. 2.17). Wysokość bariery pułapkującej jony jest proporcjonalna do ich ładunku (Rys. 2.17). Dodatkowo załóżmy, że jony mają tę samą temperaturę T_i. Wtedy, o wielkości udziału danego stanu ładunkowego w plazmie jonowo-elektronowej decydować będzie wyłącznie efektywna bariera pułapkująca (qV lub QV). Bariera ta jest wyższa dla HCI i niższa dla LCI (Rys. 2.17). Precyzyjniej, możemy rozważyć wielkość tzw. współczynnika straty (R_{loss}), który przedstawiono przy pomocy rozkładu Boltzmanna [66]:

$$R_{loss}(q) = \tau_{comp}^{-1} \exp(-qeVk_B^{-1}T_i^{-1}), \tag{2.17}$$

gdzie τ_{comp} to tzw. średni czas kompensacji, T_i to temperatura jonów.

Ze wzoru 2.17 wynika, że HCI mają niższy współczynnik straty, więc po pewnym czasie będą miały większą koncentrację niż LCI. Zauważmy, że wartość R_{loss} maleje także, gdy T_i maleje. Z tego powodu chłodzenie jonów, w szczególności HCI, jest efektem pożądanym. Przy stosunkowo niskim ciśnieniu gazu roboczego uzyskiwany jest efekt chłodzenia gazami resztkowymi. Główne domieszki znajdujące się wewnątrz pułapki to wodór i azot. Są to lekkie pierwiastki stanowiące składniki powietrza atmosferycznego. Ze względu na niską liczbę atomową łatwo jonizowane do najwyższych stanów ładunkowych, przy czym pozostają wystarczająco „chłodne" (o małej energii kinetycznej), aby poprzez oddziaływanie kulombowskie chłodzić cięższe jony gazu roboczego. Zauważmy, iż oddziaływanie kulombowskie z chłodnymi gazami resztkowymi mocniej wpływa na HCI niż LCI. Dodatkowo poprzez ustawienie płytkiej pułapki (niski potencjał bariery U_B, wzór 2.1) możemy przyspieszyć proces uciekania LCI z pułapki (Rys. 2.17). Opisany tu proces nazywany jest chłodzeniem przez odparowanie, ponieważ chłodne HCI pozostają w pułapce, a LCI są cieplejsze i łatwiej odparowują z pułapki.

Na Rys. 2.18, przedstawiono efekt zmiany rozkładu stanów ładunkowych jonów w efekcie działania chłodzenia poprzez odparowanie. Niniejszy pomiar został wykonany przy użyciu filtra Wiena ustawionego za linią ekstrakcji jonów z pułapki UJ-EBIT. Efektywność produkcji wysoko naładowanych jonów, zaobserwowana na Rys. 2.18 b, można określić poprzez analizę stosunku intensywności Ar^{16+} i Ar^{1+}. Dzięki technice chłodzenia poprzez odparowanie uzyskano 100 krotny wzrost udziału Ar^{16+} w mieszaninie jonów w stosunku do udziału jonów Ar^{1+} [67].



Rysunek 2.18: Wpływu procesu chłodzenia przez odparowanie na spektrum stanów ładunkowych jonów argonu,
a) brak chłodzenia - ciśnienie gazu $5 \cdot 10^{-9}$ mbar, potencjał bariery 100 V,
b) silne chłodzenie - ciśnienie gazu $7.6 \cdot 10^{-10}$ mbar, potencjał bariery 40 V.

2.5 System akwizycji danych

Akwizycja danych odbywa się przy pomocy oprogramowania dostarczonego przez producenta EBIT (DREEBIT GmbH [58]). Pomiary wykonywane były przy pomocy jednego z trzech systemów pracy akwizycji danych:

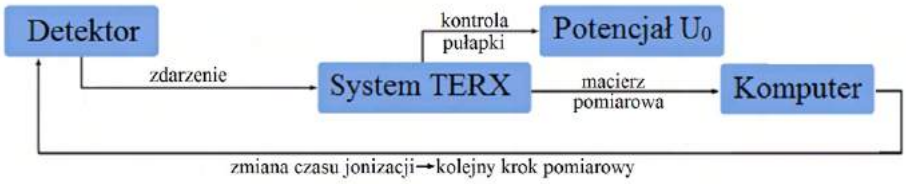
1. Ciągły zapis energii fotonów
2. Zapis energii fotonów w funkcji czasu jonizacji
3. Zapis energii fotonów w funkcji energii elektronów

Pierwszy z wyżej wymienionych służy do ciągłej rejestracji widma promieniowania rentgenowskiego. W efekcie otrzymywane jest pełne widmo rejestrowane dla wybranego okna czasu jonizacji od 0 do ustalonej wartości końcowej. Widmo tak zarejestrowanych danych zaprezentowane jest na Rys. 2.5.

Rejestracja energii fotonów w funkcji czasu jonizacji lub w funkcji energii elektronów możliwa jest dzięki tzw. systemowi TERX (ang. *Time and Energy Resolved X-ray Measurement*). System ten komunikuje się zarówno z detektorem, jak i układem sterującym aparaturą EBIT. System TERX sortuje i zapisuje dane z detektora w macierzy pomiarowej. Macierz ta ograniczona jest przez rozmiar 1000 x 1000 kanałów.

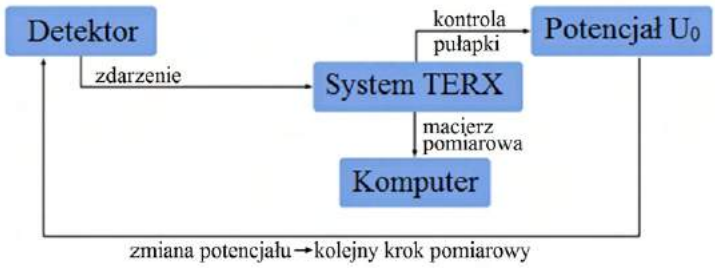
W przypadku pomiaru w funkcji czasu jonizacji minimalny krok zapisu danych wynosi 1 ms. Wtedy, dla ustalonego okna czasu jonizacji (np. 20-500 ms) system TERX zapisuje dane z detektora w następujący sposób (Rys. 2.19): dane zebrane w przedziale czasu 20-21 ms system wpisuje do pierwszego kanału czasu jonizacji, następnie dane zebrane dla czasu jonizacji 21-22 ms wpisuje do drugiego kanału itd., aż do osiągnięcia ostatniego kanału rejestrującego fotony w czasie 499-500 ms. Po przejściu cyklu jonizacji, uruchamiany jest kolejny cykl, a nowe dane dodawane są do wartości już zapisanych w macierzy pomiarowej. Cykl ten jest powtarzany dla całego czasu pomiaru. Analiza widma rentgenowskiego zebranego w tym trybie pracy TERX umożliwia badanie czasowej ewolucji tego widma. W ten sposób analizę widma można ograniczyć do wybranego okna czasu jonizacji, w którym warunki plazmy jonowo-elektronowej są stabilne, co było szczególnie ważne podczas badania procesu TR (rozdział 6).

W przypadku pomiaru ze skanowaną energią elektronów system TERX kontroluje wartości potencjału na elektrodach pułapki (potencjał U_0 oraz wartość $U_0 - U_a$, Rys. 2.2 b). W celu wytłumaczenia zasady działania systemu TERX przy skanowanej energii elektronów rozważmy schemat na Rys. 2.20.



Rysunek 2.19: Schemat przedstawiający zasadę działania systemu TERX pracującego w trybie skanowanego czasu jonizacji

Dane z detektora dla pełnego cyklu czasu jonizacji (np. 0-500 ms) system TERX wpisuje do macierzy pomiarowej, następnie zmienia ustawienie potencjału U_0 i zapisuje dane dla kolejnego kanału. W następnych cyklach skanowania energii elektronów dane zostają dodane do wartości wcześniej tam wpisanych. Minimalna wartość zmiany ΔE_e energii elektronów wynosi 1 eV. Na Rys. 2.6 przedstawiony jest przykład tak zarejestrowanego widma. Tak zebrane widma umożliwiają analizę procesów rezonansowych, w szczególności procesu DR (rozdział 5).



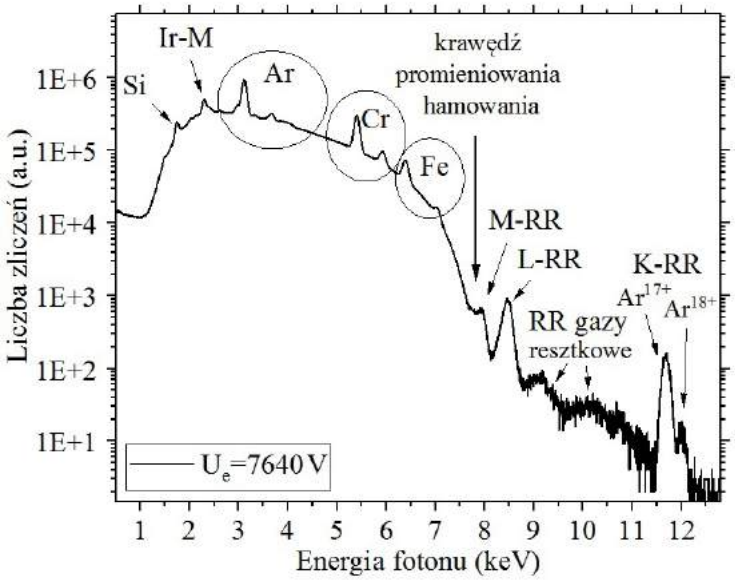
Rysunek 2.20: Schemat przedstawiający zasadę działania systemu TERX pracującego w trybie skanowanej energii elektronów

Co ważne, informacje o promieniowaniu rentgenowskim zapisywane przez system TERX są określone w wybranym przedziale energii fotonów, dlatego rozdzielczość zarejestrowanego widma może się różnić dla różnych pomiarów. Dla każdego z pomiarów przedstawionych w niniejszej pracy wykonywano kalibrację widma 3D w oparciu o widmo zarejestrowane w ciągłym systemie pracy detektora (pierwszy z wyżej wymienionych systemów pracy akwizycji danych) oraz w oparciu o położenie znanych linii promieniowania charakterystycznego (np. krzemu).

Rozdział 3

Nierezonansowe procesy atomowe

Celem niniejszego rozdziału jest omówienie typowego widma promieniowania rentgenowskiego uzyskanego przy pomocy aparatury UJ-EBIT. W tytule rozdziału zostało podkreślone, że głównym zagadnieniem są procesy nierezonansowe. Oznacza to, że intensywność tych procesów zależy od energii elektronów, ale zachodzą one praktycznie dla wszystkich energii elektronów.



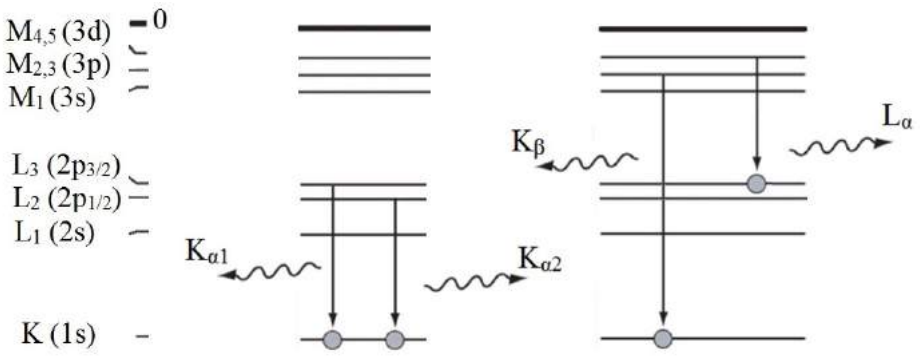
Rysunek 3.1: Przykładowe widmo promieniowania rentgenowskiego zarejestrowane przy pomocy UJ-EBIT dla $U_e = 7640$ V.

Na Rys. 3.1 przedstawione zostało przykładowe widmo promieniowania rentgenowskiego. W kolejnych podrozdziałach zostały omówione poszczególne jego elementy. Warto już na wstępie zwrócić uwagę, że o możliwości produkcji

oraz obserwacji wysoko naładowanych jonów świadczy obserwacja widma RR dla jonów Ar^{18+}.

3.1 Promieniowanie charakterystyczne

Promieniowanie charakterystyczne jest szczególnie ważnym elementem widma, gdyż analiza promieniowania charakterystycznego atomów tarczy stanowi najważniejsze źródło informacji na temat rzadkich procesów atomowych w plazmie. Temat ten został szerzej omówiony w dalszej części pracy (rozdziały 4 i 5). Ponadto promieniowanie charakterystyczne innych pierwiastków niż gaz roboczy umożliwia m.in. kalibrację widma. Co więcej, promieniowanie charakterystyczne gazów resztkowych może stanowić bardzo czuły test jakości próżni (rozdział 5.3). Dlatego w niniejszym rozdziale omówione zostało promieniowanie charakterystyczne dla trzech źródeł pochodzenia. Wyróżnione zostały: składniki stali budującej aparaturę, atomy tarczy oraz gazy resztkowe.



Rysunek 3.2: Wybrane przykłady promieniowania charakterystycznego

Na Rys. 3.2 przedstawione zostały wybrane przykłady promieniowania charakterystycznego. Należy podkreślić, że w przypadku atomów neutralnych na podpowłoce $2p_{3/2}$ znajduje się dwa razy więcej elektronów niż na podpowłoce $2p_{1/2}$. W związku z tym dla atomów neutralnych obserwowany eksperymentalnie stosunek intensywności promieniowania $K_{\alpha 1}$ do $K_{\alpha 2}$ wynosi 2:1. Od tej zasady zdarzają się wyjątki, jednakże podczas kalibracji widm przyjęto tę zasadę dla obliczenia energii linii K pierwiastków m.in. krzemu i cyrkonu.

3.1.1 Promieniowanie charakterystyczne pochodzące ze składników stali

Omówiona w rozdziale 2 zasada działania aparatury EBIT przedstawiała także pewne jej niedoskonałości. Jedną z nich jest kształtowanie wiązki elektronowej, która w przybliżeniu uważana jest za gęstą, wąską i jednorodną. Nawet jeżeli zachowane są idealne warunki produkcji i kształtowania wiązki (podrozdział 2.3.2) i wiązka jest w przybliżeniu jednorodna to elektrony wiązki ulegają rozpraszaniu. Rozpraszanie to wynika przede wszystkim z rozpraszania Rutherforda na jonach gazu roboczego i domieszek, a także z procesu promieniowania hamowania. Rozproszone elektrony uderzają w metalowe elementy aparatury. Metal ten to specjalna stal nierdzewna, stop przede wszystkim żelaza (Fe), chromu (Cr), niklu (Ni). Elektrony oddziałując z tymi atomami mogą je jonizować. Jeżeli elektrony posiadają odpowiednio wysoką energię mogą prowadzić do jonizacji wewnętrznych powłok, co powoduje emisję promieniowania charakterystycznego (Tab. 3.1). Promieniowanie to jest następnie obserwowane w widmie promieniowania rentgenowskiego.

Linia	Energia teor. [eV]	Linia	Śr. energia [eV]
Cr $K_{\alpha 1}$ Cr $K_{\alpha 2}$	5 405.5384(71) 5 413.88(42)	Cr K_{α}	5 408.4
Cr $K_{\beta 1}$ Cr $K_{\beta 1}$	5 940.74(92) 5 947.10(100)	Cr K_{β}	5 942.8
Fe $K_{\alpha 1}$ Fe $K_{\alpha 2}$	6 391.0264(99) 6 503.13(43)	Fe K_{α}	6 395.1
Fe $K_{\beta 1}$ Fe $K_{\beta 2}$	7 053.23(100) 7 059.9(11)	Fe K_{β}	7 055.5
Ni $K_{\alpha 1}$ Ni $K_{\alpha 2}$	7 461.0343(45) 7 477.72(44)	Ni K_{α}	7 466.6
Ni $K_{\beta 1}$ Ni $K_{\beta 2}$	8 262.4(11) 8 267.6(11)	Ni K_{β}	8 264.1

Tabela 3.1: Wartości energii promieniowania charakterystycznego dla pierwiastków budujących stal, wartości tablicowe [60] oraz średnie wartości obliczone na podstawie średniej ważonej.

Warto zwrócić uwagę na fakt, że atomy budujące aparaturę stanowią bardzo gęstą tarczę. Z tego względu, mimo iż w wyniku rozpraszania stosunkowo mało elektronów uderza w ścianki aparatury to intensywność linii charakte-

rystycznych pierwiastków stali jest porównywalna z intensywnością linii charakterystycznej gazu roboczego (Rys. 3.1). Gaz roboczy oddziałuje z gęstą wiązką elektronową, jednak koncentracja jego atomów jest znacznie niższa.

3.1.2 Promieniowanie charakterystyczne atomów tarczy

Poprzez efektywne pułapkowanie i jonizację uzyskuje się wysoko zjonizowane jony gazu roboczego (Ar, Ne). Jony, które znajdują się w stanie wzbudzonym emitują promieniowanie charakterystyczne. Jednym z procesów prowadzącym do stanu wzbudzonego jest CI powłoki K (wzór 2.12). Drugim równie istotnym jest proces wzbudzenia zderzeniowego (ang. *collisional excitation*, CE) i następującej po nim radiacyjnej relaksacji:

$$A^{q+} + e^-(p_0) \rightarrow A^{q+*} + e^-(p_1) \rightarrow A^{q+} + \hbar\omega + e^-(p_1), \tag{3.1}$$

gdzie p_0 i p_1 to pęd elektronu przed i po oddziaływaniu.

Proces ten nie powoduje zmiany stanu ładunkowego jonu, nie bierze więc udziału w tworzeniu się plazmy (wzór 2.16). Jednakże wpływa na strukturę widma rentgenowskiego, gdyż stanowi źródło promieniowania charakterystycznego gazu roboczego.

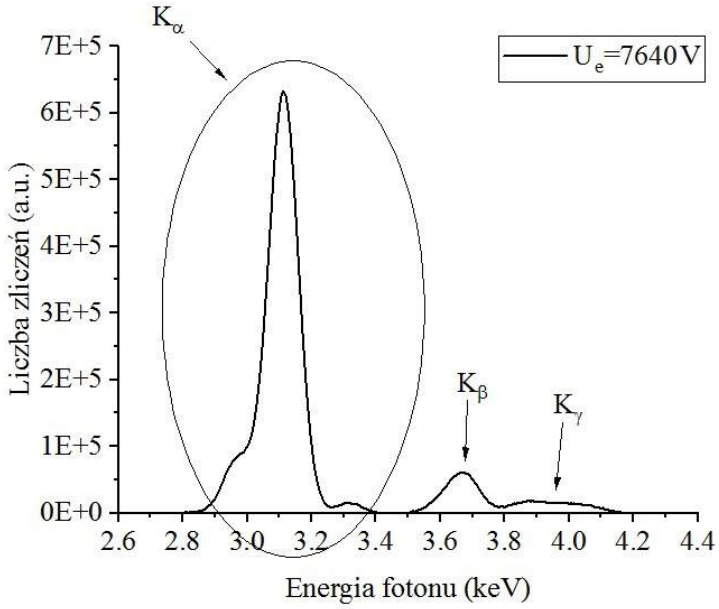
Niniejsza praca koncentruje się na badaniach procesów atomowych przy użyciu argonu jako gazu roboczego. W tym rozdziale omówione zostało szczegółowo promieniowanie charakterystyczne argonu. W tabeli 3.2 zestawiono wartości tablicowe promieniowania charakterystycznego dla neutralnego argonu.

Promieniowanie	Energia teor. [eV]
Ar $K_{\alpha 1}$	2957.682(16)
Ar $K_{\alpha 2}$	2955.566(16)
Ar K_{β}	3190.49(24)

Tabela 3.2: Promieniowanie charakterystyczne argonu [60]

Na Rys. 3.3 przedstawiony jest przykładowe widmo charakterystyczne K argonu. Widoczna struktura linii K_α nie jest związana z promieniowaniem $K_{\alpha 1}$ i $K_{\alpha 2}$ tylko z przesunięciem energetycznym dla różnych stanów ładunkowych. Zauważmy, że linia K_α przedstawiona na Rys. 3.3 posiada potrójną strukturę i jest zdefiniowana przez energię wyższą niż wartości w tabeli 3.2.

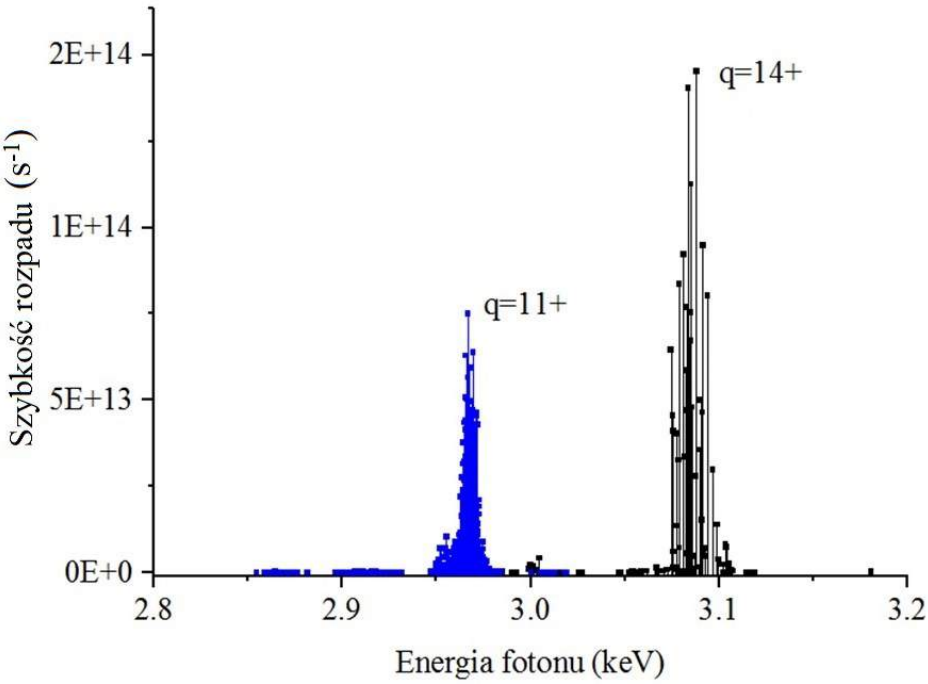
Przesunięcie położenia linii w kierunku wyższej energii spowodowane jest zależnością energii K_α od stanu ładunkowego aktywnego jonu. W neutralnym



Rysunek 3.3: Przykład widma promieniowania charakterystycznego K argonu tarczy bombardowanej elektronami o energii zdefiniowanej przez potencjał $U_e = 7640$ V.

atomie elektrony zgromadzone na powłokach powodują ekranowanie ładunku jądra, przez co elektrony na powłoce K są wiązane słabiej niż w HCI. Przy pomocy programu FAC zdefiniowano stany wzbudzone, dla których w powłoce K występuje jedna wakancja. Następnie obliczono energię promieniowania charakterystycznego argonu przy relaksacji do stanów końcowych o różnej konfiguracji elektronowej (uwzględniono także stany wzbudzone). Obliczono wszystkie możliwe kombinacje przejść wraz z obliczonymi szybkościami rozpadu (ang. *decay rate*). Przykładowy wynik obliczeń przedstawiony jest na Rys. 3.4. Dla uzyskanych wyników obliczono średnią ważoną z wagą równą wartościom szybkości rozpadu. Następnie dopasowano funkcję bigaussian. Funkcja ta to dwie funkcje określone przez rozkład Gaussa i sklejone w położeniu maksimum. Dla prawego i lewego ramienia funkcji zdefiniowane są różne szerokości. Trzykrotność tej szerokości została użyta jako niepewności położenia maksimum.

Na Rys. 3.5 przedstawiono obliczenia wykonane dla jonów argonu (od $q = 6+$ do $q = 17+$). Obliczenia dla stanów ładunkowych niższych niż 6+ nie zostały przeprowadzone ze względu na liczbę możliwych konfiguracji elektronowych (dla 6+ uzyskano ponad 8 000 konfiguracji, co daje ponad 125 000 możliwych przejść). Warto jednak zauważyć, że położenie tej linii w neutralnym argonie wynosi około 2956.98 eV (średnia ważona $K_{\alpha 1}$ i $K_{\alpha 2}$ Tab. 3.2).

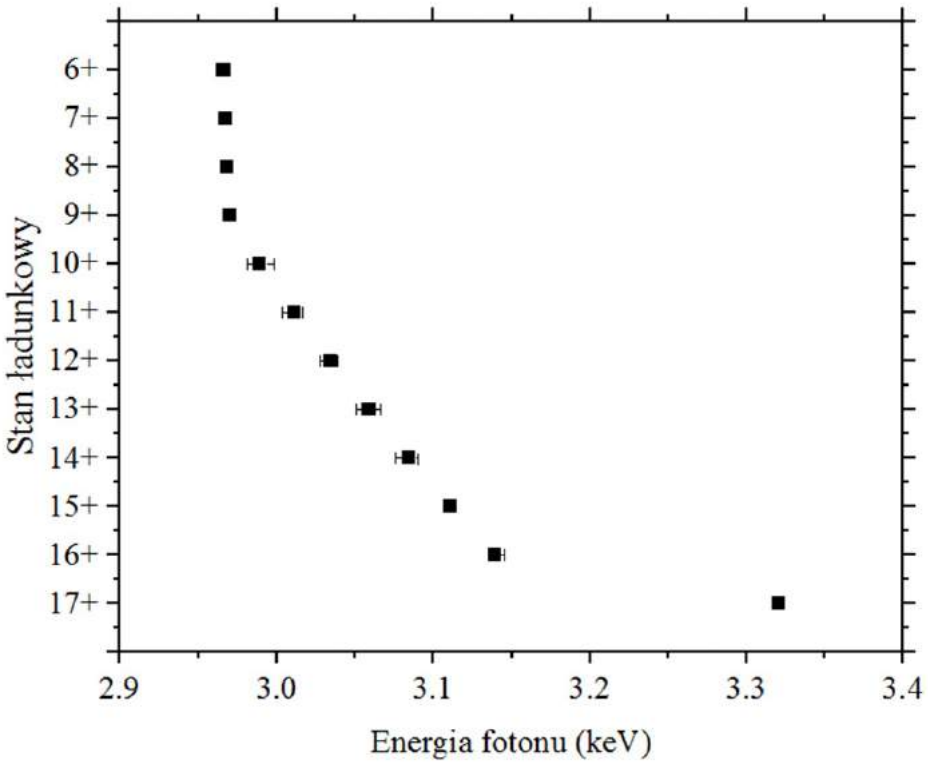


Rysunek 3.4: Wyniki obliczeń FAC szybkości rozpadu (ang. *decay rates*) dla linii K_α dla stanów wzbudzonych Ar^{11+} i Ar^{14+}

Tak więc średnie położenie linii K_α dla ładunków $q < 10+$ jest zawsze w przedziale o szerokości ok. 13 eV. Tak mała zmiana energii dla tych stanów ładunkowych, wynika z faktu, że dodatkowe elektrony obsadzają powłokę M. Ich wpływ na energię wiązania powłoki K jest stosunkowo niewielki.

Należy zwrócić uwagę, że w przypadku przejścia w wodoro-podobnym jonie (Ar^{17+}) promieniowanie K_α ma znacząco wyższą energię (Rys. 3.5). Jest to związane z faktem, że pojedynczy elektronu znajdujący się na powłoce K istotnie wpływa na energię wiązania tej powłoki. Przejście elektronu do całkowicie zjonizowanej powłoki K (z dwoma wakancjami) nazywane jest przejściem hipersatelitarnym (ozn. K_α^h). W odróżnieniu do niego, w przypadku gdy na powłoce K znajdował się wcześniej jeden elektron, przejście nazywane jest satelitarnym (ozn. K_α^s).

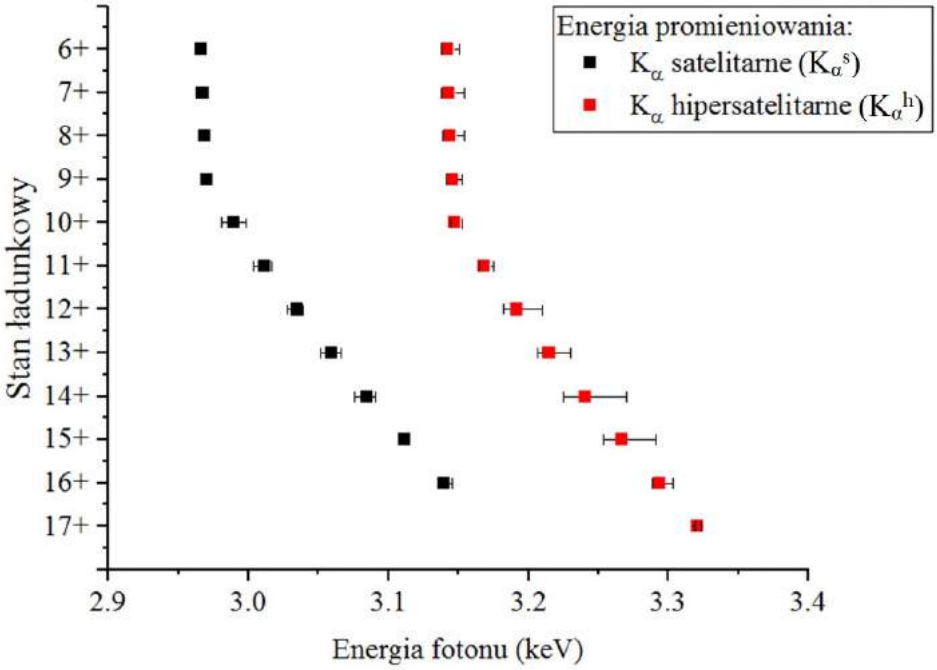
Obliczenia wykonane przy użyciu FAC przedstawione na Rys. 3.5 powtórzono dla przejść hipersatelitarnych. Otrzymane wyniki zestawiono na Rys. 3.6.



Rysunek 3.5: Wyznaczona przy pomocy FAC energia promieniowania K_α dla jonów Ar^{6+} - Ar^{17+}

Analogicznie jak dla przejść satelitarnych, na Rys. 3.6 można zauważyć bardzo niewielkie przesunięcie linii K_α^h dla jonów $q > +11$. Podobnie jak w przypadku promieniowania K_α^s ta mała zmiana położenia linii K_α^h wynika z niewielkiego wpływu elektronów na powłoce M na energię wiązania powłoki K i L.

Podsumowując, podwójna struktura linii K_α przedstawiona na Rys. 3.3 wynika z faktu, iż w plazmie jonowo-elektronowej współistnieją zarówno niskie jak i wysokie stany ładunkowe (Rys. 2.18). W szczególności promieniowanie emitują neutralne atomy, które nie oddziałują z potencjałami pułapkującymi, ale znajdują się w pobliżu centrum pułapki.

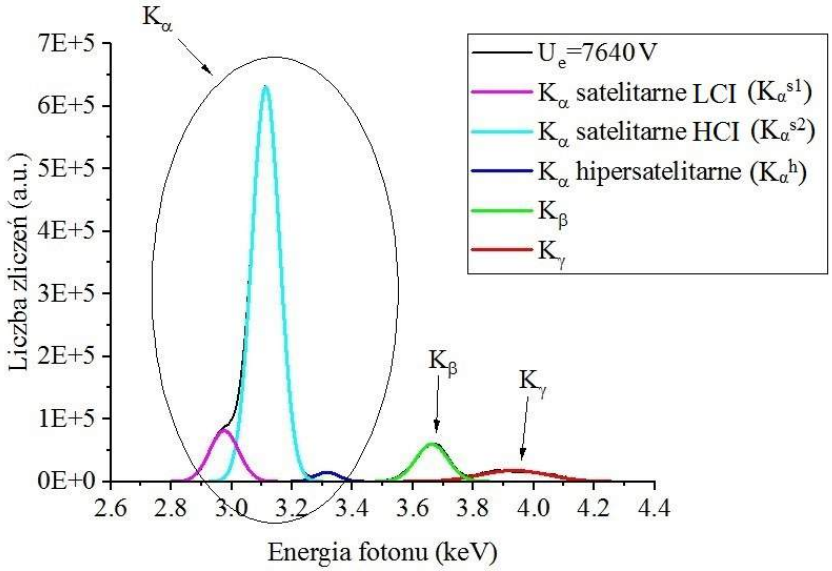


Rysunek 3.6: Wyznaczona przy pomocy FAC energia promieniowania K_α^h dla jonów Ar^{6+} - Ar^{17+} oraz K_α^s dla jonów Ar^{6+} - Ar^{16+}

Dla widma zaprezentowanego na Rys. 3.3 przeprowadzono analizę z uwzględnieniem powyższych wniosków. Z tego względu linię K_α rozłożono na trzy części:

- promieniowanie satelitarne dla LCI (K_α^{s1})
- promieniowanie satelitarne dla HCI (K_α^{s2})
- promieniowanie hipersatelitarne (K_α^h)

Ponadto dopasowana została linia promieniowania K_β oraz szeroka linia promieniowania K_γ. Wynik fitu zaprezentowany jest na Rys. 3.7.



Rysunek 3.7: Przykład analizy widma promieniowania charakterystycznego argonu, dopasowane zostały: linia K_α^{s1} dla LCI, K_α^{s2} dla HCI, K_α^h, K_β oraz K_γ

3.1.3 Promieniowanie charakterystyczne gazów resztkowych

Jak zostało wspomniane w rozdziale 1.3.1 katoda zbudowana jest z irydu, lantanu i ceru. Elementy te mogą w śladowych ilościach znajdować się wewnątrz pułapki, a ich oddziaływanie z wiązką elektronową może powodować ich jonizację oraz fluorescencję. W celu analizy możliwego przebiegu ewolucji stanów ładunkowych dla wybranych atomów gazów resztkowych należy rozważyć energie wiązania (E_{bind}) elektronów znajdujących się na najbardziej zewnętrznych powłokach elektronowych. Wartości te dla wszystkich stanów ładunkowych zostały zestawione w tabeli 3.3. Jonizacja danego stanu ładunkowego ma miejsce, gdy energia elektronów wiązki jest większa niż energia E_{bind}.

La				Ce				Ir			
q	E_{bind}	q	E_{bind}	q	E_{bind}	q	E_{bind}	q	E_{bind}	q	E_{bind}
1	5.6	40	2949	1	5.5	40	2805	1	9.1	40	1800
2	11.1	41	3036	2	10.9	41	3087	2	12	41	1857
3	19.2	42	3132	3	20.2	42	3176	3	28	42	2083
4	50	43	3222	4	36.8	43	3274	4	41	43	2139
5	61.6	44	3416	5	65.6	44	3365	5	55	44	2201
6	73	45	3515	6	77.6	45	3569	6	72	45	2258
7	88	46	3703	7	92	46	3672	7	87	46	2434
8	104	47	3800	8	106	47	3865	8	105	47	2500
9	119	48	8669	9	123	48	3963	9	122.8	48	2656
10	149	49	8914	10	139	49	9020	10	194.7	49	2721
11	166	50	9184	11	172	50	9270	11	211	50	4540
12	275	51	9436	12	190	51	9546	12	234	51	4669
13	302	52	10136	13	311	52	9802	13	255	52	4806
14	332	53	10426	14	340	53	10541	14	293	53	4953
15	363	54	10788	15	371	54	10840	15	318	54	5093
16	393	55	11033	16	405	55	11210	16	375	55	5228
17	430	56	45143	17	437	56	11459	17	401	56	5465
18	464	57	46246	18	469	57	46839	18	431	57	5607
19	497			19	508	58	47966	19	470	58	5764
20	532			20	541			20	511	59	5910
21	565			21	578			21	555	60	6315
22	696			22	613			22	602	61	6441
23	731			23	748			23	649	62	6580
24	769			24	784			24	695	63	6709
25	806			25	824			25	741	64	7273
26	865			26	861			26	800	65	7422
27	905			27	923			27	848	66	7711
28	996			28	965			28	900	67	7851
29	1037			29	1059			29	956	68	17045
30	1800			30	1102			30	1010	69	17390
31	1883			31	1908			31	1062	70	17772
32	1974			32	1995			32	1331	71	18124
33	2069			33	2087			33	1382	72	20212
34	2162			34	2187			34	1435	73	20649
35	2259			35	2282			35	1493	74	21200
36	2376			36	2375			36	1548	75	21557
37	2473			37	2500			37	1602	76	86441
38	2577			38	2597			38	1683	77	88115
39	2674			39	2705			39	1739		

Tabela 3.3: Energia wiązania [68] zewnętrznej powłoki w jonach gazów resztkowych, wartości podane w eV

W przypadku widma przedstawionego na Rys. 3.1, obecność irydu jest manifestowana przez linię ok. 2.3 keV. Jest to promieniowanie serii M, czyli przejścia elektronów z powłoki N do M w jonach irydu. Ze względu na fakt, iż iryd to ciężki pierwiastek (Z=77) dla wybranej E_e możliwa jest tylko częściowa jonizacja powłoki M. Na podstawie wartości podanych w tabeli 3.3 można wnioskować, że dla użytej energii elektronów możliwa jest produkcja jonów aż do Ir^{65+}. Jednakże, wg. [69] efektywna jonizacja jonów dla tej energii elektronów skutkuje produkcją jonów Ir^{57+}. Promieniowanie serii M irydu, widoczne na Rys. 3.1, jest generowane przez różne procesy [69]: kaskady radiacyjne, dwuelektronową rekombinację (DR), wzbudzenie zderzeniowe (CE) oraz następującą po niej radiacyjną relaksację. W przypadku atomów lantanu i ceru jonizacja jest bardziej efektywna jednak udział tych atomów w mieszaninie jonów jest dużo mniejszy [70].

3.2 Radiacyjna rekombinacja

Jednym z fundamentalnych procesów w fizyce atomowej jest transfer elektronu do stanu związanego jonu. Wśród możliwych procesów tego typu najprostszym jest wychwyt pojedynczego elektronu. Tu wyróżniane są dwa różne procesy prowadzące do tego wychwytu: nieradiacyjny i radiacyjny.

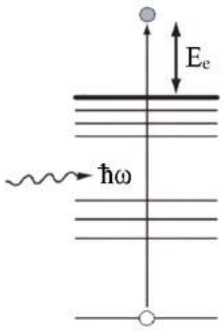
W przypadku nieradiacyjnej rekombinacji (NR) elektronu i jonu uzyskana w wychwycie energia powoduje zmianę energii kinetycznej jonu [71]. Przekrój czynny na ten proces silnie maleje z prędkością zderzenia ($\sim v^{-12}$ [72]). NR bierze udział w tworzeniu plazmy jonowo-elektronowej, jednakże jej wpływ jest wielokrotnie mniejszy niż drugiego przedstawionego procesu - radiacyjnej rekombinacji (RR). Przekrój czynny na proces RR także maleje z prędkością zderzenia, ale dużo słabiej ($\sim v^{-5}$ [72]).

Radiacyjna rekombinacja jest najwcześniej poznanym efektem zderzenia elektronu z jonem. Jest to odwrócony w czasie efekt fotoelektryczny (PE- ang. *photoelectric effect*). Odkrycie efektu fotoelektrycznego odegrało istotną rolę w kształtowaniu fizyki atomowej w jej aktualnej postaci. Warto przypomnieć, że to właśnie wyjaśnienie efektu fotoelektrycznego przez Alberta Einsteina zostało podkreślone podczas wręczania mu Nagrody Nobla w 1921 roku:

> NAGRODA NOBLA 1921
> "za zasługi dla fizyki teoretycznej, szczególnie za odkrycie praw rządzących **efektem fotoelektrycznym**"

Efekt fotoelektryczny (Rys. 3.8) polega na oddziaływaniu fotonu z atomem, w wyniku którego elektron zostaje uwolniony z atomu, a część energii fotonu przekształcona jest w energię kinetyczną (E_e) swobodnego już elektronu. Proces ten można zapisać jako:

$$A^{q+} + \hbar\omega \rightarrow A^{(q+1)+} + e^{-}. \tag{3.2}$$

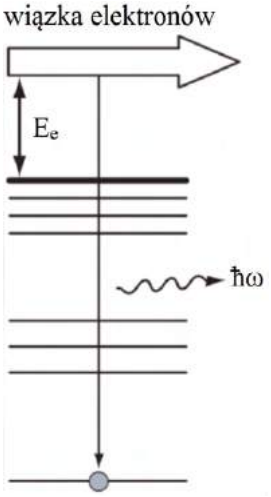


Rysunek 3.8: Schemat efektu fotoelektrycznego

Warto zwrócić uwagę, że pierwsze historyczne eksperymenty nad efektem fotoelektrycznym zazwyczaj dotyczyły atomów neutralnych, gdzie elektrony związane na zewnętrznych powłokach elektronowych dodatkowo oddziaływały z transferowanym elektronem i znacząco komplikowały opis teoretyczny procesu. Sytuacja taka nie miałaby miejsca, gdyby eksperymenty dotyczyły atomów wysoko zjonizowanych, w szczególności wodoropodobnych jonów. W tym przypadku sytuacja znacznie się poprawiła dzięki

rozwojowi EBIT, gdzie przy wykorzystaniu procesu chłodzenia przez odparowanie uzyskujemy wysoką koncentrację HCI. Jednakże rozwój tego typu technologii wymagał czasu. Prostszym i przez to wcześniejszym rozwiązaniem było wykorzystanie układów w pełni zjonizowanych. Dlatego dalszy rozwój fizyki atomowej był możliwy dzięki użyciu układów w pełni zjonizowanych i badaniu odwróconego w czasie procesu – radiacyjnej rekombinacji.

Radiacyjna rekombinacja (RR) to proces, w którym uprzednio swobodny elektron zostaje związany na powłoce elektronowej, a różnica energii stanu początkowego i końcowego elektronu zostaje wyemitowana w postaci fotonu. Powstanie fotonu związane jest z oddziaływaniem elektronu z jego własnym polem elektromagnetycznym towarzyszącym jego zderzeniu z jonem. Przy wyższych energiach zderzenia produkcja fotonu jest korzystna ze względu na minimalną zmianę pędu [71]. Z tego względu RR odgrywa zasadniczą rolę w procesach atomowych pułapki jonów z wiązką elektronową. Proces ten można przedstawić w postaci wyrażenia:



Rysunek 3.9: Schemat procesu K-RR

$$A^{q+} + e^- \rightarrow A^{(q-1)+} + \hbar\omega. \tag{3.3}$$

Energia fotonu spełnia zależność:

$$\hbar\omega = E_e + E_{bind}, \tag{3.4}$$

gdzie E_{bind} energia wiązania elektronu.

Przekroje czynne efektu fotoelektrycznego i radiacyjnej rekombinacji są ze sobą związane (relacja Milne'a [66]):

$$g_q \sigma_{PE}(\omega) = \frac{2m_e c^2 \epsilon}{\hbar^2 \omega^2} g_{q+1} \sigma_{RR}(\epsilon), \tag{3.5}$$

gdzie ω i ϵ definiują energie fotonu, g_q i g_{q+1} to wagi statystyczne.
Jednym z najczęściej stosowanych przybliżeń przekroju czynnego na RR dla wodoro-podobnego jonu jest formuła Stobbego[66]:

$$\sigma_{RR}^{Stobbe} = \frac{2^8 \pi^2 \alpha}{3} \lambda_c^2 \left(\frac{\nu^3}{1+\nu^2} \right)^2 \frac{\exp(-4\nu \; arctan(1/\nu))}{1 - \exp(-2\pi\nu)}, \tag{3.6}$$

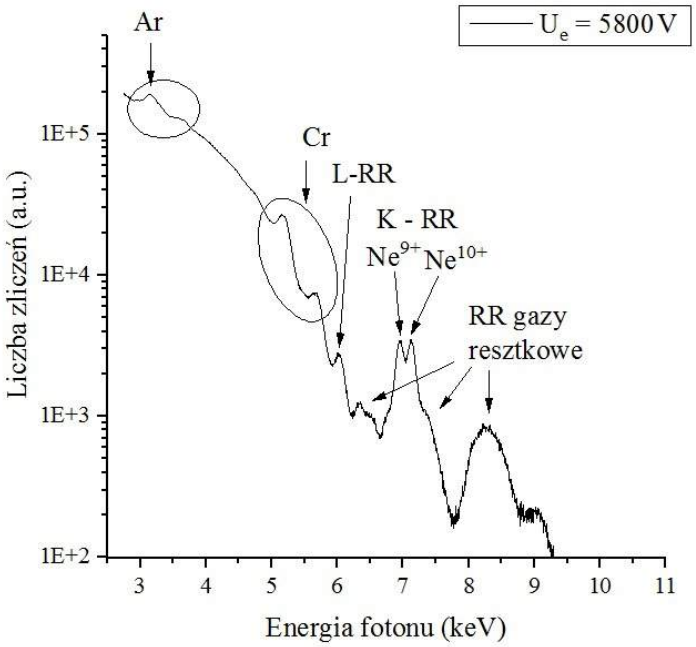
gdzie $\lambda_c = \hbar / m_e c_0$ jest komptonowską długością fali dla elektronu, natomiast $\nu = Ze^2/\hbar v$ to tak zwany parametr Sommerfelda, który można przybliżyć przez wartość 9164.7 barna.

Wzór 3.6 jest uogólniany dla różnych wartości głównej liczby kwantowej (n) przez:

$$\sigma_{RR}^{Stobbe_n} = 2.1 \cdot 10^{-22} \frac{E_0^2}{nE_e(E_0 + n^2 E_{CM})}, \tag{3.7}$$

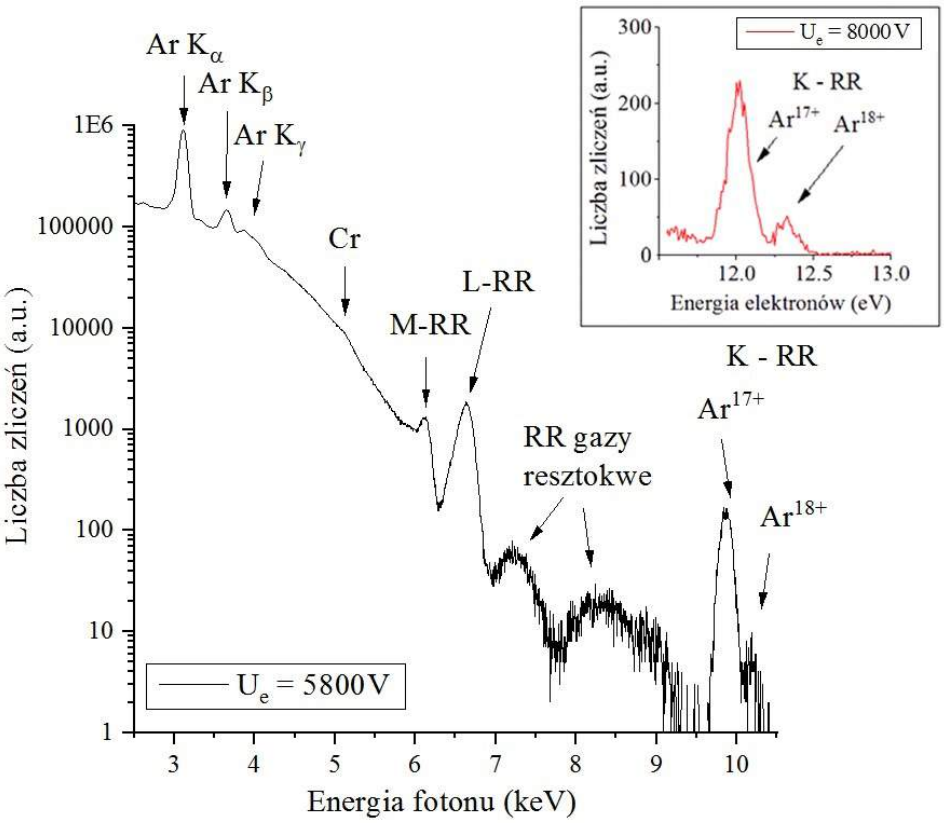
gdzie E_0 to energia wiązania stanu 1s w wodoro-podobnym jonie, n główna liczba kwantowa powłoki, do której elektron jest wychwycony, E_{CM} to energia zderzenia elektronu i jonu.

Obserwacja promieniowania radiacyjnej rekombinacji dla w pełni zjonizowanych jonów stanowi ważną sygnaturę możliwości produkcji HCI w EBIT. Co więcej, ze względu na relację opisaną przez wzór 3.4 RR pełni, w niniejszej pracy, szczególną rolę dla wyznaczania dokładnej energii wiązki elektronów (E_e, wzór 2.7).



Rysunek 3.10: Przykładowe widmo zmierzone dla E_e zdefiniowanej przez potencjał przyspieszający elektronu $U_e = 5800$ V. Tarczę atomową stanowił neon na poziomie $8 \cdot 10^{-10}$ mbar. Pomiar trwał ok. 100 godzin.

Na Rys. 3.10 i Rys. 3.11 przedstawione są dwa pomiary wykonane przy użyciu tej samej energii elektronów przy zastosowaniu dwóch różnych tarcz atomowych (neonu i argonu). Jak widać przy tej samej, stosunkowo niskiej energii elektronów produkcja w pełni zjonizowanego neonu jest bardziej wydajna niż produkcja całkowicie zjonizowanego argonu. Jest to związane z energią wiązania elektronów na powłokach wybranych atomów. Na Rys. 3.11 wstawiony



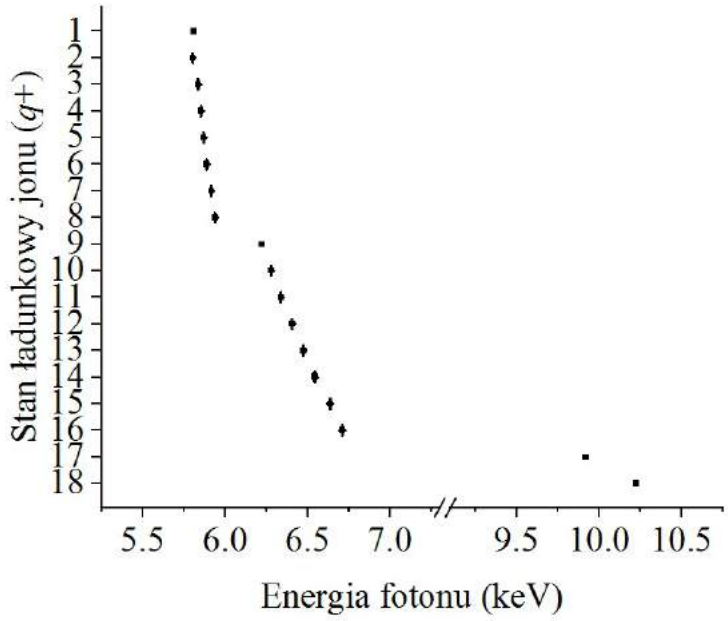
Rysunek 3.11: Przykładowe widmo zmierzone dla E_e zdefiniowanej przez potencjał przyspieszający elektronu $U_e = 5800$ V. Tarczę atomową stanowił argon na poziomie $3.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Pomiar trwał ok. 24 godziny. Na wstawce przedstawione jest widmo K-RR argonu dla $U_e = 8000$ V.

jest fragment widma K-RR argonu dla energii elektronów $eU_e = 8000$ eV. Ma on na celu zaprezentowanie efektywnej produkcji argonu 18+ dla wyższych energii elektronów. Ponadto analiza widm, przedstawionych na Rys. 3.10 i Rys. 3.11, prezentuje różnice w intensywności radiacyjnej rekombinacji do wyższych powłok. W przypadku argonu linie L-RR i M-RR są bardziej intensywne niż L-RR dla neonu. Jest to związane z wyższą efektywnością produkcji HCI neonu w plazmie jonowo-elektronowej. Obliczono, że w przypadku gdy jon ma wakancję w powłoce K to przekrój czynny na proces K-RR jest około 10 razy wyższy niż na proces L-RR. Z kolei, w przypadku gdy na powłoce L jest wakancja, to proces L-RR jest dużo bardziej prawdopodobny niż proces M-RR (czynnik ok. 2-3). W przypadku neonu niskie stany ładunkowe stanowią niewielki wkład w mieszaninie jonów więc RR zachodzi dużo częściej do powłoki K.

Analizując widmo przedstawione na Rys. 3.10, warto zauważyć, że argon powszechnie występujący w powietrzu jest zawsze obecny jako gaz resztkowy w pułapce. Ponadto widoczna jest różnica intensywności promieniowania charakterystycznego chromu. Związana jest ona z formowaniem się wiązki elektronów, przy czym przedstawione na Rys. 3.10 i Rys. 3.11 pomiary wykonane były przy użyciu dwóch różnych katod.

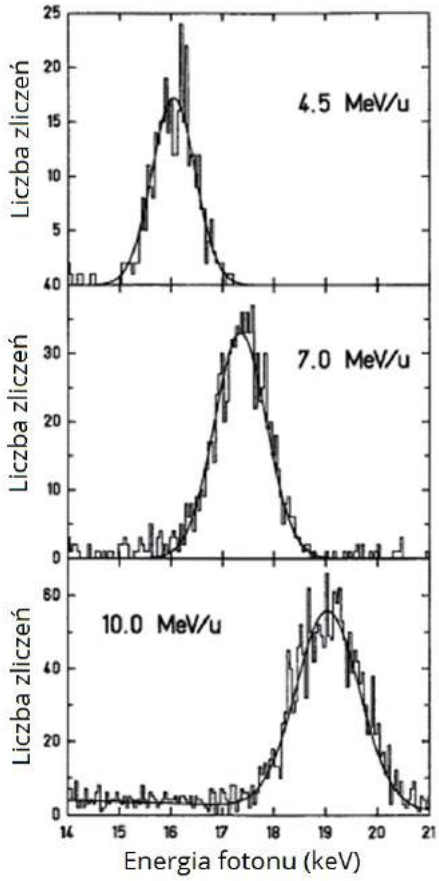
Proces radiacyjnej rekombinacji był przez lata badany zarówno od strony teoretycznej [73, 74, 75] jak i eksperymentalnej [76, 77, 78, 79, 80, 81, 82]. Warto zwrócić uwagę na fakt, że przywołany wcześniej wzór Stobbego (wzór 3.6) opracowany został w 1930 roku i jest nadal aktualny. Wartości obliczone przy pomocy wzoru 3.7 są bardzo zbliżone do obliczeń wykonanych przy pomocy FAC. W niniejszej pracy podawane wartości teoretyczne uzyskiwano przy pomocy FAC, przykład otrzymanych wyników zaprezentowano na Rys. 2.15.

W przypadku radiacyjnej rekombinacji również obserwowane są zmiany położenia linii RR ze względu na stan ładunkowy. Wartości przekroi czynnych przedstawione na Rys. 2.15 zostały obliczone jako suma przekroi czynnych na proces RR, gdzie uwzględniono początkowy stan jako stan podstawowy jonu, natomiast wszystkie możliwe konfiguracje stanu końcowego były rozważane. Następnie energię fotonu powstałego w procesie RR obliczono jako średnią ważoną wszystkich fotonów z wagą równą przekrojowi czynnemu danego procesu RR. Dla tych wartości niepewność obliczono na podstawie estymatora odchylenia standardowego wartości średniej. Niniejsze obliczenia zostały szerzej omówione w podrozdziale 4.2.1. Na Rys. 3.12 przedstawiono obliczone energie fotonów RR dla wybranej energii elektronów 5800 eV. Wartości zestawione na Rys. 3.12 mogą posłużyć do analizy widma na Rys. 3.11. W ten sposób można określić na Rys. 3.11 położenie linii K-RR, L-RR i M-RR.



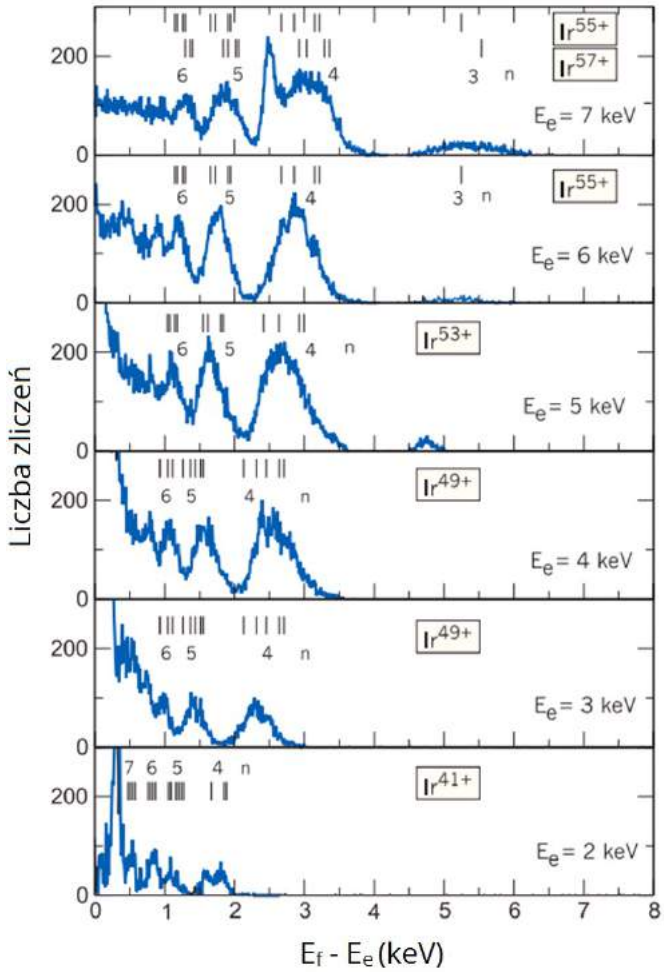
Rysunek 3.12: Średnia energia fotonu dla procesu RR do najmocniej związanej powłoki. Dla stanów q =1+,. . . , 8+ M-RR, dla stanów q =9+,. . . , 16+ L-RR, dla stanów q =18+, 17+ K-RR. Metoda obliczenia niepewności opisana w tekście. Obliczenia wykonane dla $E_e = 5800$ eV.

Warto podkreślić, że energia fotonów RR jest bezpośrednio związana z energią elektronu przez równanie 3.4. Metoda określenia różnicy energii między energią wiązki padającej, a energią fotonów pochodzących z procesu radiacyjnej rekombinacji była wykorzystana do wyznaczenia energii wiązania w ciężkich egzotycznych układach [76, 77, 83]. Jako przykład tej procedury na Rys. 3.13 przedstawiono widmo zarejestrowane w 1992 roku dla zderzeń jonów Ge^{31+} z wodorową tarczą gazową. Wyznaczona podczas tego eksperymentu energia wiązania powłoki K w helo-podobnych jonach germanu wynosi 13 547 $\pm$ 20 eV. Aktualnie wartość ta wyznaczona jest na 13 557.4208 $\pm$ 0.0024 eV [84]. Jak widać metoda wyznaczania energii wiązania na podstawie położenia linii RR jest stosunkowo czułą i prostą metodą.



Rysunek 3.13: Widmo linii K-RR dla trzech energii wiązki Ge^{31+} [83] (4.5 MeV/u, 7.0 MeV/u, 10.0 MeV/u)

Na koniec niniejszego rozdziału zauważmy, że w widmach przedstawionych na Rys. 3.10 i Rys. 3.11 wyraźnie są widoczne widma RR dla gazów resztkowych. Informacje na temat koncentracji danych atomów nie są nam znane. Wiadomo tylko, że w plazmie aparatury EBIT znajdują się atomy La, Ce i Ir. Na podstawie wartości zestawionych w tabeli 3.3 można stwierdzić, że linie radiacyjnej rekombinacji położone ok. 1.5 keV oraz 2.5 keV od wartości energii elektronów (wzór 3.4) mogą pochodzić od różnych jonów La, Ce lub Ir. Warto jednak zwrócić uwagę na wyniki pracy [69] przedstawione na Rys. 3.14. Pomiary tam zaprezentowane wykonane zostały przy pomocy aparatury EBIT, ale czas jonizacji (2000 s) był zdecydowanie dłuższy niż podczas przedstawionych w niniejszej pracy pomiarów. Widoczna na Rys. 3.14 struktura promieniowania RR irydu dla energii elektronów 5 keV oraz 6 keV jest bardzo podobna do obecnej na Rys. 3.10 i Rys. 3.11. Z tego względu można przypuszczać, że to właśnie iryd stanowi źródło promieniowania RR oznaczone na Rys. 3.10 i Rys. 3.11 jako "RR gazy resztkowe".



Rysunek 3.14: Przykład widma RR jonów irydu uzyskanego przy pomocy EBIT [69]. $E_f - E_e$ określa energię wiązania (E_{bind}) elektronu na powłoce n dla danego procesu RR.

3.3 Promieniowanie hamowania

W rejestrowanych widmach promieniowanie hamowania stanowi główne źródło tła. W literaturze na promieniowanie hamowania [85] powszechnie używane jest kilka określeń: Bremsstrahlung (BS [86, 87]), radiacyjny wychwyt do kontinuum (RECC- ang. *radiative electron capture to continuum* [88]) oraz bremsstrahlung prawie swobodnego elektronu (QFEB- ang. *quasi-free electron bremsstrahlung* [89]). Promieniowanie hamowania możemy opisać tym samym schematem, którym opisywaliśmy RR, a jego analogia do procesu RR jest zobrazowana na schemacie na Rys. 3.15.

RECC to proces, w którym w wyniku oddziaływania swobodnego elektronu

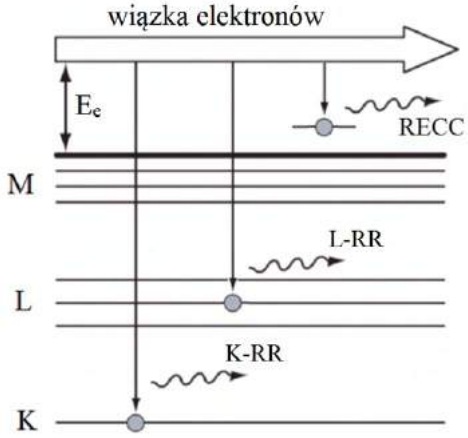
z polem Coulomba jonu [71], zmienia się energia i kierunek propagacji elektronu oraz emitowany jest foton. Proces RECC można zapisać jako:

$$A^{q+} + e^-(p_0) \rightarrow A^{q+} + e^-(p_1) + \hbar\omega, \tag{3.8}$$

gdzie p_0 i p_1 to pęd elektronu przed i po oddziaływaniu. W przybliżeniu nierelatywistycznym energia fotonu wynosi:

$$\hbar\omega = \frac{1}{2m_e}(p_0^2 - p_1^2) \tag{3.9}$$

Promieniowanie hamowania jest istotnym procesem w badaniach prowadzonych w różnych dziedzinach nauki (astrofizyce [90], fizyce plazmy fuzyjnej [91], biologii [92]). Podobnie jak w przypadku procesu RR istnieje jego odpowiednik nieradiacyjny. Dla procesu BS jest to proces rozpraszania Rutherforda. Obydwa te procesy wpływają na kształt wiązki elektronowej, powodując jej rozpraszanie i oddziaływanie elektronów z metalowymi elementami aparatury. Z tego powodu w rejestrowanym widmie obserwujemy promieniowanie charakterystyczne metali budujących aparaturę, nawet jeżeli warunki kształtowania się wiązki elektronowej są prawidłowe (podrozdział 2.3.2).



Rysunek 3.15: Schemat procesów K-RR, L-RR i RECC

Poniżej przedstawiony jest opis teoretyczny procesu BS [66] zachodzącego w warunkach eksperymentów prowadzonych na EBIT.
Przekrój czynny na proces BS można przybliżyć poprzez formułę Kramera na przekrój czynny BS [93]. Rozważmy przedział częstotliwości produkowanego promieniowania $(\omega, \omega + d\omega)$. Wtedy przekrój czynny można wyrazić analitycznie poprzez [66]:

$$d\sigma_{BS} = g(\eta_0, \eta_1) d\sigma_{Kr} \tag{3.10}$$

$$d\sigma_{Kr} = \frac{16}{3\sqrt{3}} \alpha^3 \eta_0^2 \frac{d\omega}{\omega} [\pi a_0^2], \tag{3.11}$$

gdzie g jest nazywany czynnikiem Gaunta zależnym od zmiennych będących funkcjami początkowej i końcowej prędkości elektronu (v_0, v_1):

$$\eta_0 = \frac{Ze^2}{\hbar v_0}, \; \eta_1 = \frac{Ze^2}{\hbar v_1} \tag{3.12}$$

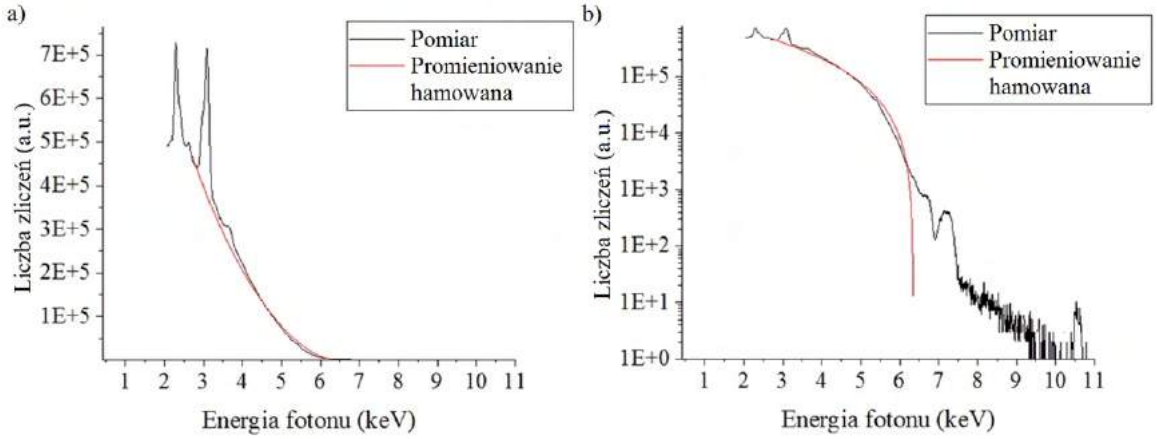
W przypadku badań prowadzonych przy pomocy UJ-EBIT początkowa energia elektronów jest duża, tak więc dla czynnika Gaunt'a możemy zastosować przybliżenie Borna-Elwerta [94]:

$$g = \frac{\sqrt{3}}{\pi} f_E ln \frac{\eta_1 + \eta_0}{\eta_1 - \eta_0}. \tag{3.13}$$

Warto zauważyć, że powyższe równanie ma rozwiązanie tylko dla $\eta_1 > \eta_0$. Otrzymujemy w ten sposób ostry warunek graniczny, w wyniku którego $\sigma_{BS} = 0$ dla energii fotonów o energii większej od początkowej energii elektronów. W wyrażeniu 3.13 f_E jest tak zwanym czynnikiem Elwerta i wyrażany jest przez:

$$f_E = \frac{\eta_1}{\eta_0} \frac{1 - \exp(-2\pi\eta_0)}{1 - \exp(-2\pi\eta_1)}. \tag{3.14}$$

Na podstawie wyrażeń 3.9-3.14 obliczony został przekrój czynny w funkcji energii fotonów. Liczba zliczeń rejestrowanych przez detektor zależy także od liczby centr oddziaływania oraz od gęstości wiązki elektronów, dlatego użyto tej funkcji przemnożonej przez czynnik, który był dopasowany do intensywności tła. Na Rys. 3.16 przedstawiono wynik takiej operacji.

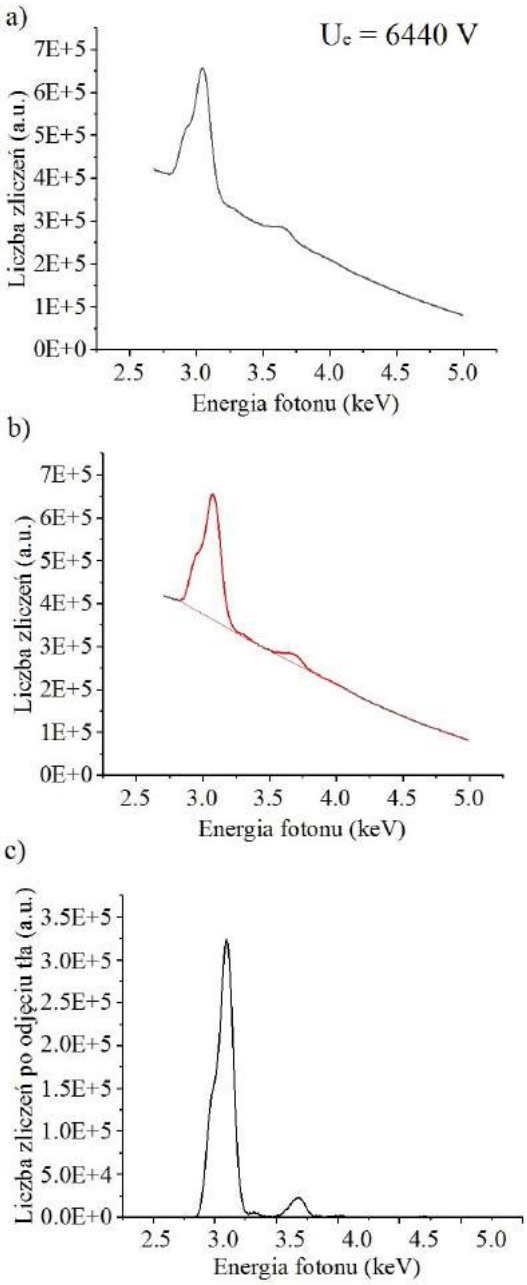


Rysunek 3.16: Przykład widma z dopasowanym tłem na podstawie wzorów 3.9-3.14. Parametry pomiaru $U_e = 6440$ V, $E_e = 6392.6$ eV, $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Oba wykresy przedstawiają te same dane:
a) - liczba zliczeń w skali liniowej, b) - liczba zliczeń w skali logarytmicznej.

Uzyskane obliczenia teoretyczne w znacznym stopniu opisują jakościowy przebieg ciągłego tła zaobserwowanego podczas pomiarów z użyciem UJ-EBIT. Niestety odstępstwa od wartości eksperymentalnych, szczególnie widoczne w skali logarytmicznej (Rys. 3.16), uniemożliwiają zastosowanie tej metody bezpośrednio do odjęcia tła.

Główna część niniejszej pracy opiera się na analizie promieniowania charakterystycznego argonu, promieniowanie to leży w obszarze ok. 3-4 keV. Pomiary, których analiza wymagała odjęcia tła od linii charakterystycznej argonu, prowadzone były przy użyciu wiązki elektronów o energii znacząco większej niż położenie linii. Z tego powodu linia ta znajdowała się na ciągłym tle pochodzącym z BS (Rys. 3.16). W celu analizy tła w obszarze, na którym koncentrują się przedstawione badania, użyto narzędzia dostępnego w programie Origin Pro- Peak Analyser- Baseline subtraction [95].

Kolejne kroki zastosowanej metody przedstawione są na Rys. 3.17. Dla danego widma definiowano obszar wyjęty z analizy tła ze względu na leżące w tym obszarze linie promieniowania charakterystycznego K argonu. Dla każdego pomiaru analizowany obszar był dokładnie taki sam. Następnie w tym obszarze wykonywana była interpolacja ciągłego tła. Tło było odejmowane, a uzy-



Rysunek 3.17: Metoda odjęcia tła:
a) - dane przed odjęciem tła,
b) - określony obszar do analizy wraz z dopasowanym przy pomocy Origin Pro -Baseline Subtraction [95] tłem,
c) - dane po odjęciu tła. Parametry pomiaru: $U_e = 6440$ V, $E_e = 6392.6$ eV, $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar.

skane w ten sposób widmo można było dalej analizować. Tu szczególną rolę odgrywała analiza zaproponowana w rozdziale 3.2.2.

Należy podkreślić, że przedstawiona metoda została wybrana spośród testowanych metod ze względu na jej wysoką skuteczność. W obszarze charakterystycznym dla linii K_α argonu, przebieg intensywności promieniowania BS aproksymowano kolejno: funkcją liniową, funkcją kwadratową oraz przy pomocy narzędzia Peak Analyser- Baseline subtraction (Rys. 3.17) dostępnym w programie Origin Pro [95]. Porównując jakość otrzymanego przybliżenia tła, zdecydowano się na ostatnią z wyżej wymienionych metod. Poprzez zastosowanie tej metody otrzymano widmo zaprezentowane na Rys. 3.3.

Rozdział 4

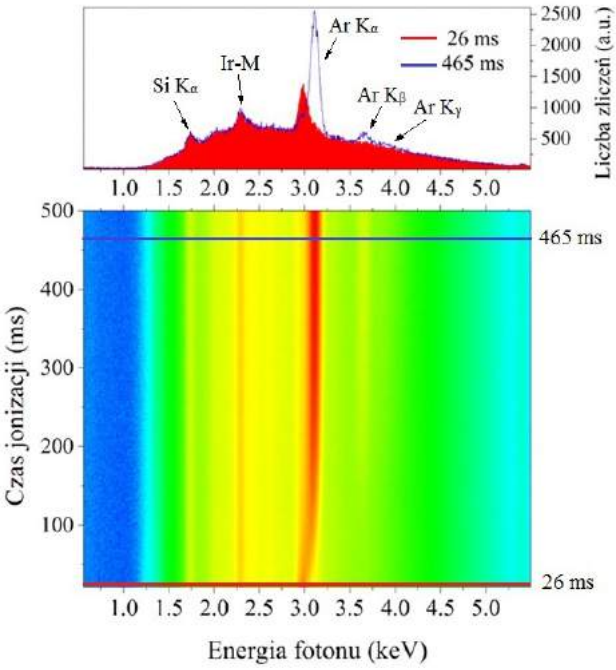
Analiza ewolucji czasowej rozkładu ładunkowego jonów na podstawie profilu linii promieniowania X

W przypadku badań procesów radiacyjnych zachodzących w plazmie pułapki EBIT informacja o rozkładzie stanów ładunkowych odgrywa kluczową rolę. Zaobserwowano znaczne zmiany tego rozkładu przy zmianach parametrów pracy pułapki. Z tego powodu, aby dokładnie opisać widmo, w którym obserwowane są rzadkie procesy atomowe takie jak DR oraz TR, potrzebne było opracowanie narzędzia badania rozkładu ładunkowego jonów w plazmie dla czasowego okna obserwacji badanego procesu. Dane okno czasowe wybierane było na podstawie ewolucji czasowej mieszaniny jonów, tak aby zmaksymalizować prawdopodobieństwo obserwacji rzadkiego procesu atomowego. Użycie filtru Wiena (Rys. 2.18) umieszczonego za pułapką umożliwia rozdzielenie mieszaniny jonów na poszczególne stany ładunkowe po ekstrakcji jonów. Nie jest to adekwatna do potrzeb metoda badania rozkładu stanów ładunkowych jonów, ponieważ dostarcza informacji tylko na temat mieszaniny jonów opuszczających pułapkę już po zamknięciu cyklu pomiarowego. Z tego względu opracowana została procedura określenia rozkładu ładunkowego jonów na podstawie kształtu linii promieniowania rentgenowskiego, w szczególności linii promieniowania K_α.

4.1 Analiza rozkładu stanów ładunkowych na podstawie kształtu linii K_α

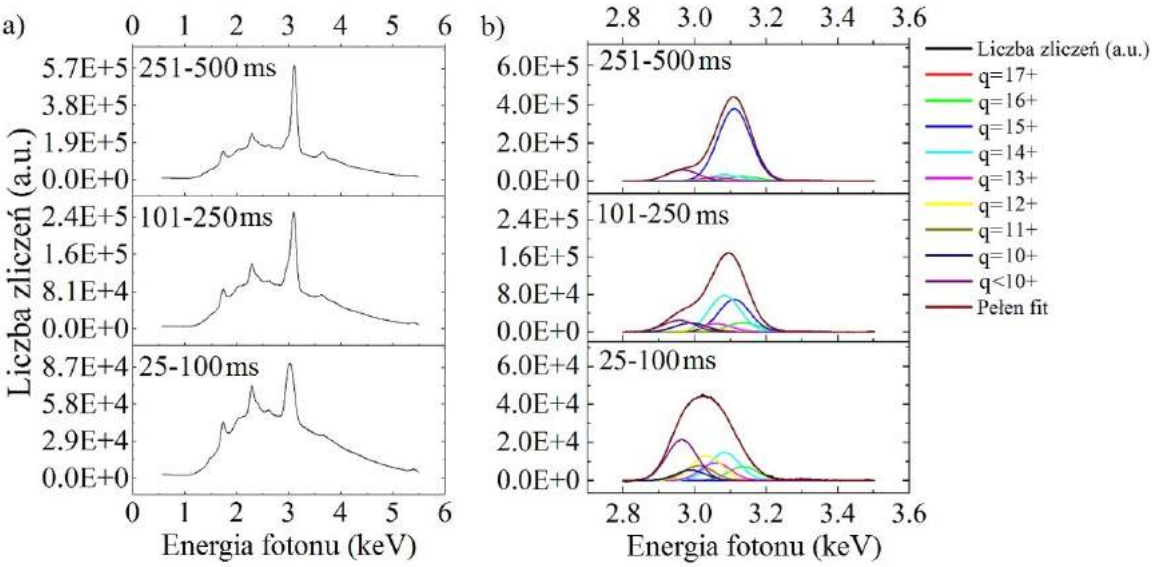
4.1.1 Opis metody analizy rozkładu stanów ładunkowych

W rozdziale 2.4 zostało już podkreślone, iż ewolucja czasowa plazmy jonowej charakteryzuje się kilkoma etapami. Szczególnie ważnym etapem pracy pułapki jest utrzymanie stabilnych parametrów plazmy, gdy procesy konstruktywne i destruktywne dla istniejących stanów ładunkowych się równoważą. Należy więc określić okno czasu jonizacji, w którym ewolucja plazmy się stabilizuje. Akwizycja danych odbywała się przy użyciu systemu TERX opisanego w rozdziale 2.5. Rejestrowane przez detektor sygnały były sortowane w zależności od czasu jonizacji z dokładnością 1 ms. Na Rys. 4.1 przedstawiono, w formie obrazu 3D, widmo ewolucji czasowej dla jonizacji w przedziale 25-500 ms. Istotnym elementem tego widma jest widoczna zmiana położenia i intensywności linii K_α argonu. Na górnym panelu Rys. 4.1 przedstawione są cięcia poziome widma dla dwóch wybranych czasów jonizacji 26 ms i 465 ms. Jak zostało to omówione w rozdziale 3.1.2 zmiana położenia linii K_α wynika z ewolucji czasowej plazmy jonowo-elektronowej i produkcji wysokich stanów ładunkowych. Jak widać na Rys. 4.1 największe zmiany struktury linii następują przy krótkich czasach jonizacji (poniżej 100 ms), natomiast dla długich czasów jonizacji rozkład ładunkowy się stabilizuje. Ponadto, w widmie niebieskim obecne jest promieniowanie K_β i K_γ argonu, które nie było



Rysunek 4.1: Ewolucja czasowa widma dla $U_e = 6440$ V. Na górnym panelu przedstawione są widma cięcia poziomego dla wybranych dwóch czasów jonizacji 26 ms i 465 ms.

widoczne w widmie czerwonym. Ewolucję produkcji K_β można zaobserwować także na widmie 3D. Linie promieniowania rentgenowskiego opisane na Rys. 4.1 znajdują się na tle ciągłego widma promieniowania hamowania.



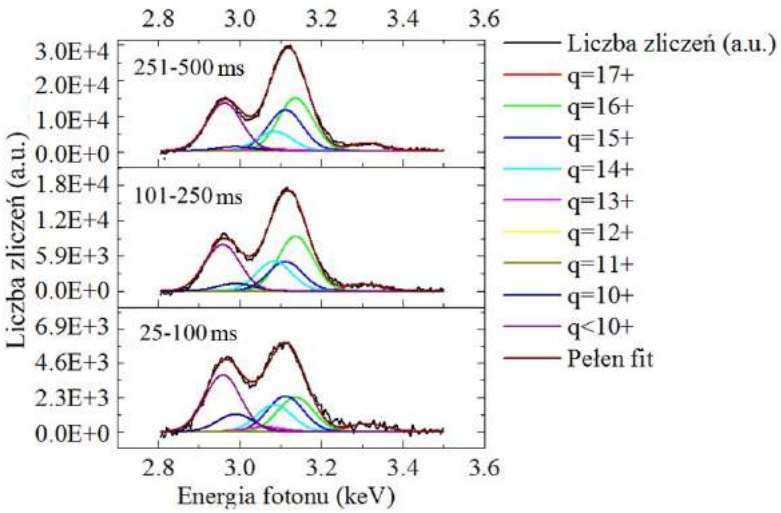
Rysunek 4.2: a) - Ewolucja czasowa widma dla $U_e = 6440$ V, $E_e = 6403$ eV, podział na trzy przedziały czasu jonizacji. Użyto gazu argonu na poziomie $1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar oraz $U_B = 5$ V.
b) - Dane po odjęciu tła z dopasowanymi wkładami od poszczególnych stanów ładunkowych q.

W celu lepszego opisania ewolucji czasowej, pełne widmo rejestrowane dla czasu jonizacji 25-500 ms zostało podzielone na trzy fragmenty i rzutowane na oś energii fotonów (Rys. 4.2 a). Wykonano korektę intensywności promieniowania uwzględniającą absorpcję w oknach berylowych. Wykonano odjęcie ciągłego tła według metody opisanej w rozdziale 3.3. Następnie na podstawie wyników obliczeń, przedstawionych na Rys. 3.5, określono położenie linii K_α dla poszczególnych stanów ładunkowych. Bazując na tak wyznaczonym profilu linii K_α argonu dokonano rozkładu linii na poszczególne składowe przy pomocy programu Origin Pro z wykorzystaniem narzędzia multipeak [95]. Wyniki tej operacji przedstawione są na Rys. 4.2 b. Parametry użyte podczas analizy zestawiono w tabeli 4.1. Podczas tej analizy wkład od niskich stanów ładunkowych dla $q < 10+$ był dopasowywany wspólnie. Zaobserwowano, że dla dłuższych czasów jonizacji maksimum tej złożonej linii ($q < 10+$) zostaje dopasowane w położeniu 2.957 ± 0.009 keV. Wartość ta odpowiada linii K_α neutralnego argonu (Tab. 3.2). Ponadto, wg. wzoru 2.17 w stabilnych warunkach

plazmy R_{loss} dla LCI jest wysoki. Stąd także można wnioskować, że główny wkład do linii K_α, dla $q < 10+$, pochodzi od jonów neutralnych. To rozumowanie nie obejmuje krótkich czasów jonizacji 25-100 ms, gdzie wszystkie stany pośrednie $q = 1+, ..., 9+$ są obecne w mieszaninie. W celu poparcia wniosku o udziale neutralnych jonów w spektrum promieniowania K_α, na Rys. 4.3 zaprezentowano widmo dla lekko uchylonej pułapki ($U_B = -5$ V). Obserwowany jest duży udział niskich stanów ładunkowych $q < 10+$, co więcej, położenie tej linii (Rys. 4.3: 2.957 ± 0.001 keV) zgadza się z wartością przedstawioną w tabeli 3.2.

Stan ładunkowy	Położenie maksimum [keV]
17+	$3.30 < K_\alpha^h < 3.32$
16+	3.136
15+	3.110
14+	3.084
13+	3.059
12+	3.034
11+	3.011
10+	2.989
<10+	$2.957 < K_\alpha^{q<10+} \leq 2.97$
wspólna szerokość linii	$0.07 < w < 0.15$

Tabela 4.1: Parametry dopasowania dla analizy rozkładu ładunkowego na podstawie profilu linii K_α

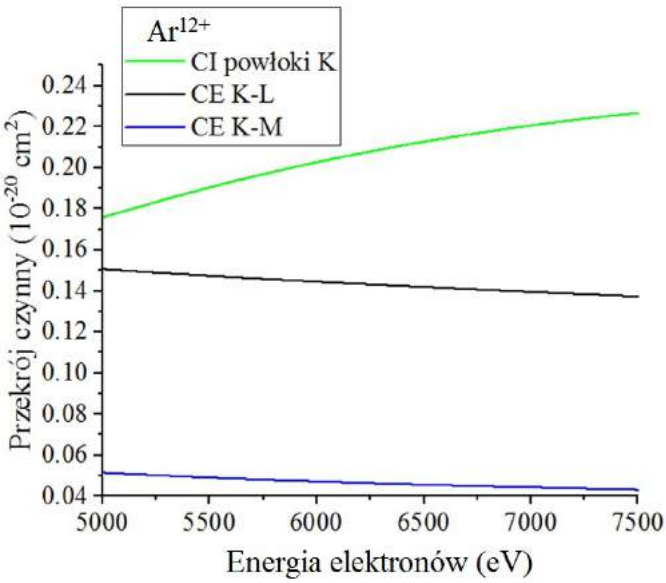


Rysunek 4.3: Rozkład linii K_α dla: $U_B = -5$V, $U_e = 7000$ V, $p_{Ar} = 6 \cdot 10^{-9}$ mbar

Rozkłady zaprezentowane na Rys. 4.2 b posłużyły do przedstawienia procentowego wkładu wybranych stanów ładunkowych w produkcję linii promieniowania K_α. Intensywność rejestracji promieniowania rentgenowskiego dla danego stanu ładunkowego q (ozn. I_q) można przedstawić przy pomocy zależności:

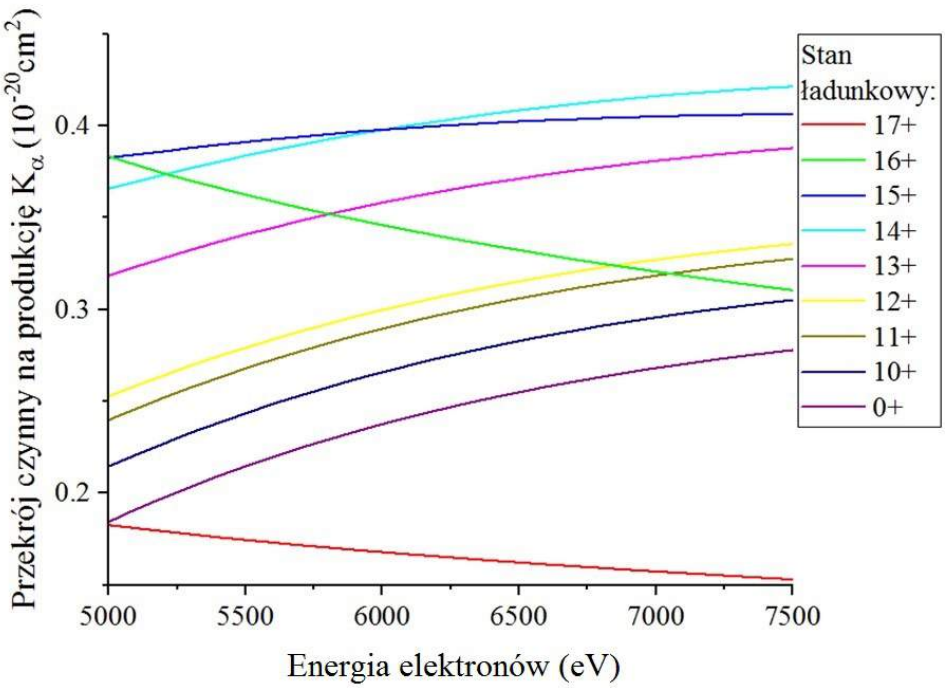
$$I_q = \rho_e \cdot \rho(\mathrm{Ar}^q) \cdot \sigma^q, \tag{4.1}$$

gdzie ρ_e to gęstość elektronów, $\rho(\mathrm{Ar}^q)$ to gęstość jonów w danym stanie ładunkowym q oraz σ^q to przekrój czynny na proces produkcji danej linii rentgenowskiej zależny od stanu ładunkowego q. W celu oszacowania rozkładu ładunkowego obserwowane intensywności należy podzielić przez określone wartości przekrojów czynnych. Główne procesy, w wyniku których produkowane jest promieniowanie K_α to procesy CI oraz CE powłoki K. Zwróćmy uwagę, że dla jonów Ar^{17+} należy uwzględnić tylko CE powłoki K. Na Rys. 4.4 przedstawiono uzyskane (FAC) zależności przekrojów czynnych na przykładzie stanu ładunkowego $q = 12+$.



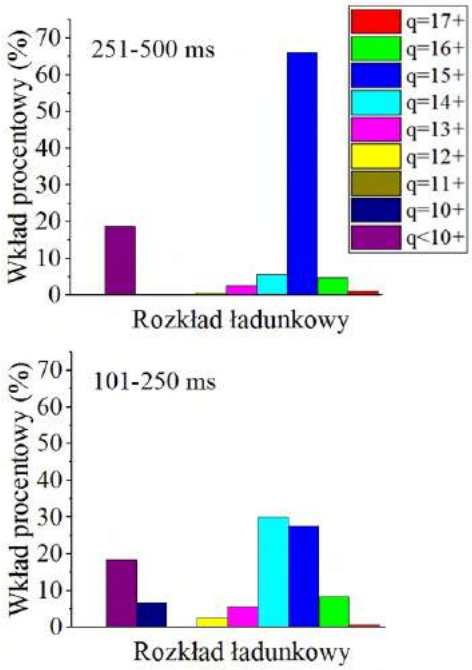
Rysunek 4.4: Zależność przekrojów czynnych na jonizację powłoki K oraz na ekscytację z powłoki K do powłok L i M dla jonów Ar^{12+}

Informacje o przekrojach czynnych zawarte na Rys. 4.4 należy uzupełnić o prawdopodobieństwo radiacyjnej relaksacji poprzez produkcję K_α w stosunku do wszystkich możliwych kanałów relaksacji. Dla każdego w wyżej wymienionych procesów wprowadzono tę poprawkę i przekroje czynne dodano. Uzyskane przekroje czynne na produkcję linii K_α zaprezentowane są na Rys. 4.5. W dalszej części niniejszego rozdziału analiza rozkładów ładunkowych obejmować będzie czasy jonizacji powyżej 100 ms. Przy przyjęciu tego ograniczenia można uznać, że w rozkładzie na stany ładunkowe, przypadek $q < 10+$ odpowiada praktycznie jonom neutralnym, co zostało uwzględnione w obliczeniach (Rys. 4.5).



Rysunek 4.5: Zależność przekrojów czynnych na produkcję K_α jako deekscytację stanów wzbudzonych przez procesy CI i CE powłoki K

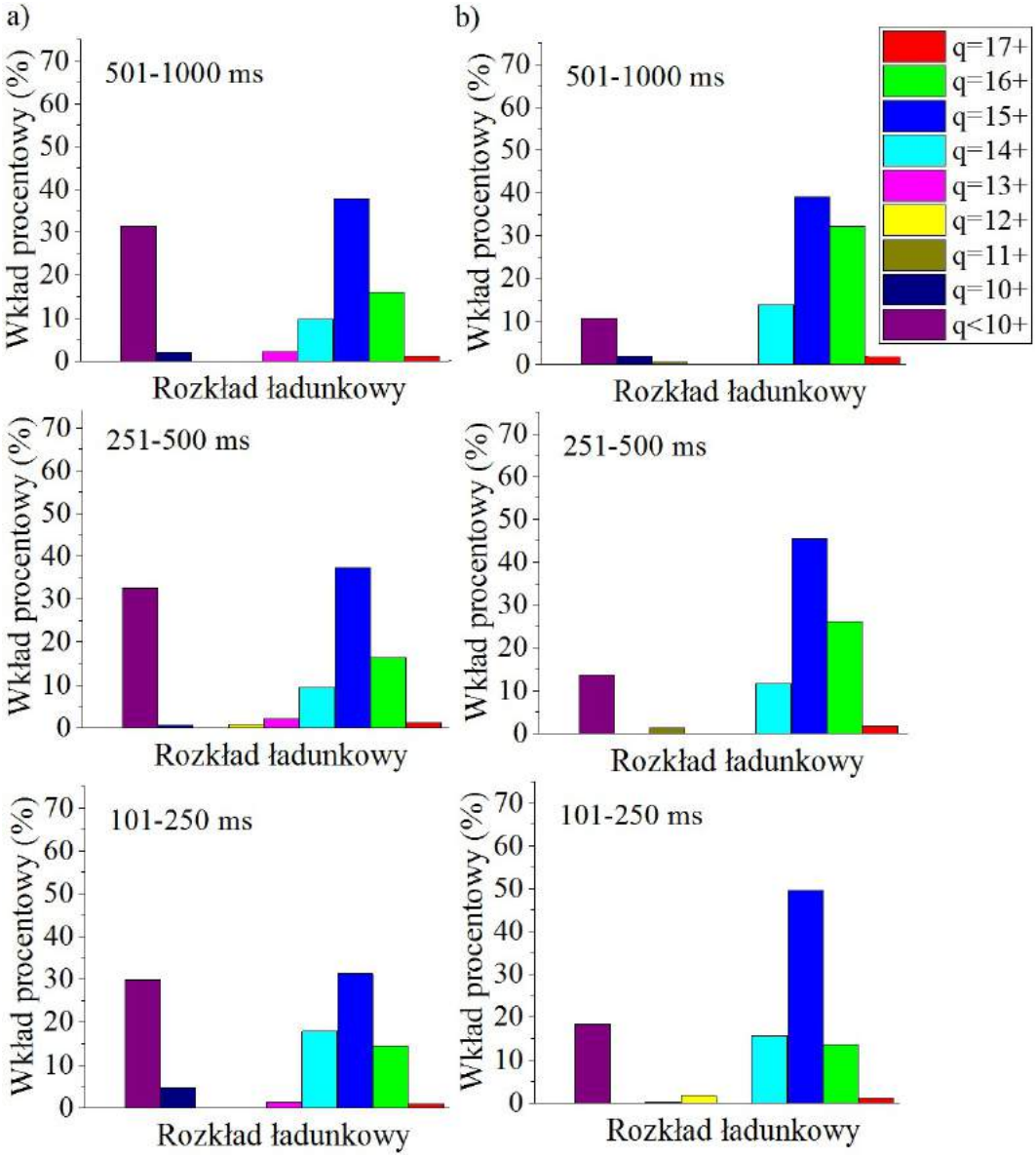
W oparciu o przedstawione wyniki obliczeń uzyskano metodę badania rozkładu ładunkowego w plazmie EBIT na podstawie kształtu linii charakterystycznej K_α argonu. Rozkład ten, dla widma przedstawionego na Rys. 4.2 b, pokazany jest na Rys. 4.6. Analizując wyniki przedstawione na Rys. 4.6 można zauważyć, że przy danych parametrach pracy aparatury EBIT, dłuższy czas jonizacji sprzyja uzyskaniu stosunkowo jednorodnej ładunkowo plazmy, ze znaczną przewagą jonów Ar^{15+}.



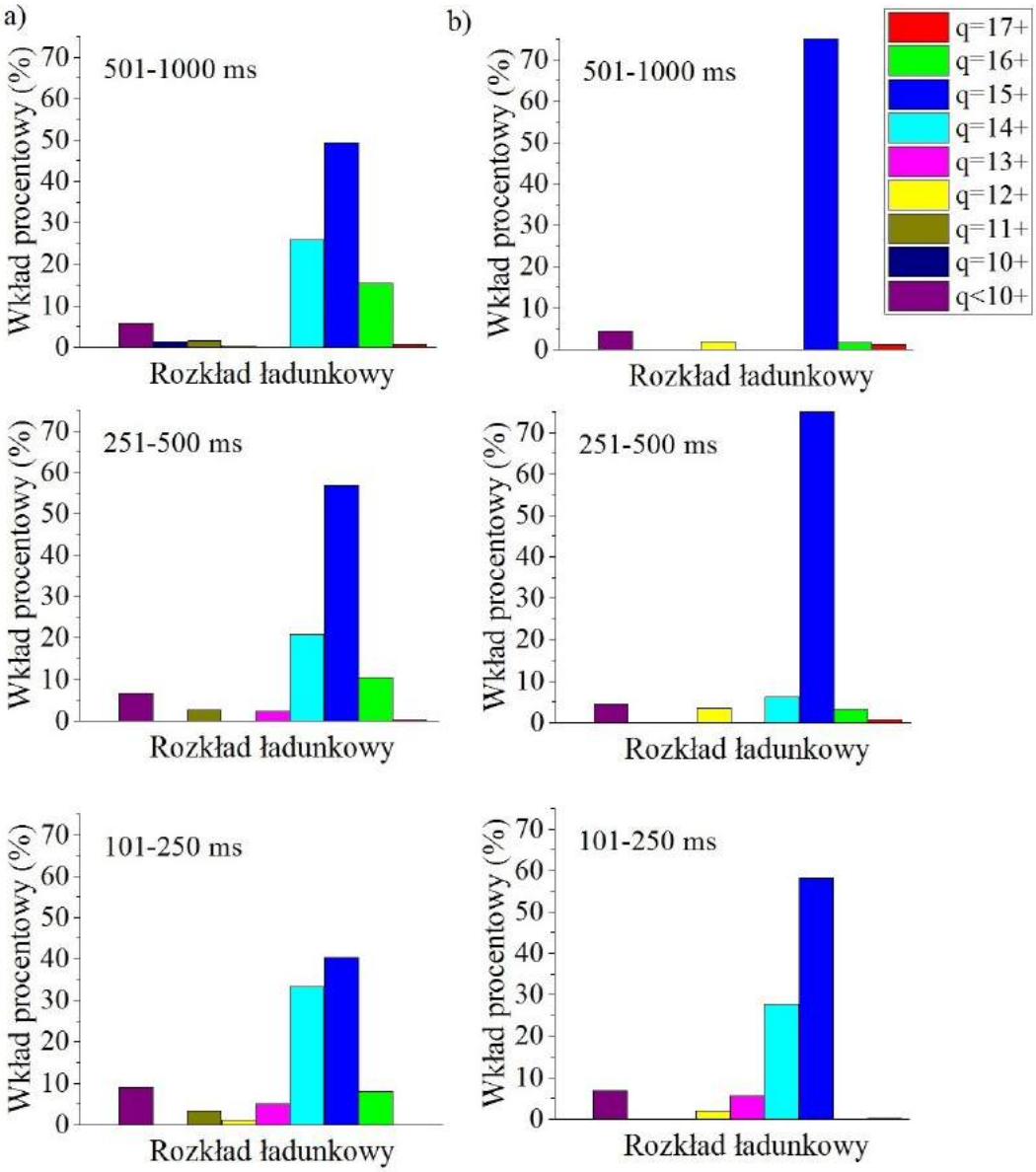
Rysunek 4.6: Rozkład stanów ładunkowych dla: $U_e = 6440$ V, $E_e = 6403$ eV, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V

4.1.2 Zastosowanie metody do badania procesu chłodzenia przez odparowanie

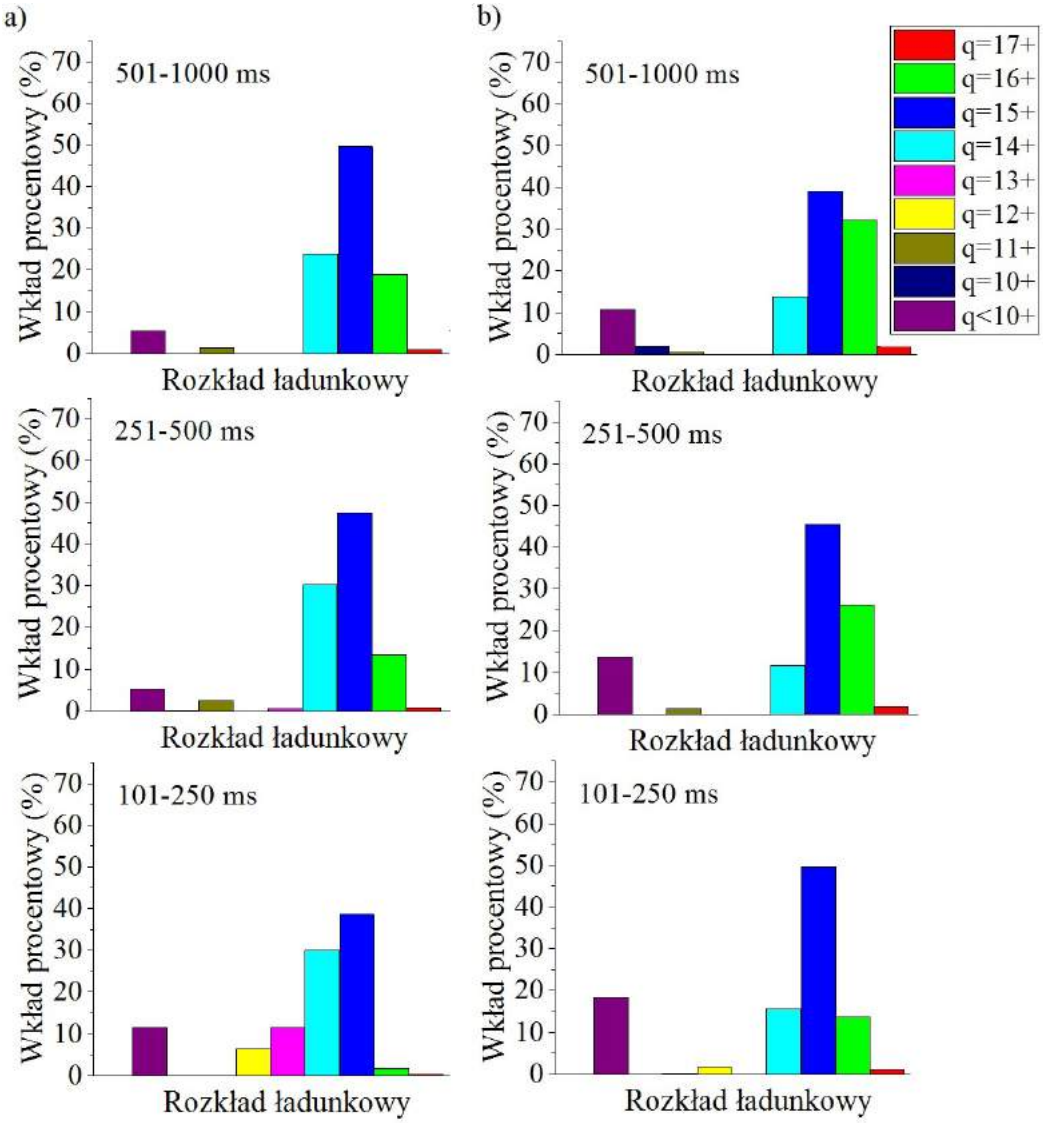
W ramach prowadzonych badań wykonano następnie serię pomiarów mających na celu zbadanie wpływu różnych parametrów pułapki na ewolucję czasową składu ładunkowego plazmy. W szczególności koncentrowano się na zbadaniu skuteczności procesu chłodzenia przez odparowanie przy pomocy opisanej powyżej analizy profilu linii K_α. Jak zostało to przedstawione w rozdziale 2.4 skład ładunkowy jonów zależy od energii elektronów (E_e), wysokości bariery potencjału pułapki (U_B) oraz ciśnienia gazu (p_{Ar}). Na Rys. 4.7-4.9 zestawione są porównania pomiarów, dla których tylko jeden z wymienionych parametrów się zmienia. Warto także zwrócić uwagę na niewielkie zmiany między panelami pierwszym i drugim od góry dla każdego rysunku z osobna (różnią się one czasem jonizacji). Stan ładunkowy w plazmie dla czau ok. 250 ms stabilizuje się, dlatego nie ma widocznych różnic między oknami 251-500 ms a 501-1000 ms.



Rysunek 4.7: Rozkład ładunkowy jonów dla trzech przedziałów czasów jonizacji, przy ustalonych wartościach $U_e = 7000$ V, $U_B = 5$ V:
a) - $E_e = 6935$ eV, $p_{Ar} = 6 \cdot 10^{-9}$ mbar
b) - $E_e = 6932$ eV, $p_{Ar} = 3.5 \cdot 10^{-9}$ mbar



Rysunek 4.8: Rozkład ładunkowy jonów dla trzech przedziałów czasów jonizacji, przy ustalonych wartościach $U_e = 5800$ V, $U_B = 95$ V:
a) - $E_e = 5746$ eV, $p_{Ar} = 6 \cdot 10^{-9}$ mbar
b) - $E_e = 5742$ eV, $p_{Ar} = 3.5 \cdot 10^{-9}$ mbar



Rysunek 4.9: Rozkład ładunkowy jonów dla trzech przedziałów czasów jonizacji, przy ustalonych wartościach $U_e = 7000$ V, $p_{Ar} = 3.5 \cdot 10^{-9}$ mbar:
a) - $E_e = 6940$ eV, $U_B = 95$ V,
b) - $E_e = 6932$ eV, $U_B = 5$ V

Na Rys. 4.7 można zaobserwować wpływ ciśnienia gazu przy ustawieniu płytkiej pułapki ($U_B = 5$ V). Im mniej gazu tym lepsze chłodzenie gazami resztkowymi, a więc większy udział HCI. Wzrasta udział jonów Ar^{16+}, ponadto maleje udział jonów $q < 10+$.

Na Rys. 4.8 także jest zobrazowany wpływ ciśnienia gazu, jednak w tym przypadku bariera potencjału pułapki ustalona została na 95 V. Zmiana głębokości pułapki powoduje znaczny spadek udziału jonów q <10+. Tu, chłodzenie gazami resztkowymi sprzyja produkcji stosunkowo jednorodnej ładunkowo plazmy, w której przeważają jony Ar^{15+}.

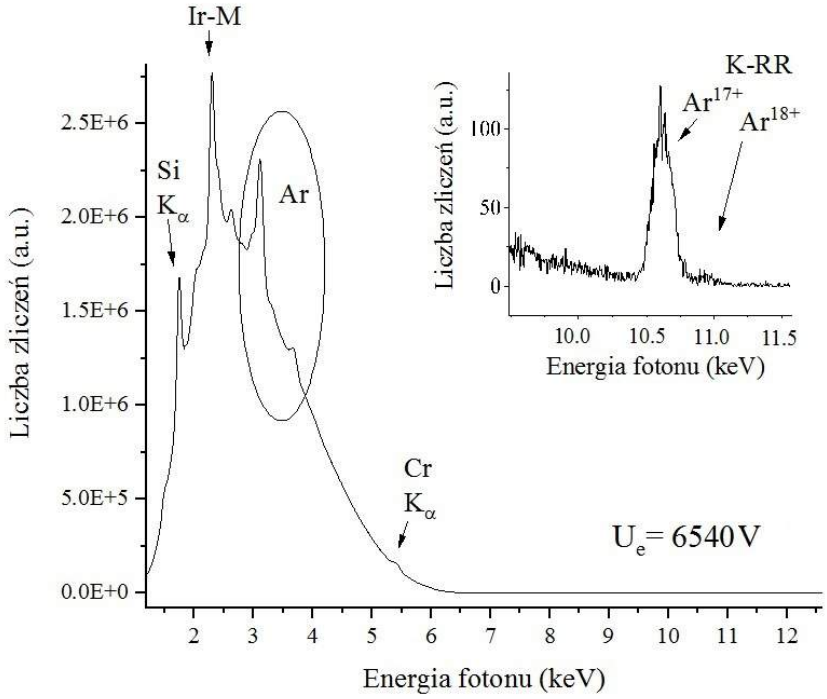
Na Rys. 4.9 zobrazowany jest wpływ głębokości pułapki. Zgodnie z przewidywaniami opisanym w rozdziale 2.4 płytsza pułapka sprzyja wyższej koncentracji wysokich stanów ładunkowych. Jednakże, dla płytszej pułapki obserwujemy wzrost udziału jonów $q < 10+$.

Optymalne warunki, w których wpływ chłodzenia przez odparowanie jest najbardziej efektywny to $U_B = 5$ V oraz $p_{Ar} = 3.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Przy tych ustawieniach pułapki obserwujemy największy udział jonów Ar^{16+} (Rys. 4.7 b oraz Rys. 4.9 b).

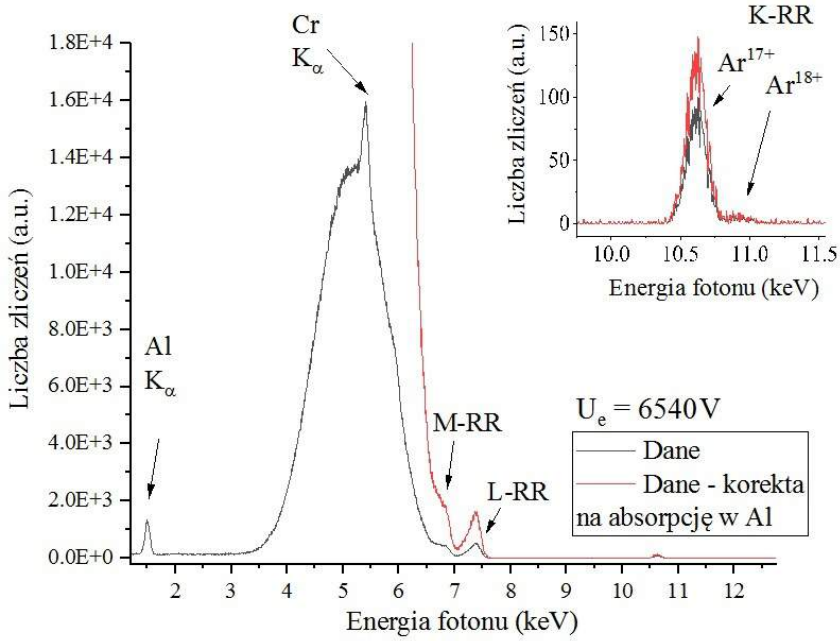
Omawiając ewolucję czasową rozkładu stanów ładunkowych na podstawie profilu linii K_α warto rozważyć możliwość oddziaływania elektronów z jonami znajdującymi się w stanach wzbudzonych. Fotony emitowane w wyniku oddziaływania elektronów z takimi jonami miałyby znacząco inną energię niż w przypadku dotychczas omówionym. Na podstawie obliczeń wykonanych przy pomocy FAC określono, że większość stanów wzbudzonych produkowanych w pułapce ma czas życia ok. 10^{-13} s. Na szczególną uwagę zasługują stany metastabilne, które wyróżniają się wielokrotnie dłuższym czasem życia. Szczególnym przypadkiem jest stan $2s^1$ wodoro-podobnego jonu argonu, którego czas życia wynosi ok. $1 \cdot 10^{-7}$ s lub stan $2s^1$ helo-podobnego jonu argonu o czasie życia ok. $2 \cdot 10^{-7}$ s. Czas potrzebny na oddziaływanie wiązki elektronów z jonami jest rzędu milisekund [96]. Ostatecznie można stwierdzić, że nie ma potrzeby rozważania oddziaływania wiązki elektronowej z jonami w stanach wzbudzonych.

4.2 Analiza rozkładu stanów ładunkowych na podstawie kształtu linii promieniowania RR

Podczas przedstawionych badań wykonana została seria pomiarów skoncentrowana na badaniu radiacyjnej rekombinacji (RR). Pomiary te przeprowadzone były przy użyciu aparatury UJ-EBIT z zastosowanym dodatkowym absorberem znajdującym się pomiędzy dwoma oknami berylowymi. Absorber ten stanowiła 70 μm folia aluminiowa, która powodowała silne pochłanianie nisko-energetycznego promieniowania. Na Rys. 4.10 przedstawione jest przykładowe widmo bez zastosowanego aluminiowego absorbera. Widmo zdominowane jest przez nisko-energetyczne promieniowanie. Dzięki zastosowaniu dodatkowego absorbera uzyskano znaczną redukcję czasu martwego detektora. Przykład widma z użytym absorberem przedstawiony jest na Rys. 4.11. Warto zwrócić uwagę na silną redukcję tła w okolicy linii K-RR (wstawki na Rys. 4.10 i Rys. 4.11).



Rysunek 4.10: Przykładowe widmo bez zastosowanego absorbera Al, na wstawce w prawym górnym roku pokazane jest zbliżenie na linię K-RR. Parametry pomiaru: $U_e = 6540$ V, czas jonizacji 500 ms, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V, czas pomiaru ok. 66.5 godziny.



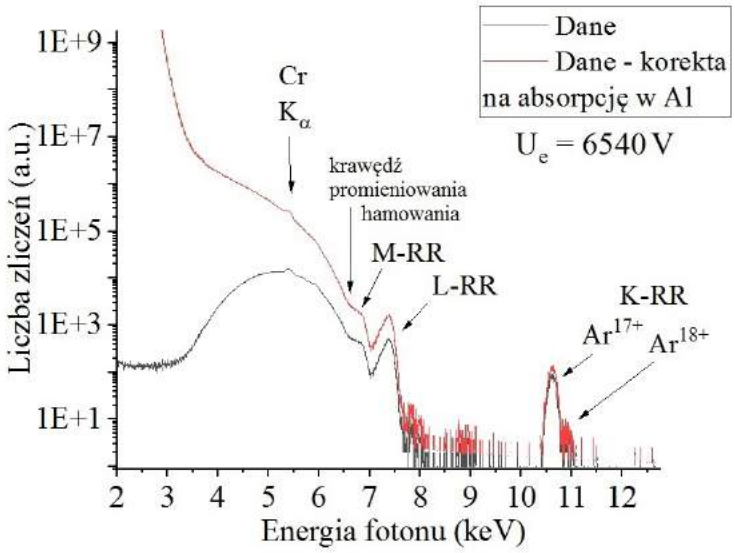
Rysunek 4.11: Przykładowe widmo z zastosowanym absorberem Al, na wstawce w prawym górnym roku pokazane jest zbliżenie na linię K-RR. Parametry pomiaru: $U_e = 6540$ V, czas jonizacji 500 ms, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V, czas pomiaru ok. 166 godzin.

4.2.1 Radiacyjna rekombinacja z udziałem powłoki K

Na Rys. 4.11 oraz Rys. 4.12 przedstawiony jest przykład wyników jednego z pomiarów. Widma analizowane w niniejszym rozdziale były rejestrowane przez ok. 160 godzin. Promieniowanie powstałe w procesie K-RR znajduje się w odległości ok. 4 keV od krawędzi promieniowania hamowania (wzór 3.4). Widmo K-RR posiada podwójną strukturę odpowiadającą radiacyjnej rekombinacji z udziałem jonów Ar^{17+} i Ar^{18+}. Zgodnie z teorią [60] położenie maksimum odpowiadającego K-RR dla Ar^{17+} powinno znajdować się 4120.6656 eV (Tab. 4.2) od krawędzi promieniowania hamowania. Linia K-RR dla Ar^{18+} powinna leżeć przy energii o 4426.2228 eV większej od krawędzi promieniowania hamowania (Tab. 4.2). Energie te odpowiadają energii wiązania powłoki K dla jonów $(q-1)+$ (ozn. $E_{bind_K}^{(q-1)+}$). Zauważmy, że energia fotonu (E_f^{q+}) promieniowania K-RR zdefiniowana jest przez:

$$E_f^{q+} = E_e + E_{bind_K}^{(q-1)+}, \tag{4.2}$$

gdzie E_e to energia elektronów. Wartość E_e definiuje energię krawędzi promieniowania hamowania.



Rysunek 4.12: Poprawki na absorpcję w Al, dane w skali logarytmicznej. Dla przykładowego widma z zastosowanym absorberem $U_e = 6540$ V, pomiar trwał ok. 166 godzin, czas jonizacji 500 ms, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V.

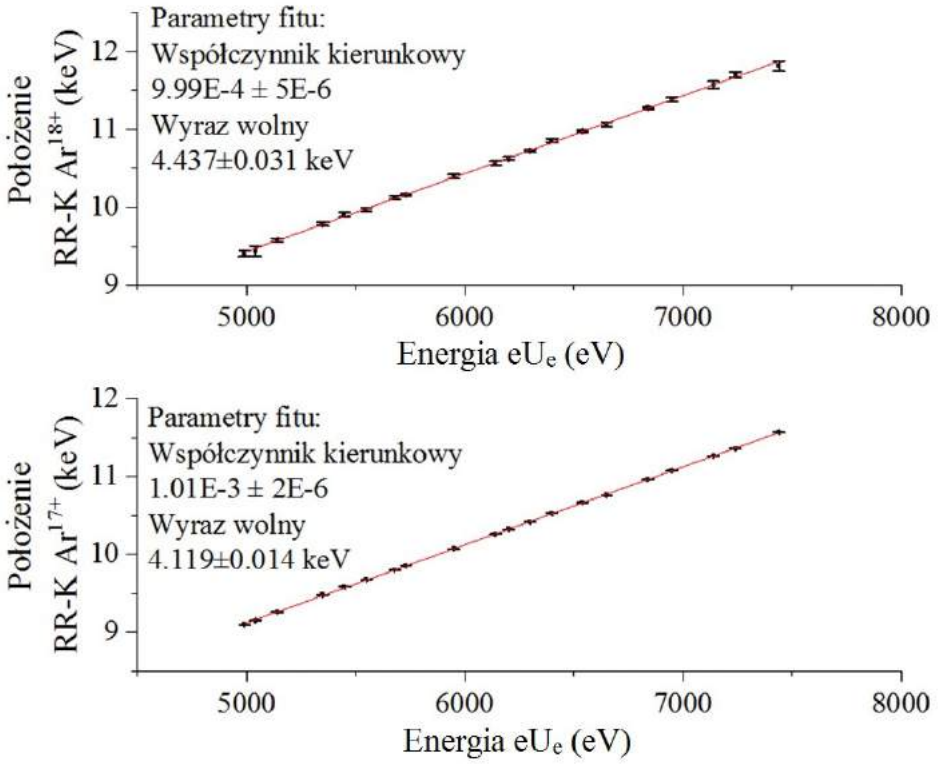
Stan ładunkowy	Energia wiązania powłoki K [eV]
16+	4120.6656
17+	4426.2228

Tabela 4.2: Energia wiązania elektronu powłoki K dla jonów Ar^{16+} i Ar^{17+} [60]

Stosując metodę zaproponowaną w rozdziale 3.2 (Rys. 3.13) można wyznaczyć energię wiązania elektronu powłoki K dla jonów Ar^{16+} i Ar^{17+}. W tym celu wyznaczono położenie linii K-RR w pomiarach rejestrowanych dla różnych energii elektronów. Przyjęto, że energia elektronów określona jest przez potencjał przyspieszający elektrony (U_e) opisany równaniem 2.2:

$$U_e = U_0 + U_a - U_b$$

Na Rys. 4.13 przedstawiono wyznaczone energie fotonów procesu K-RR wraz z niepewnościami pomiarowymi. Jak widać, niepewności te są większe dla Ar^{18+}, co wynika ze słabszej statystyki. Dla zaprezentowanych danych wykonano regresję liniową, a otrzymane parametry funkcji naniesiono na wykres. Wartość wyrazu wolnego to wyznaczona energia wiązania elektronu powłoki K dla jonu $(q-1)$. Otrzymane wartości zgadzają się z wartościami tablicowymi (Tab. 4.3).



Rysunek 4.13: Położenie energetyczne fotonów K-RR dla różnych energii elektronów określonych przez U_e

Stan ładunkowy	Teor. $E^q_{bind_K}$ [eV]	Eksp. $E^q_{bind_K}$ [eV]
16+	4120.6656	4119 ± 14
17+	4426.2228	4437 ± 31

Tabela 4.3: Energia wiązania elektronu powłoki K dla jonów Ar^{16+} i Ar^{17+}. Porównanie wartości teoretycznych [60] i eksperymentalnych.

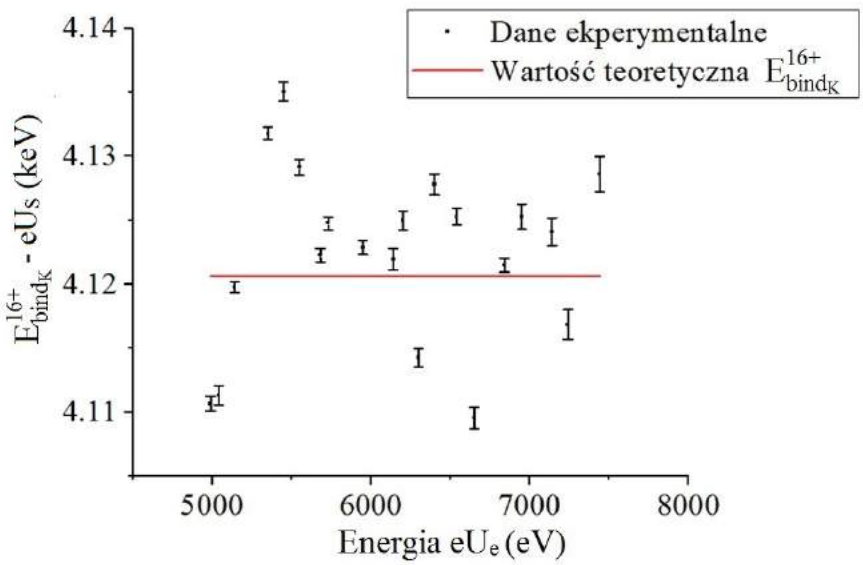
Należy jednak zwrócić uwagę, że energia elektronów w wiązce EBIT określona jest także przez potencjał przestrzenny ładunków wewnątrz pułapki (wzór 2.7). Zmiany tej energii, powodowane wielkością potencjału przestrzennego, wpływają na położenie maksimum promieniowania K-RR. Informacje te można wykorzystać do określenia wartości potencjału przestrzennego generowanego w EBIT.

W tym celu, dla omawianej serii pomiarów, od każdego położenia maksimum K-RR Ar^{17+} odjęto wartość eU_e. W ten sposób, powinniśmy otrzymać energię wiązania elektronu powłoki K w jonie Ar^{16+}. Jednakże, uwzględniając

poprawkę na potencjał przestrzenny (U_S, wzór 2.7) otrzymujemy:

$$E_f - eU_e = E_f - (E_e + eU_S) = E^{16+}_{bind_K} - eU_S \tag{4.3}$$

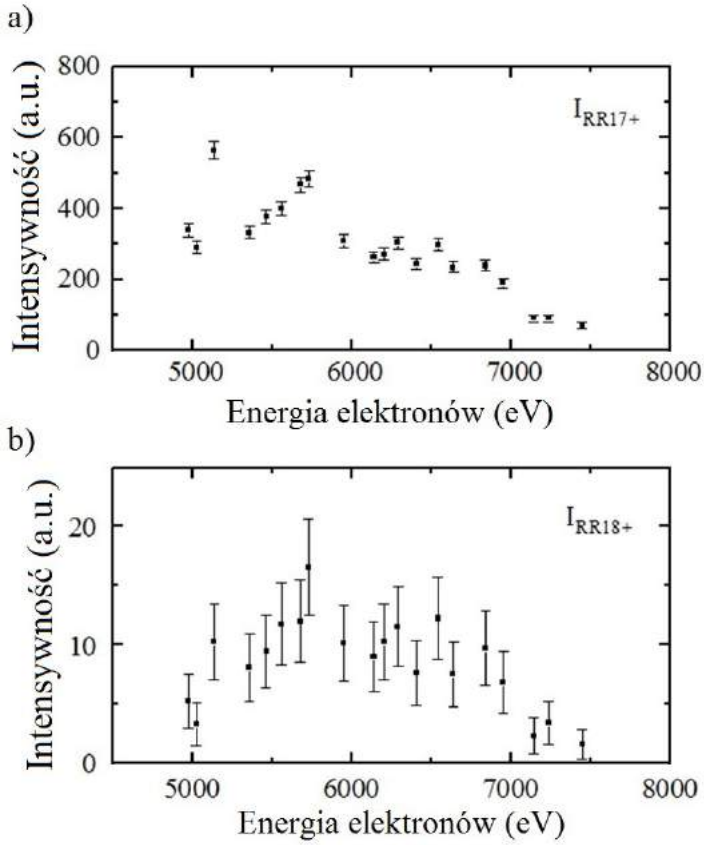
Na Rys. 4.14 zobrazowano wartość $E^{16+}_{bind_K} - eU_S$ dla wszystkich użytych ustawień potencjału przyspieszającego elektrony (U_e). Obserwowany na Rys. 4.14 rozrzut obrazuje zmiany potencjału przestrzennego ładunków. Potencjał przestrzenny może przyjmować wartości zarówno ujemne, jak i dodatnie. Dodatnia wartość potencjału przestrzennego może być związana jest z wysoką koncentracją jonów w pułapce. Wartości eU_S zaprezentowane na Rys. 4.14 wahają się od -14.40 eV do 11.11 eV. Wyznaczone wartości U_S nie odbiegają od typowych wartości potencjału przestrzennego ładunków w eksperymentach EBIT [6].



Rysunek 4.14: Wartość różnicy energii wiązania elektronu powłoki K dla Ar^{16+} oraz poprawki na potencjał przestrzenny (U_S) dla różnych wartości potencjał U_e

Metoda analizy położenia linii K-RR Ar^{17+}, przedstawiona powyżej, posłużyła w niniejszej pracy do określenia rzeczywistej energii elektronów po uwzględnieniu poprawki na potencjał przestrzenny. W ten sposób, dla każdego pomiaru, rzeczywista energia elektronów określona jest na podstawie wyznaczonego położenia linii K-RR.

Na Rys. 4.15 zaprezentowane są intensywności promieniowania K-RR Ar^{17+} (I_{RR17+}- Rys. 4.15 a) i promieniowania K-RR Ar^{18+} (I_{RR18+}- Rys. 4.15 b) wraz z niepewnościami pomiarowymi (pierwiastek z liczby zliczeń). Wszystkie pomiary prowadzono dla czasu jonizacji w przedziale 0-500 ms. Czas pomiaru, dla poszczególnej E_e zmieniał się w przedziale od 161 godzin do 187 godzin. Ponadto, natężenie prądu elektronów dla poszczególnych punktów pomiarowych ulegało zmianom w przedziale od 10.04 mA do 10.88 mA. Wyznaczone intensywności promieniowania (Rys. 4.15) zostały unormowane do tych parametrów.



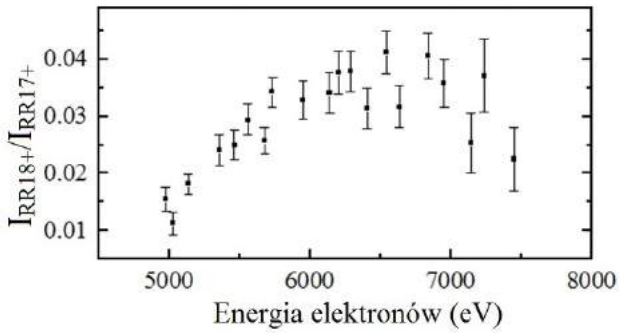
Rysunek 4.15: Intensywności promieniowania K-RR:
a) - z udziałem jonów Ar^{17+},
b) - z udziałem jonów Ar^{18+}.

W dalszej części niniejszej pracy istotną rolę odgrywa analiza stosunku intensywności I_{RR18+}/I_{RR17+}. Zależność ta zobrazowana jest na Rys. 4.16. Jej przebieg charakteryzuje się istotnym wzrostem przy wzrastającej energii elektronów. Stosunek intensywności I_{RR18+}/I_{RR17+} można określić jako:

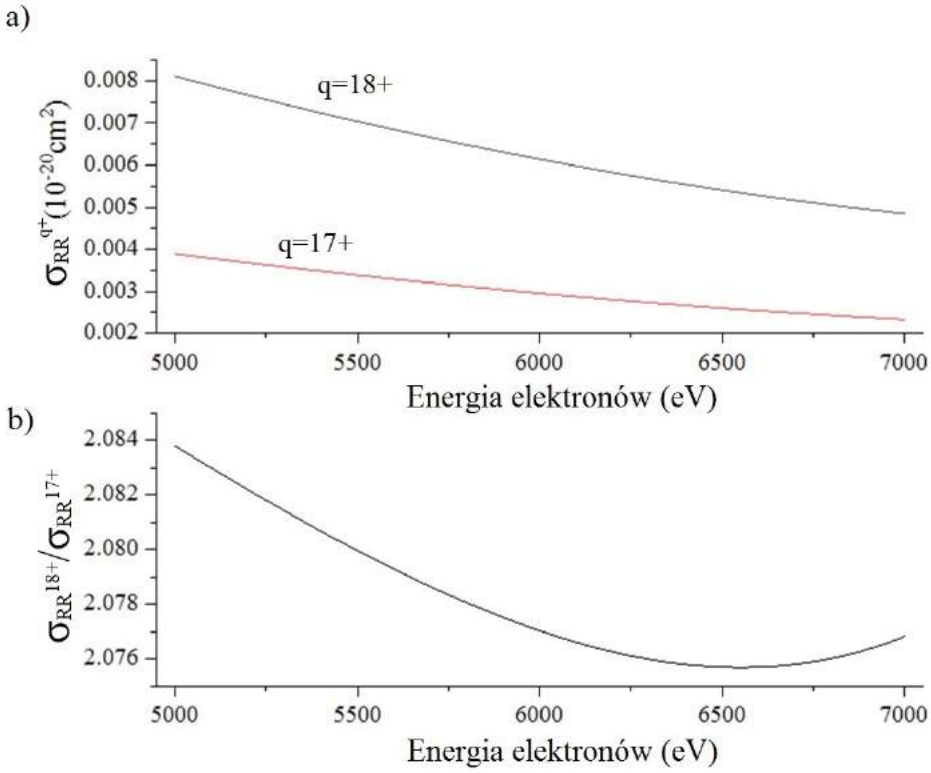
$$\frac{I_{RR18+}}{I_{RR17+}} = \frac{\rho(Ar^{18+})}{\rho(Ar^{17+})}\frac{\sigma_{RR}^{18+}}{\sigma_{RR}^{17+}}, \tag{4.4}$$

gdzie ρ to gęstość jonów o danym stanie ładunkowym, zgromadzonych w pułapce, natomiast σ_{RR}^{q} to przekrój czynny na radiacyjną rekombinację z udzia-

łem jonów w stanie ładunkowym q. Przy znajomości σ_{RR}^{q} zależność ta umożliwia wyznaczenie stosunku gęstości stanów ładunkowych $\rho(Ar^{18+})/\rho(Ar^{17+})$. W tym celu na Rys. 4.17 przedstawiono wartości obliczonych przekrojów czynnych na radiacyjną rekombinację z udziałem jonów Ar^{18+} i Ar^{17+} oraz ich stosunek.



Rysunek 4.16: Stosunek intensywności I_{RR18+}/I_{RR17+} dla promieniowania K-RR

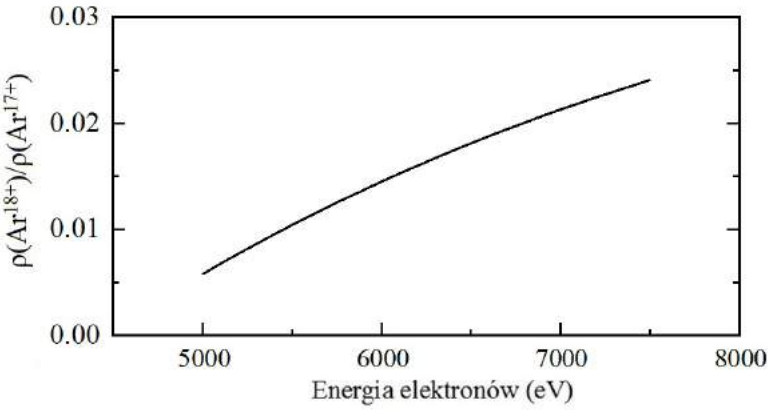


Rysunek 4.17: Obliczone wartości a) - σ_{RR}^{18+} i σ_{RR}^{17+}, b) - $\sigma_{RR}^{18+}/\sigma_{RR}^{17+}$

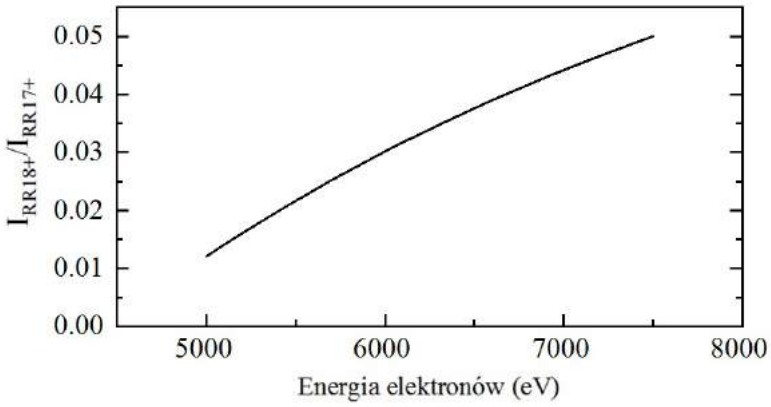
W badanym obszarze energii elektronów wyznaczony stosunek przekrojów czynnych wynosi w przybliżeniu 2 i zmienia się nieznacznie w zakresie 1.5%.

Stąd wniosek, że obserwowana eksperymentalnie zmiana I_{RR18+}/I_{RR17+} (Rys. 4.16) wynika ze wzrostu gęstości jonów 18+ w stosunku do gęstości jonów 17+.

Dodatkowo, odwołując się do wyników symulacji rozkładu stanów ładunkowych jonów w plazmie EBIT (Rys. 2.16), można wyznaczyć zależność $\rho(Ar^{18+})/\rho(Ar^{17+})$ w funkcji energii elektronów. Wyniki zobrazowano na Rys. 4.18. Po uwzględnieniu przebiegu $\sigma_{RR}^{18+}/\sigma_{RR}^{17+}$ (Rys. 4.17 b) otrzymano zależność I_{RR18+}/I_{RR17+} przedstawioną na Rys. 4.19. Wyniki przeprowadzonych symulacji zgadzają się z wynikami eksperymentalnymi (Rys. 4.16), które pokazują czterokrotny wzrost I_{RR18+}/I_{RR17+} w badanym przedziale energii elektronów.



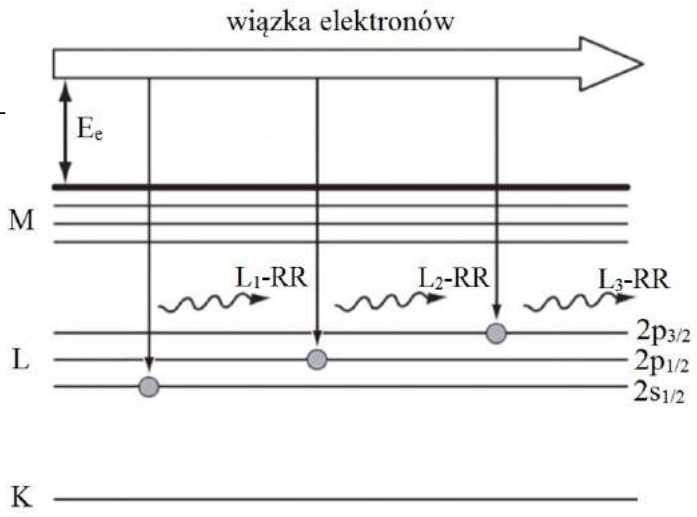
Rysunek 4.18: Stosunek gęstości jonów Ar^{18+} i Ar^{17+} wyznaczony na podstawie symulacji stanów ładunkowych w plazmie EBIT



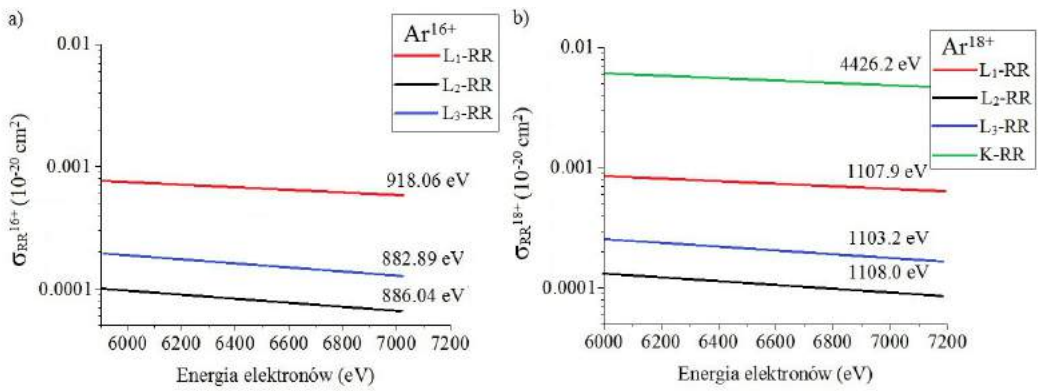
Rysunek 4.19: Obliczony stosunek intensywności promieniowania K-RR dla jonów Ar^{17+} i Ar^{18+}

4.2.2 Radiacyjna rekombinacja z udziałem powłoki L

W tym rozdziale przedstawiona została próba analizy rozkładu ładunkowego jonów argonu w plazmie EBIT na podstawie kształtu linii L-RR. Widmo radiacyjnej rekombinacji z udziałem powłoki L jest bardziej złożone niż w przypadku K-RR ze względu na fakt, iż wiele stanów ładunkowych wnosi do niego swój wkład. Schemat procesu L-RR wraz z nomenklaturą poszczególnych widm przedstawiony jest na Rys. 4.20.



Rysunek 4.20: Schemat procesu L-RR wraz z nomenklaturą linii



Rysunek 4.21: Wyniki obliczeń: a) - przekroju czynnego dla procesu L-RR z udziałem Ar^{16+}, b) - przekroju czynnego dla procesów K-RR i L-RR z udziałem Ar^{18+}. Nad poszczególnymi wykresami umieszczono wartość energii wiązania danej podpowłoki.

Na Rys. 4.21 przedstawione zostały wyniki obliczeń wykonanych przy użyciu FAC z uwzględnieniem trzech podpowłok, których dotyczy wychwyt elektronu. Dla każdej podpowłoki umieszczono informację o energii wiązania danej podpowłoki elektronowej. Po pierwsze, można zauważyć, że energia wiązania

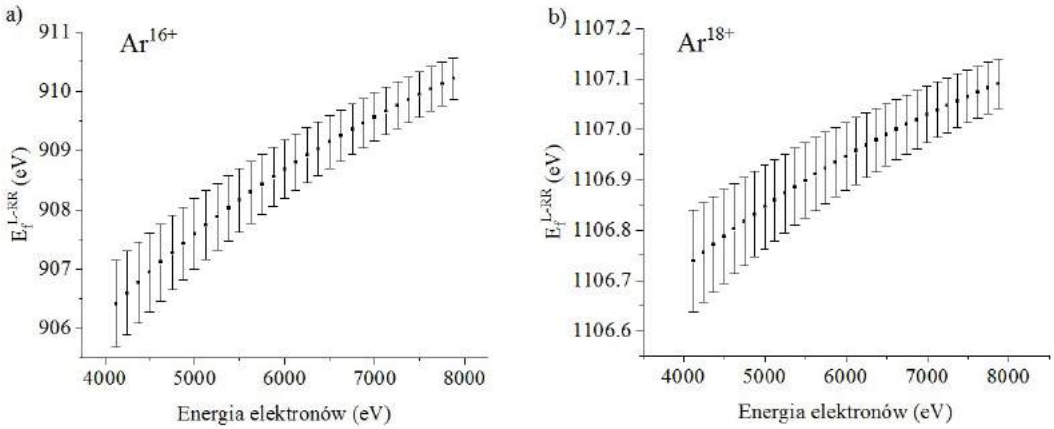
różni się w zależności od stanu ładunkowego. Stąd wynika, że energia fotonu L-RR może służyć do analizy rozkładu ładunkowego jonów. Po drugie, przekrój czynny na proces L-RR dla jonów Ar^{18+} jest większy o ok. 35% niż dla Ar^{16+} i jest ok. dziesięciokrotnie mniejszy niż wartość przekroju czynnego na K-RR dla Ar^{18+}. Co więcej, na Rys. 4.21 a i b obserwujemy zmiany przekroju czynnego z energią elektronów i zmiany te są różne dla różnych podpowłok elektronowych. W widmie rentgenowskim dla danego stanu ładunkowego obserwowane jest promieniowanie, którego położenie zdefiniowane jest przez średnią energię fotonów L-RR. Średnia ta to średnia ważona z wagą równą przekrojom czynnym, dlatego nie określa ona średniej energii wiązania powłoki L, gdyż bezpośrednio zależy od wartości przekrojów czynnych dla procesu RR do wszystkich możliwych stanów końcowych. Zauważmy, że w przypadku jonów $q < 16+$ na powłoce L znajduje się dodatkowy elektron i konfiguracje elektronowe oraz oddziaływanie tych elektronów definiują różne stany końcowe $|f\rangle$. Niech E_f^{RR} będzie określone wzorem:

$$E_f^{RR} = \frac{\sum_{i=1}^{n}(E_{fi} - E_e) \cdot \sigma_{RR}^i}{\sum_{i=1}^{n} \sigma_{RR}^i}, \tag{4.5}$$

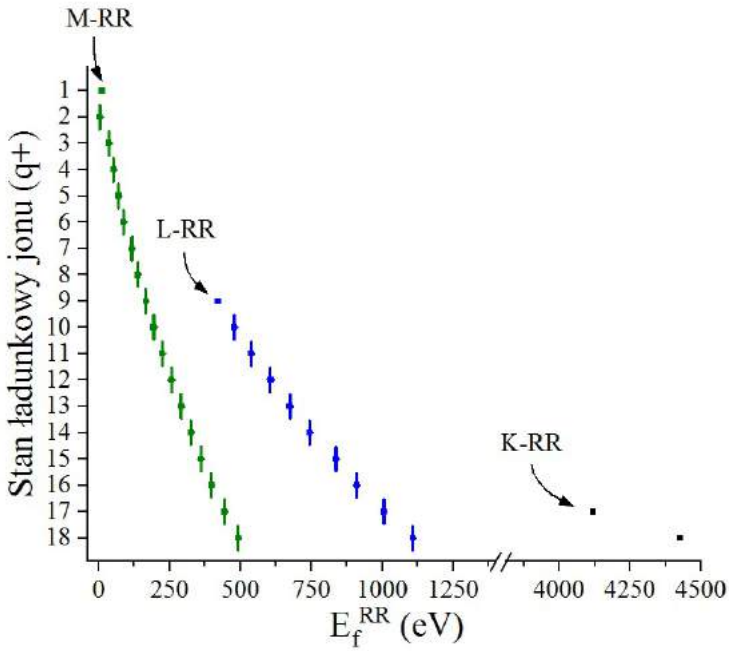
$$\Delta E_f^{RR} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n}(E_{fi} - E_f^{RR})^2 \cdot \sigma_{RR}^i}, \tag{4.6}$$

gdzie $i = 1, ..., n$ to wszystkie konfiguracje stanu końcowego $|f\rangle$, E_{fi} to energia promieniowania RR dla danego stanu końcowego i, σ_{RR}^i to odpowiadający jej przekrój czynny. W przypadku, gdy analizowany był proces L-RR energię tę oznaczano E_f^{L-RR}.

Na Rys. 4.22 a i b przedstawiono zmianę E_f^{L-RR} dla wyników obliczeń przedstawionych na Rys. 4.21. Dla Ar^{18+} (Rys. 4.22 b) zmiana ta jest niewielka. Dla jonów Ar^{16+} (Rys. 4.21 a) widzimy, że dla wyższych energii coraz bardziej dominuje proces RR do stanu 2s, a więc energia E_f^{L-RR} wzrasta. Wiadomo, że w przypadku niższych stanów ładunkowych efekty korelacyjne stanu końcowego powodują, że jest dużo więcej konfiguracji stanów końcowych. Przekroje czynne dla każdego z tych stanów końcowych zależą od energii elektronów. Ze względu na zaobserwowaną zmianę energii E_f^{L-RR} podczas analizy rozkładu ładunkowego na podstawie kształtu linii L-RR należy uwzględnić wartość E_f^{L-RR} (wzór 4.5) obliczoną dla danej energii elektronów.



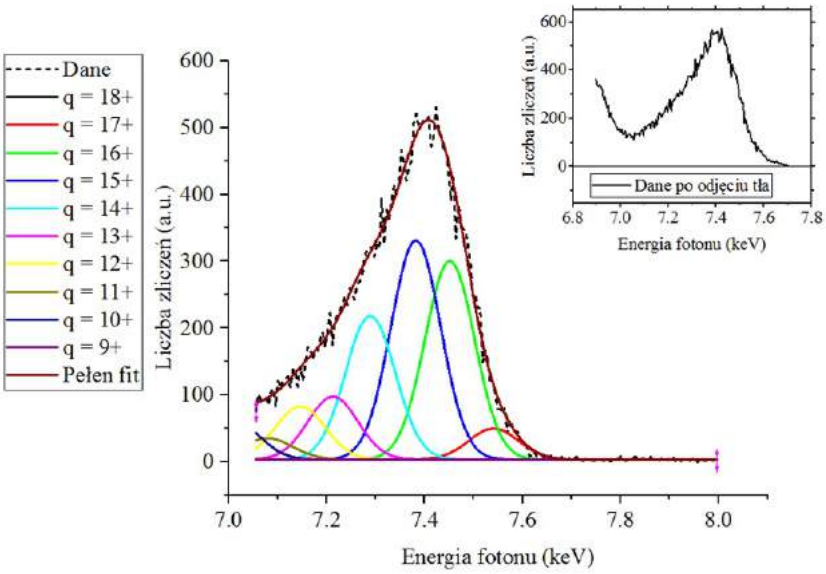
Rysunek 4.22: Wyniki obliczeń E_f^{L-RR}: a) - dla jonów Ar^{16+}, b) - dla jonów Ar^{18+}



Rysunek 4.23: Wyniki obliczeń średniej energii fotonu M-RR, L-RR oraz K-RR dla różnych stanów ładunkowych argonu. Energia ta zdefiniowana jest wg. wzoru 4.5 dla odpowiednich powłok elektronowych K, L oraz M. Wyniki obliczeń dla $E_e = 6500$ eV.

Wyniki obliczeń E_f^{L-RR} oraz analogicznych wartości energii fotonów dla procesów K-RR i M-RR dla energii elektronów 6500 eV zestawiono na Rys. 4.23. Warto zwrócić uwagę, że niepewności zaznaczone na Rys. 4.23 mają różne wartości. Niepewności te wynikają z różnych konfiguracji elektronowych stanów końcowych. Proces K-RR z udziałem jonu 18+ i 17+, proces L-RR z udziałem jonu 9+ oraz proces M-RR z udziałem jonu 1+ mają tylko jedną możliwą konfigurację końcową, dlatego w tych przypadkach niepewność określenia E_f^{RR} jest równa zeru. Ważny wniosek wynika z analizy energii E_f^{M-RR} dla Ar^{18+} oraz Ar^{17+}. Jej wartość jest wyższa niż energia E_f^{L-RR} jonu Ar^{9+}. Stąd wynika, że jeżeli w mieszaninie jonów współistnieją jony w stanach ładunkowych Ar^{18+}, Ar^{17+} i Ar^{9+} to w widmie rentgenowskim linie L-RR i M-RR nachodzą na siebie.

Na podstawie danych zaprezentowanych na Rys. 4.23 podjęto próbę analizy rozkładu ładunkowego na podstawie kształtu linii L-RR. Zarejestrowane przy $E_e = 5498$ eV widmo linii L-RR rozłożono na kilka linii uwzględniając udział poszczególnych stanów ładunkowych. Założono wspólną szerokość wszystkich linii. Wynik analizy przedstawiony jest na Rys. 4.24. Ze względu na fakt, iż linia M-RR dla HCI nachodzi na linię L-RR dla LCI w analizie nie uwzględniono stanu $q = 9+$. Na wstawce przedstawione zostały dane eksperymentalne po odjęciu tła, wyraźnie widoczna jest krawędź linii M-RR.

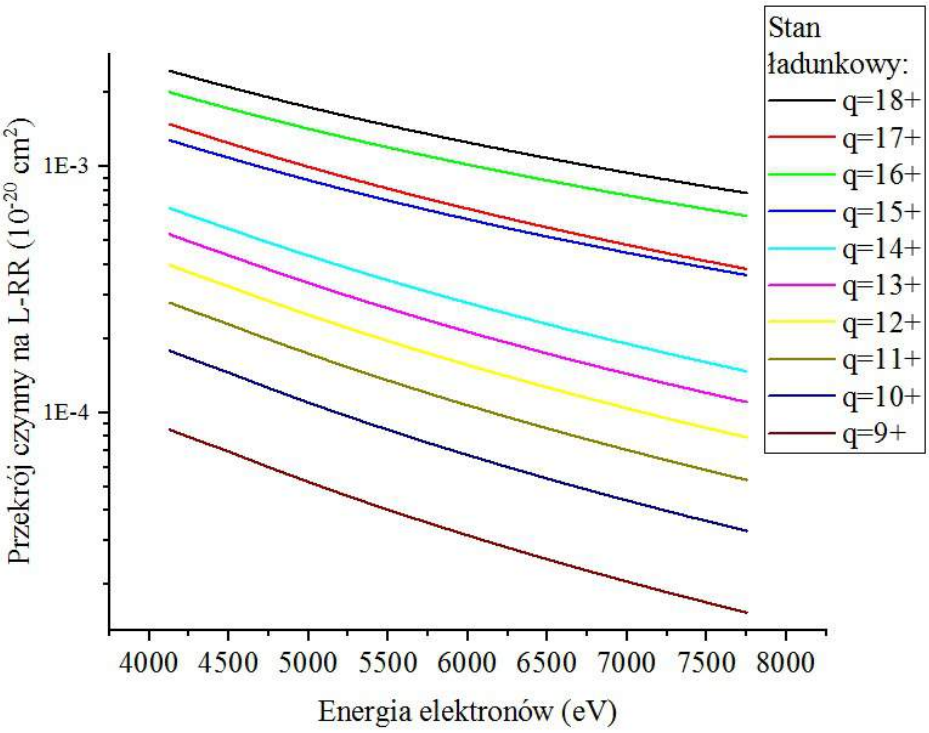


Rysunek 4.24: Mulitipeak fit [95] dla linii L-RR, położenia linii zostały ustalone zgodnie z danymi przedstawionymi na Rys. 4.23. Parametry pomiaru: $U_e = 6540$ V, $E_e = 6498$ eV, $1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar $U_B = 5$ V. Na wstawce widać fragment widma po odjęciu tła.

Analogicznie jak w przypadku analizy rozkładu ładunkowego na podstawie kształtu linii K_α należy uwzględnić przekroje czynne na proces L-RR dla każdego ze stanów ładunkowych. Wg. wzoru 4.1 intensywność promieniowania dla danego stanu ładunkowego określona jest przez:

$$I_q = \rho_e \cdot \rho(\mathrm{Ar}^q) \cdot \sigma_q,$$

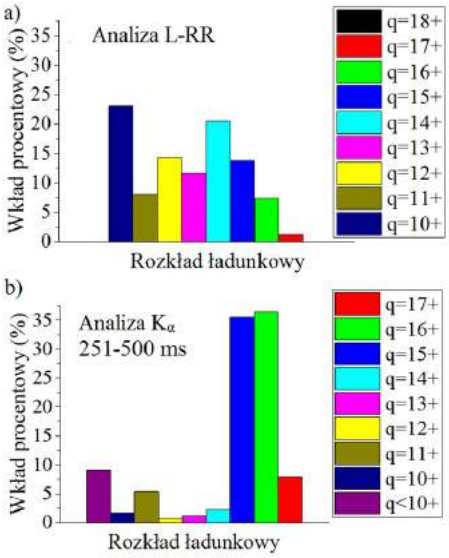
gdzie ρ_e to gęstość elektronów, $\rho(\mathrm{Ar}^q)$ gęstość jonów w danym stanie ładunkowym q, a σ_q to przekrój czynny na proces produkcji danej linii rentgenowskiej zależny od stanu ładunkowego q. W celu określenia $\rho(\mathrm{Ar}^q)$ wynikającego z kształtu linii L-RR, intensywności linii określone przez dopasowanie (Rys. 4.24) należy znormalizować przez wartości przekrojów czynnych na L-RR dla stanów ładunkowych q. Wyniki obliczeń przekrojów czynnych na L-RR przedstawione zostały na Rys. 4.25. Z obliczeń wynika, że przekroje czynne są największe dla HCI.



Rysunek 4.25: Wyniki obliczeń przekrojów czynnych na proces L-RR dla stanów ładunkowych $q = 18+, ..., 9+$. Przedstawione wartości to suma przekrojów czynnych dla wszystkich stanów końcowych $|f\rangle$. Podczas obliczeń ustalono, że stan początkowy jonu to stan podstawowy.

Po uwzględnieniu wartości przekrojów czynnych dla wybranej energii elektronów 6498 eV uzyskano rozkład stanów ładunkowych przedstawiony na Rys.

4.26 a. Ze względu na fakt, że pomiar wykonany był przy użyciu absorbera z folii aluminiowej podczas tego pomiaru nie zostało zarejestrowane promieniowanie charakterystyczne K argonu. Uzyskany rozkład porównano z wynikami analizy kształtu linii promieniowania K_α dla innego pomiaru wykonanego przy tej samej energii elektronów i tych samych parametrach pracy pułapki. Wyniki analizy przeprowadzonej zgodnie z metodą opisaną w rozdziale 4.1.1 przedstawione są na Rys. 4.26 b. Uzyskane rozkłady (Rys. 4.26 a i b) znacząco się różnią, jednakże dla obu można zauważyć istotny udział HCI.



Rysunek 4.26: Rozkład ładunkowy dla dwóch $E_e = 6498$ eV, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V. Porównanie otrzymanego rozkładu ładunkowego na podstawie kształtu
a) - linii L-RR,
b) - linii charakterystycznej K_α.

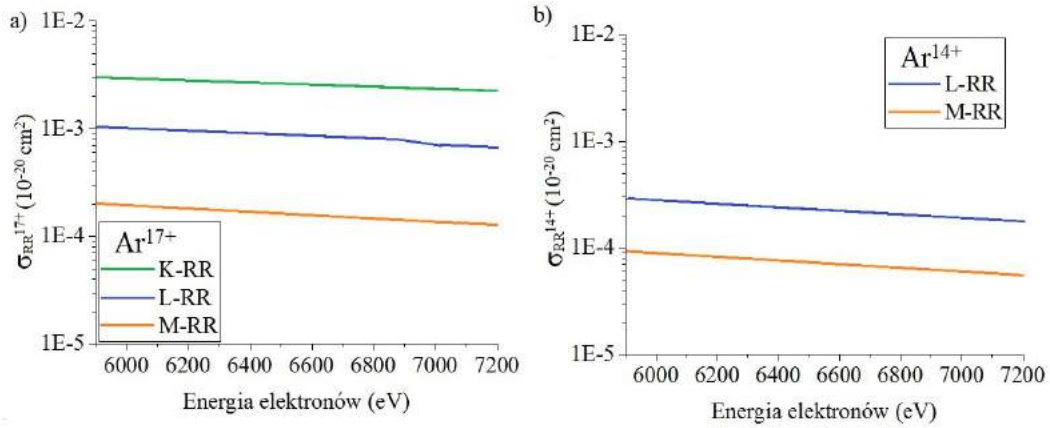
Celem przedstawionej metody było podkreślenie możliwości zastosowania analizy kształtu linii L-RR do wnioskowania na temat składu ładunkowego plazmy. Metoda ta przy zastosowaniu detektora o lepszej energetycznej zdolności rozdzielczej mogłaby służyć efektywnie.

4.2.3 Radiacyjna rekombinacja z udziałem powłoki M

W widmach promieniowania rentgenowskiego (przykłady na Rys. 3.1 oraz Rys. 4.11) obecna jest także sygnatura procesu M-RR. Promieniowanie to znajduje się blisko krawędzi promieniowania hamowania i rozciąga się aż do L-RR, co wynika z obliczeń przedstawionych na Rys. 4.23.

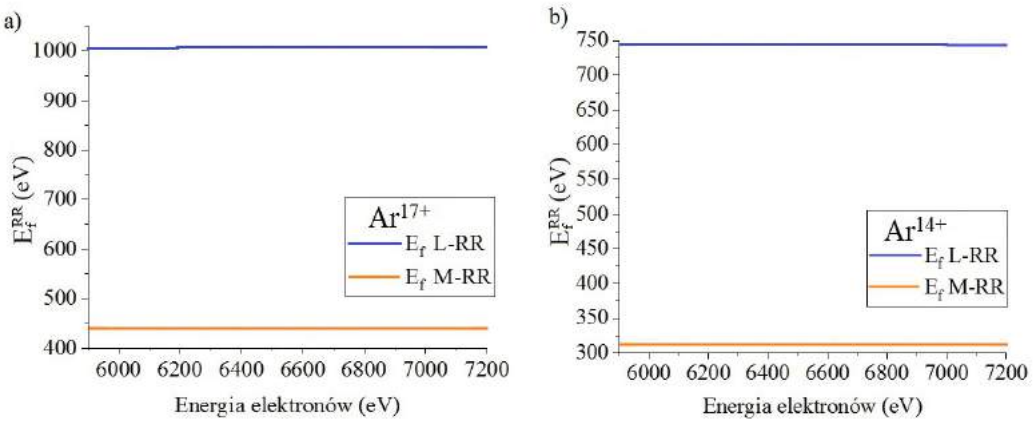
Na Rys. 4.27 a i b przedstawione są obliczenia przekrojów czynnych na procesy RR z udziałem różnych powłok elektronowych dla dwóch wybranych sta-

nów ładunkowych. Przedstawione na wykresach wartości odpowiadają sumie przekrojów czynnych na dany proces dla wszystkich stanów końcowych. Ar^{14+} ma zapełnioną powłokę K dlatego proces K-RR nie zachodzi (Rys. 4.27 b). Porównując obliczone wartości można ponownie zauważyć, że przekroje czynne na procesy L-RR i M-RR są większe (ok. trzykrotnie) wyższego stanu ładunkowego niż wartości przekrojów czynnych dla niższego stanu ładunkowego.



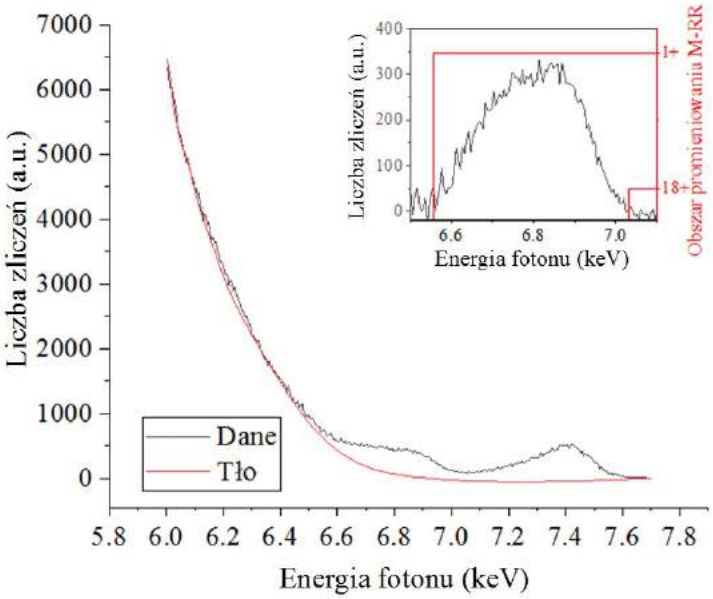
Rysunek 4.27: Wyniki obliczeń przekroju czynnego: a) - na procesy K-RR, L-RR i M-RR dla Ar^{17+}, b) - na procesy L-RR i M-RR dla Ar^{14+}

Określono energię fotonu na proces M-RR analogicznie jak opisano to we wzorze 4.5. Na Rys. 4.28 a i b przedstawiono wyniki obliczeń dla dwóch wybranych stanów ładunkowych Ar^{17+} i Ar^{14+}. Energie te są różne dla różnych stanów ładunkowych, ale ich zmiana z energią elektronów jest stosunkowo niewielka. Ponadto niepewności obliczonych wartości są tak niewielkie, że nie są widoczne na Rys. 4.28.



Rysunek 4.28: Wyniki obliczeń E_f^{L-RR} oraz E_f^{M-RR}: a) - dla jonów Ar^{17+}, b) - dla jonów Ar^{14+}

Określenie energii fotonu M-RR dla różnych stanów ładunkowych przedstawione na Rys. 4.23 umożliwia analizę linii M-RR pod względem jonów biorących udział w procesie. W tym przypadku dla zarejestrowanego widma M-RR określono tylko obszar promieniowania M-RR aby podkreślić, że różne stany ładunkowe wniosły wkład w linię M-RR. Na Rys. 4.29 przedstawiony jest fragment widma promieniowania dla $E_e = 6498$ eV wraz z dopasowanym tłem. Po kilkukrotnym odjęciu tła, w celu wyeksponowania linii M-RR, uzyskano widmo przedstawione na wstawce na Rys. 4.29. Na podstawie obliczeń (Rys. 4.23) położenia E_f^{M-RR} wskazano położenie linii M-RR dla skrajnych stanów ładunkowych $q = 1+$ oraz $q = 18+$. Informacje przedstawione na wstawce na Rys. 4.29 umożliwiają wysunięcie wniosku, że obserwowane widmo pochodzi od procesu M-RR zachodzącego dla różnych stanów ładunkowych.



Rysunek 4.29: Fragment widma rentgenowskiego wraz z dopasowanym tłem. Parametry pomiaru: $U_e = 6540$ V, $E_e = 6498$ eV, $p_{Ar} = 1.5{\cdot}10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V. Na wstawce widać linię M-RR po kilkukrotnym odjęciu tła. Na czerwono oznaczono energię fotonów promieniowania M-RR dla skrajnych stanów ładunkowych argonu.

Rozdział 5

Dwuelektronowa rekombinacja

Proces dwuelektronowej rekombinacji jest szczególnie ważny ze względu na jego zastosowanie w astrofizyce (rozdział 1.2). DR jest dwuetapowym procesem rezonansowym (Rys. 5.1). Schematycznie proces DR można opisać jako:

$$A^{q+} + e^- \rightarrow A^{(q-1)+*} \rightarrow A^{(q-1)+} + \hbar\omega. \tag{5.1}$$

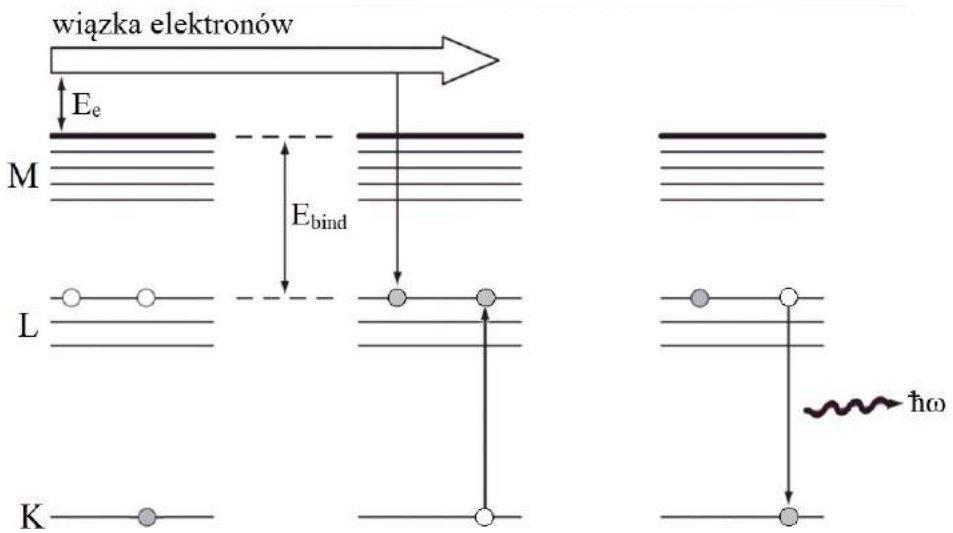
Pierwszy krok nazywany jest często wychwytem dwuelektronowym (DC, ang. *dielectronic capture*). DC jest odwróconym w czasie procesem Augera. W kroku tym swobodny elektron jest wychwytywany do stanu związanego jonu przy jednoczesnym wzbudzeniu innego związanego elektronu. W ten sposób formowany jest wzbudzony stan jonu $A^{(q-1)+*}$. Stan ten nazywany jest stanem pośrednim (ang. *intermediate state*). W drugim kroku DR następuje radiacyjna stabilizacja wzbudzonego jonu. Należy zauważyć, że alternatywnym kanałem de-ekscytacji jest autojonizacja (proces Augera), czyli powrót jonu do początkowego stanu ładunkowego (A^{q+}). Proces ten uwzględniany był w obliczeniach teoretycznych.

Na Rys. 5.1 przedstawiony jest schemat procesu DR o sygnaturze K-LL. Przyjęto klasyczną nomenklaturę Augera, K-LL oznacza wzbudzenie elektronu z powłoki K do L przy równoczesnym wychwycie swobodnego elektronu do powłoki L. Energia fotonów powstających w radiacyjnej de-ekscytacji stanu pośredniego zależy od sygnatury procesu, a także od stanu ładunkowego jonu, w którym proces zachodzi.

W celu teoretycznego opisu niniejszego procesu wprowadza się dodatkowe oznaczenia, w równaniu przedstawiającym schemat procesu DR:

$$e^- + |i\rangle \rightarrow |d\rangle \rightarrow |f\rangle + \hbar\omega, \tag{5.2}$$

gdzie $|i\rangle$ to stan początkowy jonu A^{q+}, $|d\rangle$ to wzbudzony stan pośredni jonu



Rysunek 5.1: Schemat procesu K-LL DR

$A^{(q-1)+*}$, natomiast $|f\rangle$ to stan końcowy jonu $A^{(q-1)}$ po emisji fotonu o energii $\hbar\omega$.

Proces DR zachodzi, gdy spełniony jest warunek rezonansowy $E_e = E_r$:

$$E_r = E_d - E_i, \tag{5.3}$$

gdzie E_d i E_i oznaczają całkowitą energię stanów pośredniego i początkowego jonu. Zauważmy, że dla procesu K-LL warunek 5.3 można przedstawić w postaci:

$$E_r = E_{bind_K} - E_{bind_L} - E_{bind_L}, \tag{5.4}$$

gdzie $E_{bind_K} - E_{bind_L}$ określa energię potrzebną na wzbudzenie elektronu z powłoki K do L, natomiast E_{bind_L} energię wiązania elektronu na powłoce L. Wynika stąd, że energia E_r będzie posiadać różne wartości dla różnych stanów ładunkowych jonu.

Zgodnie z [66] przekrój czynny (σ_{DR}) na proces DR można przedstawić jako:

$$\sigma_{DR}(E_e) = \frac{2\pi^2\hbar^3}{p_e^2} A_{DC}(i \to d)\delta(E_e)\omega_d, \tag{5.5}$$

gdzie p_e to pęd swobodnego elektronu, $A_{DC}(i \to d)$ to całkowite prawdopodobieństwo na zajście procesu wychwytu dwuelektronowego $|i\rangle \to |d\rangle$, $\delta(Ee)$ to profil Breita-Wignera danego rezonansu (wzór 5.6), ω_d to wydajność fluorescencji dla stanu wzbudzonego (wzór 5.7):

$$\delta(E_e) = \frac{\Gamma_d/2\pi}{(E_e - E_r)^2 + \Gamma_d^2/4}, \int \delta(E_e)dE_e = 1, \tag{5.6}$$

$$\omega_d = \frac{\Gamma_r}{\Gamma_a + \Gamma_r} = \frac{\Gamma_r}{\Gamma_d}, \tag{5.7}$$

gdzie Γ_r i Γ_a to kolejno szerokość radiacyjna i Augera. Γ_d jest całkowitą szerokością stanu $|d\rangle$.

Zgodnie z zasadą równowagi szczegółowej prawdopodobieństwo (A_{DC}) wychwytu dwuelektronowego jest proporcjonalne do prawdopodobieństwa (A_a) autojonizacji (odwróconego w czasie procesu DC). Można podać związek między A_{DC} i A_a w postaci [66]:

$$A_{DC}(i \to d) = \frac{g_d}{2g_i} A_a(d \to i), \tag{5.8}$$

gdzie g_i, g_d to wagi statystyczne stanów początkowego i pośredniego. Wartości te można przedstawić jako:

$$g_i = 2J_i + 1, g_d = 2J_d + 1, \tag{5.9}$$

gdzie J_i i J_d to liczby kwantowe całkowitego momentu pędu dla stanów $|i\rangle$ oraz $|d\rangle$.

Ostatecznie wyrażenie na siłę rezonansu (S_{DR}) można przedstawić w postaci [25]:

$$S_{DR}[cm^2eV] = \int \sigma_{DR}(E_e)dE_e = \frac{2\pi^2\hbar^2}{p_e^2} \frac{2J_d + 1}{2(2J_i + 1)} \frac{\Gamma_a \Gamma_r}{\Gamma_a + \Gamma_r}. \tag{5.10}$$

Powyższe równanie umożliwiło przeprowadzenie obliczeń przy pomocy FAC.

5.1 Argon

Wykonano szereg pomiarów mających na celu rejestrację widma K-LL DR dla jonów argonu (Z=18). W celu poprawnej interpretacji otrzymanego widma wykonano obliczenia przy pomocy programu FAC. W obliczeniach założono, że stan początkowy jonu to stan podstawowy, natomiast wszystkie stany pośrednie i końcowe były uwzględnione. Dla wybranej energii rezonansowej $|i\rangle \to |d\rangle$ można otrzymać różne rezonanse ze względu na kanał relaksacji $|d\rangle \to |f\rangle$. Dla tych wyników wartości S_{DR} dodawano, a jako energię fotonu powstałego w wyniku procesu DR wybierano ten o najwyższym prawdopodobieństwie (najwyższe S_{DR}). Pozostałe szczegóły dotyczące obliczeń FAC zostały przedstawione w Dodatku A.

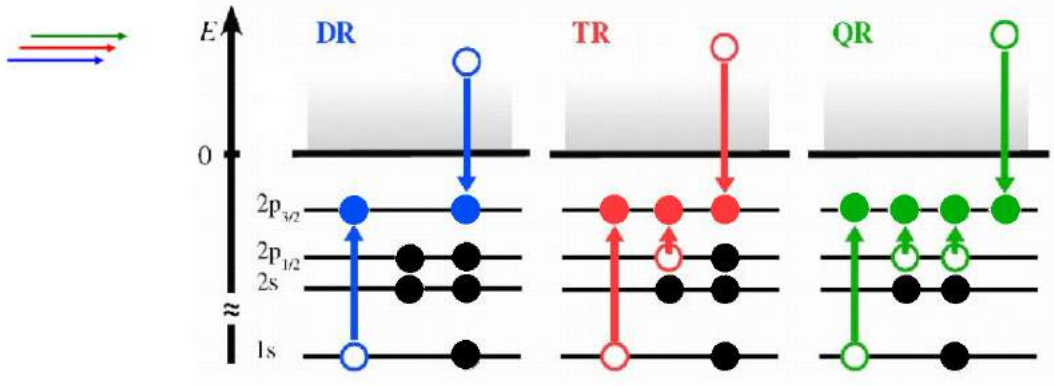
Przykład otrzymanych wyników dla rezonansów K-LL dla stanu Ar^{12+} przedstawiony jest w tabeli 5.1. Stan podstawowy jonu z sześcioma elektronami ma dwa elektrony na podpowłoce $2p_{1/2}$ i pustą podpowłokę $2p_{3/2}$, tak

E_r [eV]	E_f [eV]	S_{DR} $[cm^2eV]$	Γ_d [eV]	Specyfikacja $\|d\rangle$	sygn.
2393.78	2998.32	1.001E-19	0.333	$1s^12s^22p^2_{1/2}2p^2_{3/2}$	DR
2395.82	3000.35	3.938E-20	0.326	$1s^12s^22p^1_{1/2}2p^3_{3/2}$	TR
2409.29	3007.83	1.884E-20	0.340	$1s^12s^22p^2_{1/2}2p^2_{3/2}$	DR
2412.70	3010.70	5.393E-20	0.265	$1s^12s^22p^1_{1/2}2p^3_{3/2}$	TR
2418.89	2981.25	2.156E-23	0.320	$1s^12s^22p^2_{1/2}2p^2_{3/2}$	DR
2451.21	3011.35	1.177E-22	0.310	$1s^12s^12p^1_{1/2}2p^4_{3/2}$	QR
2452.50	2992.17	2.239E-23	0.327	$1s^12s^12p^1_{1/2}2p^4_{3/2}$	QR
2471.63	2993.92	6.569E-23	0.371	$1s^12s^12p^2_{1/2}2p^3_{3/2}$	TR
2472.73	2999.64	9.612E-23	0.347	$1s^12s^12p^1_{1/2}2p^4_{3/2}$	QR
2484.54	3004.91	2.169E-23	0.381	$1s^12s^12p^2_{1/2}2p^3_{3/2}$	TR

Tabela 5.1: Obliczenia warunków rezonansów K-LL DR dla Ar^{12+}. W tabeli kolejno przedstawione są: rezonansowa energia elektronów (E_r), energia fotonu (E_f) relaksacji stanu wzbudzonego dla rezonansu o najwyższym prawdopodobieństwie, siła rezonansu (S_{DR}), szerokość rezonansu (Γ_d), specyfikacja stanu $|d\rangle$ oraz sygnatura procesu.

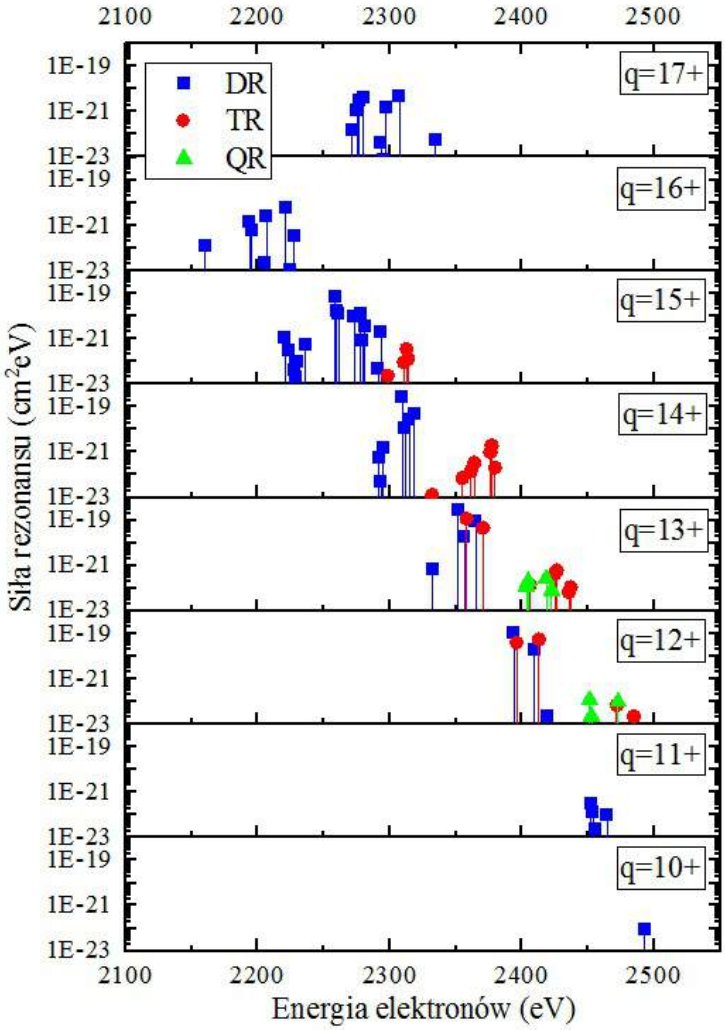
więc proces K-LL DR powinien w stanie $|d\rangle$ być określony przez dwa elektrony na podpowłoce $2p_{3/2}$ (Rys. 5.2). W tabeli 5.1 specyfikacja stanu $|d\rangle$ określa konfigurację danego stanu wzbudzonego [7]. Wyniki obliczeń wskazują, że tylko trzy obliczone rezonanse określone są przez stan $1s^12s^22p^2_{1/2}2p^2_{3/2}$ i różnią się co do wartości całkowitego momentu pędu powłok elektronowych. W przypadku innych specyfikacji rezonansów przedstawionych w Tab. 5.1 zasadniczemu transferowi dwóch elektronów (wychwyt z continuum do powłoki L i wzbudzenie elektronu z powłoki K do L - proces K-LL DR) towarzyszy dodatkowy transfer elektronów wewnątrz powłoki L. Na Rys. 5.2 przedstawione są schematy przykładowych procesów DC prowadzących do powstawania różnych stanów wzbudzonych. Jeśli mamy do czynienia z transferem jednego dodatkowego elektronu w ramach powłoki L to proces taki nazywamy wewnątrz-powłokową trójelektronową rekombinacją (TR, Rys. 5.2). W przypadku dwóch dodatkowych elektronów transferowanych wewnątrz powłoki L proces taki nazywamy wewnątrz-powłokową czteroelektronową rekombinacją (QR, Rys. 5.2). Przypadki takie były obserwowane i w [24] zostało wykazane, iż dla Ar^{12+} wewnątrz-powłokowe przejścia TR odgrywają ważniejszą rolę niż K-LL DR. Z analizy stanów $|d\rangle$ w tabeli 5.1 wynika, że wewnątrz-powłokowe procesy TR lub QR mogą w istotny sposób wpływać na strukturę widm DR.

Rys. 5.2 sugeruje wzrost rezonansowej energii elektronów kolejno dla procesów DR, TR i QR. Wyniki obliczeń (Tab. 5.1) pokazują jednak, iż procesy te zachodzą dla różnych energii elektronów, bez zachowania sugerowanej kolejności.

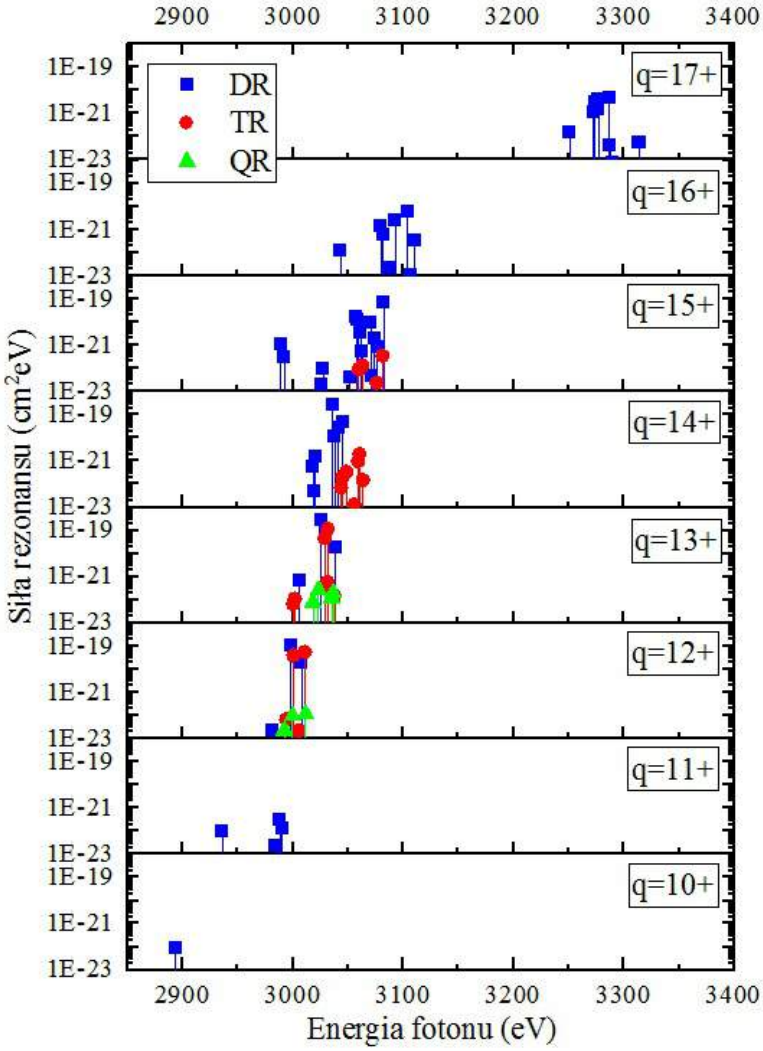


Rysunek 5.2: Schemat procesów DC dla sygnatur procesu DR, TR i QR. Procesy TR i QR odnoszą się do procesów wewnątrz-powłokowych. Rezonansowa energia elektronów została zasugerowana przez strzałki w odpowiednim kolorze.

Na Rys. 5.3 przedstawione są obliczenia rezonansowej energii elektronów dla wszystkich stanów ładunkowych jonów argonu, dla których zachodzić może proces K-LL DR. Kolorami zaznaczono procesy DR, TR i QR, analogicznie jak na Rys. 5.2. Wyniki obliczeń przedstawione na Rys. 5.3 wskazują, że rezonanse K-LL DR występują w przedziale energii elektronów 2150-2500 eV. W przypadku badań przy użyciu EBIT energie te nie pozwalają na jonizację powłoki K argonu, dlatego nie jest możliwa obserwacja procesu K-LL DR z udziałem jonów Ar^{17+}. Na Rys. 5.4 te same obliczenia zostały przedstawione w funkcji energii fotonów o najwyższym prawdopodobieństwie relaksacji. Podobnie jak wcześniej kolory identyfikują procesy DR, TR i QR.

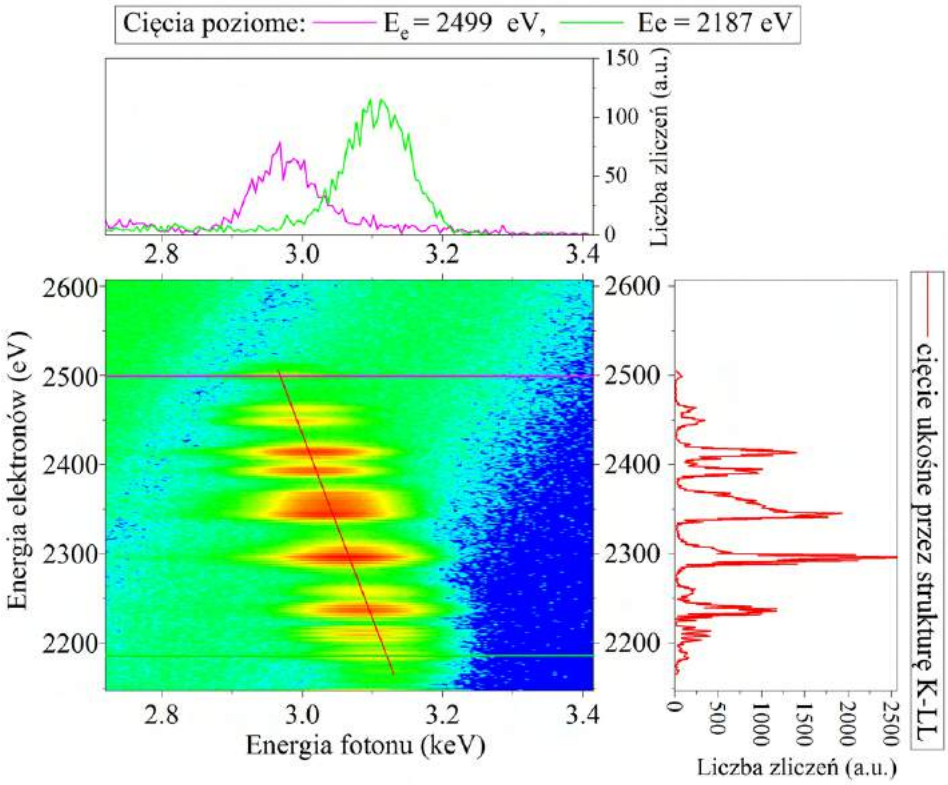


Rysunek 5.3: Wyniki obliczeń sumy sił rezonansów dla stanów ładunkowych Ar^{17+}-Ar^{10+} przedstawione w zależności od energii elektronów. Kolorami zaznaczono procesy K-LL DR, wewnątrz-powłokowy proces TR i wewnątrz-powłokowy proces QR.



Rysunek 5.4: Wyniki obliczeń sumy sił rezonansów dla stanów ładunkowych Ar^{17+}-Ar^{10+} przedstawione w zależności od energii promieniowania K_α. Kolorami zaznaczono procesy K-LL DR, wewnątrz-powłokowy proces TR i wewnątrz-powłokowy proces QR.

Przeprowadzono serię pomiarów mającą na celu zaobserwowanie i zidentyfikowanie rezonansów K-LL w argonie. Na Rys. 5.5 zaprezentowano pełne widmo 192 godzinnego pomiaru z użyciem argonu ($p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-9}$ mbar). Ustawiono potencjał bariery pułapki na niskim poziomie ($U_B = 5$ V). Energia elektronów zmieniana była co 1 eV. Dokonano korekty energii elektronów ze względu na potencjał przestrzenny ładunków (rozdział 2.3.2). Energia fotonów rejestrowana była w kanałach o szerokości ok. 5 eV.



Rysunek 5.5: Widmo struktury promieniowania K-LL zebrane dla energii elektronów w zakresie 2141 - 2601 eV, czas pomiaru ok. 192 godzin, $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-9}$ mbar. Na górnym panelu widać cięcia poziome (profil linii K_α) dla dwóch wybranych energii elektronów 2187 eV oraz 2499 eV. Na prawym panelu przedstawione jest cięcie ukośne (wzdłuż czerwonej linii na widmie 3D). Poszczególne linie reprezentują strukturę rezonansową K-LL DR dla jonów w różnych stanach ładunkowych obecnych w plazmie.

Zarejestrowane widmo obejmuje rezonanse dla jonów od Ar^{16+} ($E_e \approx 2187$ eV), aż po energie rezonansów dla jonów Ar^{10+} ($E_e \approx 2500$ eV, Rys. 5.3). Na górnym panelu Rys. 5.5 znajdują się widma cięć poprzecznych (profil linii K_α) dla dwóch rezonansowych energii elektronów $E_e = 2187$ eV i $E_e = 2499$ eV. Cięcia te obrazują przesunięcie energetyczne linii K_α dla dwóch skrajnych struktur rezonansowych. Zauważmy, że rezonans dla energii elektronów 2499 eV może odpowiadać rezonansom DR zarówno dla jonów Ar^{12+} jak i dla jonów Ar^{10+} (Rys. 5.3). Rozważana linia K_α (dla $E_e = 2499$ eV), której profil zaprezentowany jest na górnym panelu Rys. 5.5 odpowiada energii 2.975±0.001 keV. Wyniki przestawione na Rys. 5.4 umożliwiają ostateczną identyfikację stanu aktywnego jonu - Ar^{12+}.

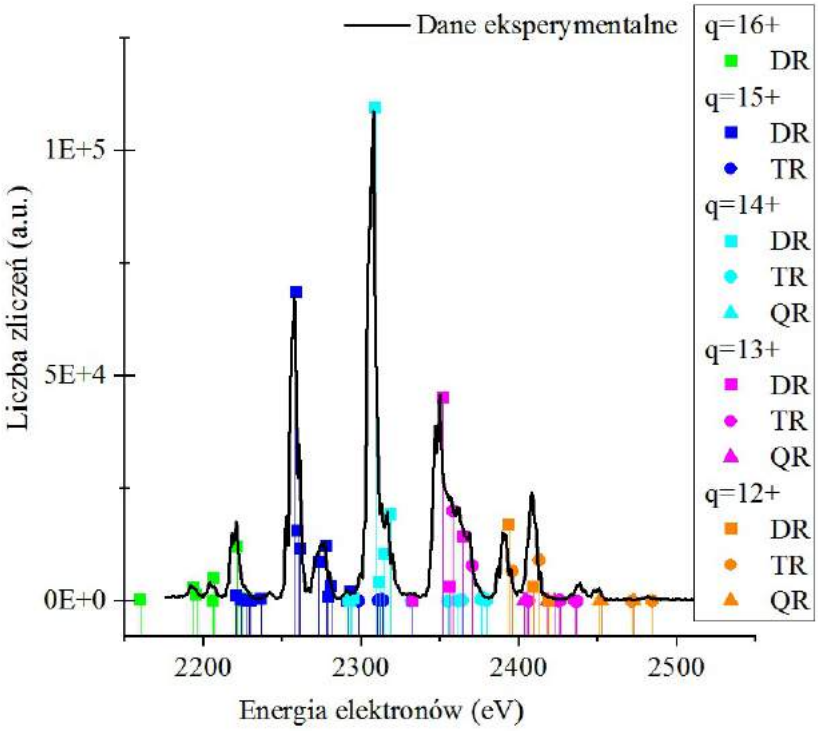
Dodatkowo na Rys. 5.5, cięcie ukośne pokazane na prawym panelu Rys. 5.5 ma na celu zobrazowanie pełnej struktury widma K-LL argonu. Zauważmy, że cięcia podłużne (skan liczby zliczeń dla wybranej energii fotonów) nie obejmują wszystkich stanów ładunkowych ze względu na energetyczne przesunięcie linii K_α. Ponadto, na Rys. 5.5 widać, że struktury rezonansowe znajdują się na ciągłym tle, które przesuwa się w prawo ze wzrostem energii elektronów. Na podstawie wzoru 5.4 można wyprowadzić zależność:

$$E_{bind_K} - E_{bind_L} = E_e + E_{bind_L}. \tag{5.11}$$

Z tego wynika, że dla procesu K-LL DR obserwowana struktura widma K_α (o energii $E_{bind_K} - E_{bind_L}$) leży w obszarze promieniowania L-RR (o energii $E_e + E_{bind_L}$).

Na szczególną uwagę zasługuje podwójna struktura linii dla E_e ok. 2400 eV (prawy panel Rys. 5.5). Na podstawie obliczeń zaprezentowanych na Rys. 5.3 i Rys. 5.4 strukturę tę można zidentyfikować jako przejścia DR, TR i QR dla Ar^{12+}. Struktura ta jest bardzo silna w porównaniu do wyników zaprezentowanych w [24]. Analiza zmian I_0 wykazała, że dla $E_e \approx 2400$ eV zaobserwowano silny wzrost prądu ciemnego, co może świadczyć o zmianie gęstości wiązki elektronów w omawianym obszarze energii elektronów. Aby wykluczyć wątpliwości dotyczące zmiany gęstości wiązki elektronów wykonano kolejne pomiary przy niższym prądzie grzania katody. W wyniku tej zmiany natężenie prądu elektronów zmniejszyło się z ok. 5 mA do 4 mA, ale uzyskano trzykrotnie niższy prąd ciemny. Pomiar trwał ok. 242 godziny. Głębokość pułapki oraz ciśnienie gazu pozostawiono bez zmian ($U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-9}$ mbar). Wprowadzono poprawkę na potencjał przestrzenny ($U_s = 14.76$ V). Rzut struktury rezonansowej na oś energii elektronów zaprezentowany jest na Rys. 5.6. Na tym samym wykresie (Rys. 5.6) wyświetlono obliczone siły rezonansów w zależności od energii elektronów. Położenie rezonansów zobrazowane na Rys. 5.6 dobrze odpowiada wynikom obliczeń dla jonów Ar^{16+} - Ar^{12+}. Dla jonów Ar^{12+} obserwowana jest odwrócona intensywność linii w porównaniu z wynikami obliczeń. Rezonans charakteryzujący się niższą energią E_e jest mniej intensywny niż dla wyższej energii. Świadczy to o znacznym wzmocnieniu intensywności rezonansu TR, co ma oparcie w wynikach zaprezentowanych w pracy [24]. Ponadto, zaprezentowane na Rys. 5.6 wyniki obliczeń zostały przeskalowane do wyników pomiarów tak, aby na tej podstawie można było wyciągnąć wnioski dotyczące składu ładunkowego jonów. Oszacowano, że aż 59.2±3.5 % stanowią jony Ar^{16+}, a 23.6±1.6 % jony Ar^{15+}. Jony Ar^{14+}, dla których zaobserwowana struktura jest najintensywniejsza stanowią 9.4±1.1 % jonów w plazmie. Prze-

krój czynny na proces K-LL DR dla jonów Ar^{14+} jest ok. 50 razy wyższy niż dla jonów Ar^{16+} (Rys. 5.3). Pozostałe jony w mieszaninie stanów ładunkowych stanowią kolejno 4.0±0.5 % - Ar^{13+} oraz 3.8±0.5 % - Ar^{12+}.

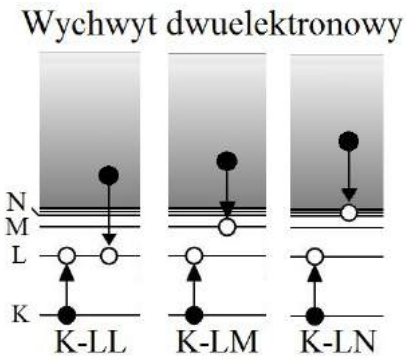


Rysunek 5.6: Rzut widma struktury promieniowania K-LL na oś energii elektronów. Czas pomiaru ok. 241.5 godziny, ciśnienie gazu na poziomie $2 \cdot 10^{-9}$ mbar. Identyfikacja rezonansów na podstawie obliczonej przy pomocy FAC struktury K-LL dla jonów Ar^{16+} - Ar^{12+}. Dla jonów Ar^{12+} obserwujemy większy wkład procesu TR niż przewidywania teoretyczne, co jest zgodne z wynikami eksperymentalnymi przedstawionymi w [24].

Warto wspomnieć, że badanie procesu K-LL DR umożliwia obserwację innego rzadkiego procesu atomowego, dwufotonowej de-ekscytacji [97, 98]. Proces ten obserwowany jest dla wzbudzonych stanów metastabilnych, np. stanu $2s^1$ dla jonów He-podobnych lub stanu $2s^2$ dla jonów Li-podobnych. Sygnatury tego procesu udało się zaobserwować (m.in. na Rys. 2.6) w postaci ciągłych smug rozciągających się od maksimum DR w kierunku niższych energii fotonów. Jednakże, ze względu na ubogą statystykę, procesu tego nie analizowano szczegółowo.

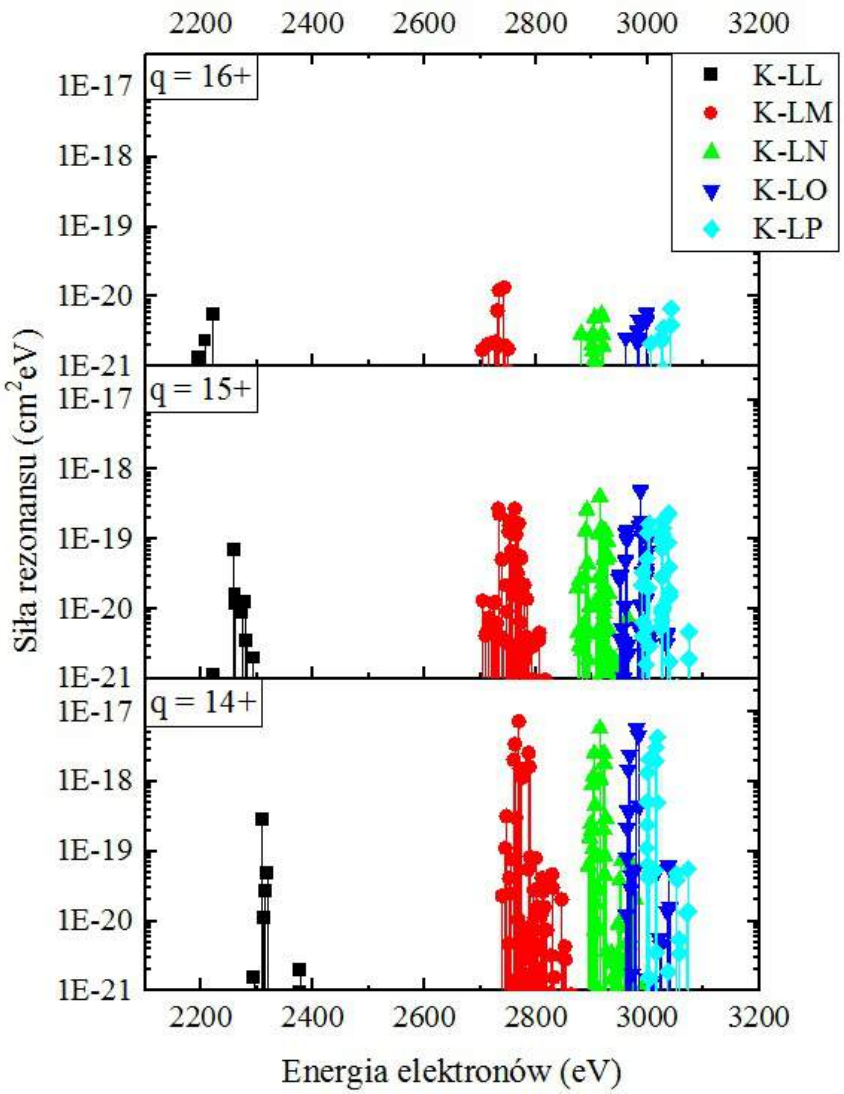
Powyżej rozważony został proces DR ze wzbudzeniem powłoki K - typu K-LL. Proces DR może zachodzi także z udziałem wyższych powłok (M, N, ...).

Na Rys. 5.7 zestawiono schematy wychwytu dwuelektronowego dla procesów K-LL, K-LM oraz K-LN. Struktury rezonansowe obserwowane są aż do granicy bezpośredniej jonizacji powłoki K, która dla jonów argonu wynosi ok. 4000 eV.

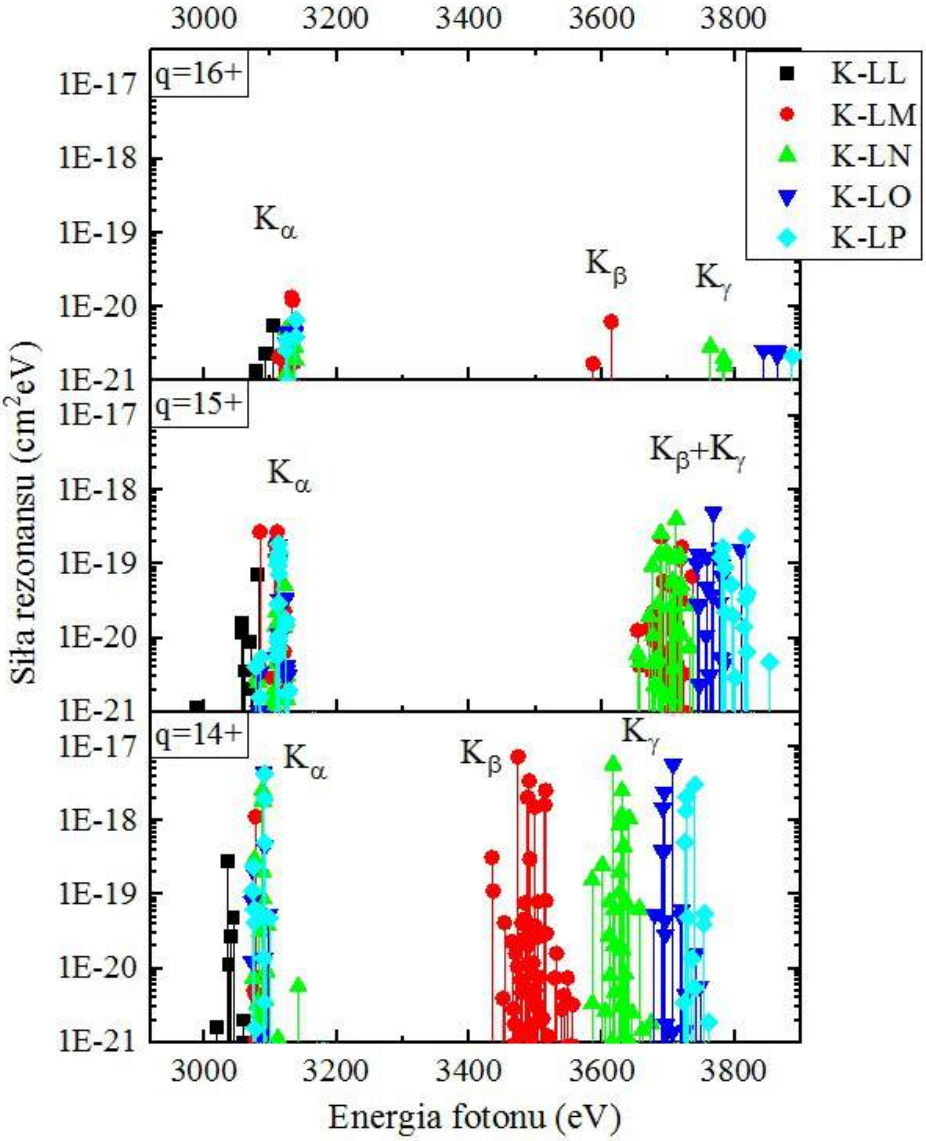


Rysunek 5.7: Schematy procesów DC (pierwszy etap procesu DR), wybrane przykłady: K-LL, K-LM oraz K-LN.

Dla wybranych trzech stanów ładunkowych Ar^{16+}, Ar^{15+} i Ar^{14+} wykonano obliczenia sił rezonansów DR z udziałem wyższych powłok. Wyniki obliczeń przedstawione są na Rys. 5.8 i Rys. 5.9. Na Rys. 5.8 przedstawiono zależność położenia kolejnych rezonansów od energii elektronów. Na Rys. 5.9 przedstawiona jest energia fotonów powstałych przy relaksacji stanów pośrednich, wyróżnione zostały: promieniowanie K_α, K_β i K_γ.



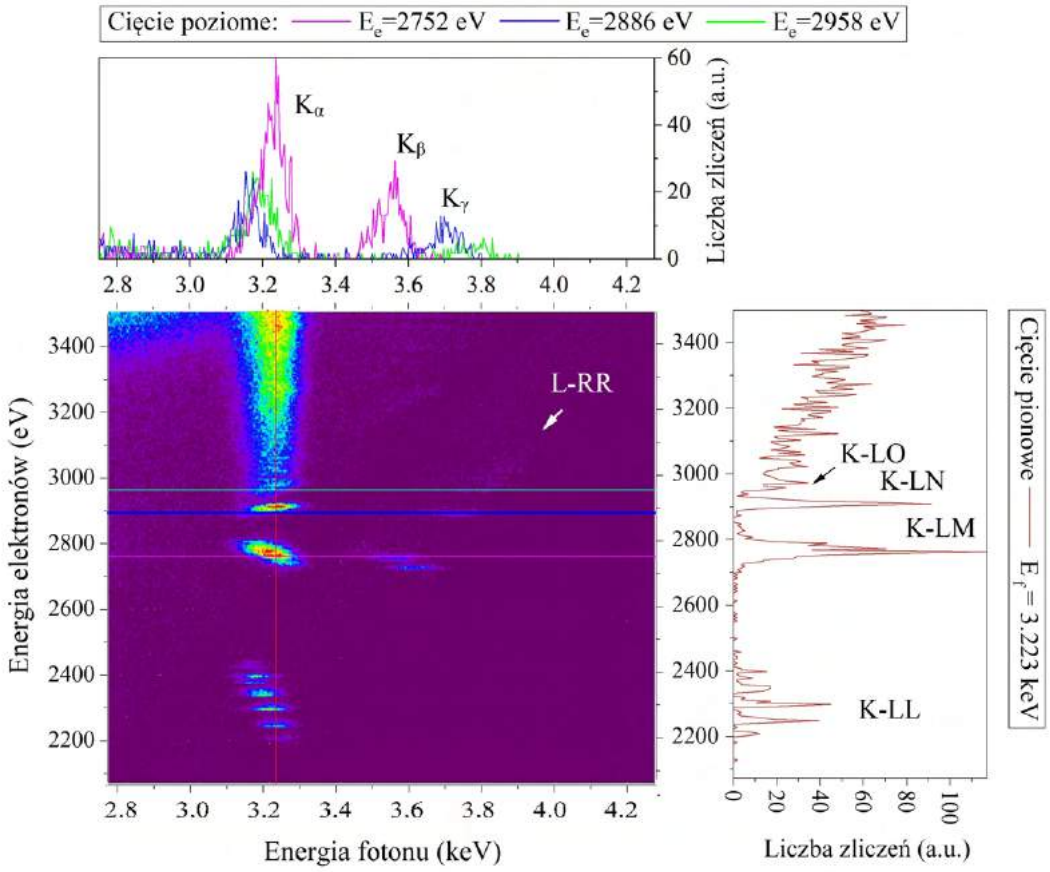
Rysunek 5.8: Wyniki obliczeń sumy sił rezonansów K-LL, K-LM, K-LN, K-LO i K-LP dla stanów ładunkowych Ar^{16+} - Ar^{14+} przedstawione w zależności od energii elektronów.



Rysunek 5.9: Wyniki obliczeń sumy sił rezonansów K-LL, K-LM, K-LN, K-LO, K-LP i K-MM dla stanów ładunkowych Ar^{16+} - Ar^{14+} przedstawione w zależności od energii promieniowania K.

Na Rys. 5.10 przedstawione jest widmo zebrane podczas ok. 90 godzinnego pomiaru z użyciem argonu ($p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V). Energie elektronów skanowano w zakresie 2073 - 3502 eV. Ze względu na ograniczenie w rozmiarze macierzy TERX (1000 kanałów), krok zmiany energii elektronów wynosił 2 eV. Na górnym panelu Rys. 5.10 zobrazowana jest energia fotonów dla cięć poziomych wykonanych dla trzech wybranych energii elektronów

(E_e = 2752 eV, E_e = 2886 eV, E_e = 2958 eV). Najbardziej intensywnym kanałem relaksacji jest promieniowanie K_α, jednakże promieniowanie K_β i K_γ, związane z przejściami z wyższych powłok, jest także widoczne. Na prawym panelu Rys. 5.10 widać bogatą strukturę DR. Sygnatury procesów zostały zinterpretowane dzięki wynikom obliczeń przedstawionym na Rys. 5.8.



Rysunek 5.10: Struktura widma promieniowania K-LL, K-LM i procesów wyższych rzędów, zebranego dla energii elektronów w zakresie 2073 - 3503 eV (ΔE_e = 2 eV). Czas pomiaru ok. 90 godzin, $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-9}$ mbar, U_B = 5 V. Na górnym panelu widać cięcia poprzeczne dla trzech wybranych rezonansów: 2752 eV (K-LM), 2886 eV (K-LN), 2958 eV (K-LO). Na prawym panelu przedstawione jest cięcie pionowe dla energii fotonu 3.223 keV (linia K_α). Promieniowanie to pochodzi od różnych stanów ładunkowych jonów obecnych w plazmie EBIT.

Zauważmy, że promieniowanie K_β powstałe w procesie K-LM przedstawione na Rys. 5.10 leży w obszarze ciągłego tła pochodzącego od promieniowania L-RR. Analogiczny wniosek przedstawiono dla promieniowanie K_α powstałego w procesie K-LL (wzór 5.11). Podobnie, analizując zależności dla rezonansowej energii elektronów w procesie K-LM:

$$E_e = E_{bind_K} - E_{bind_L} - E_{bind_M}, \tag{5.12}$$

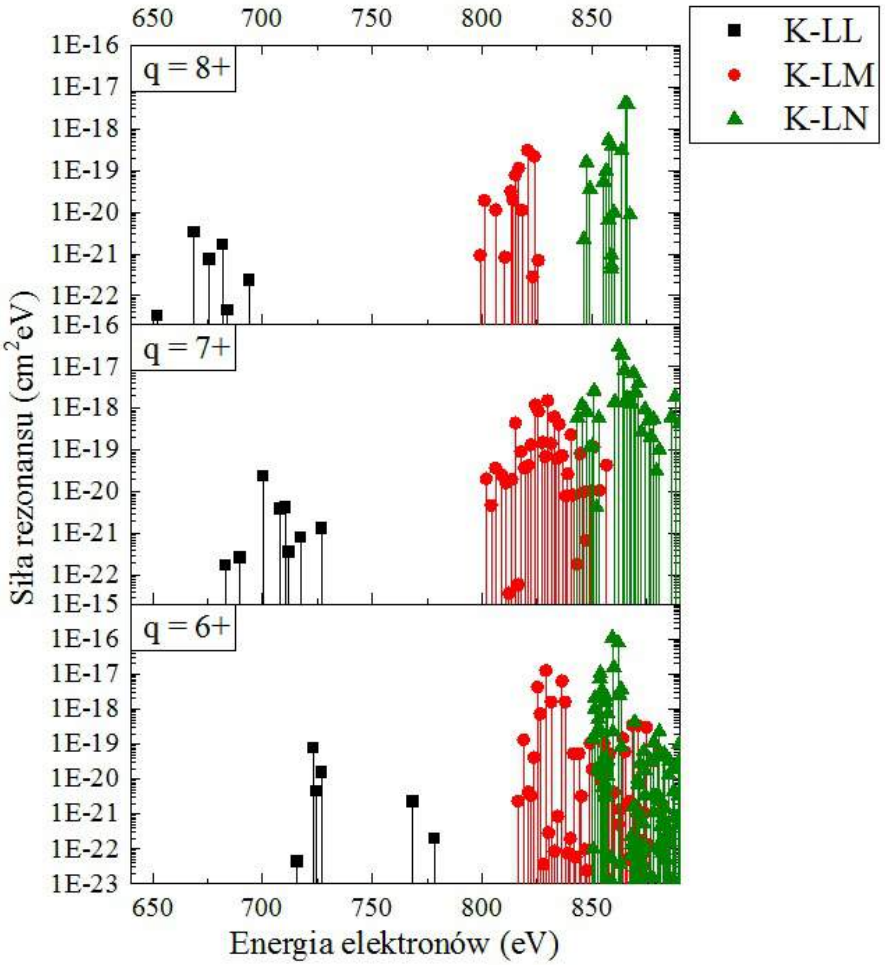
co po przekształceniu daje:

$$E_{bind_K} - E_{bind_M} = E_e + E_{bind_L}, \tag{5.13}$$

gdzie $E_{bind_K} - E_{bind_M}$ określa energię promieniowania K_β. Promieniowanie K_γ, rezonansowo wzmocnione w procesie K-LN, także leży w obszarze promieniowania L-RR. To rozumowanie obejmuje również promieniowanie K z udziałem wyższych powłok (strzałka na Rys. 5.10).

5.2 Neon

Proces DR był obserwowany również dla jonów neonu (Z=10). Na Rys. 5.11 przedstawione zostały obliczenia sił rezonansów K-LL, K-LM oraz K-LN dla neonu. Uwzględnione zostały jony helo-podobne (Ne^{8+}), lito-podobne (Ne^{7+}) oraz berylo-podobne (Ne^{6+}). Wyniki obliczeń przedstawione na Rys. 5.11 umożliwiają interpretację wyników eksperymentalnych. Podobnie, jak w przypadku argonu, dla elektronów o energiach odpowiadających rezonansom K-LL, K-LM i K-LN, jony o najwyższym stopniu jonizacji (Ne^{9+} i Ne^{10+}) nie są produkowane (Tab. 5.2). Dlatego w obliczeniach sił rezonansów (Rys. 5.11) nie uwzględniono jonów Ne^{9+}.

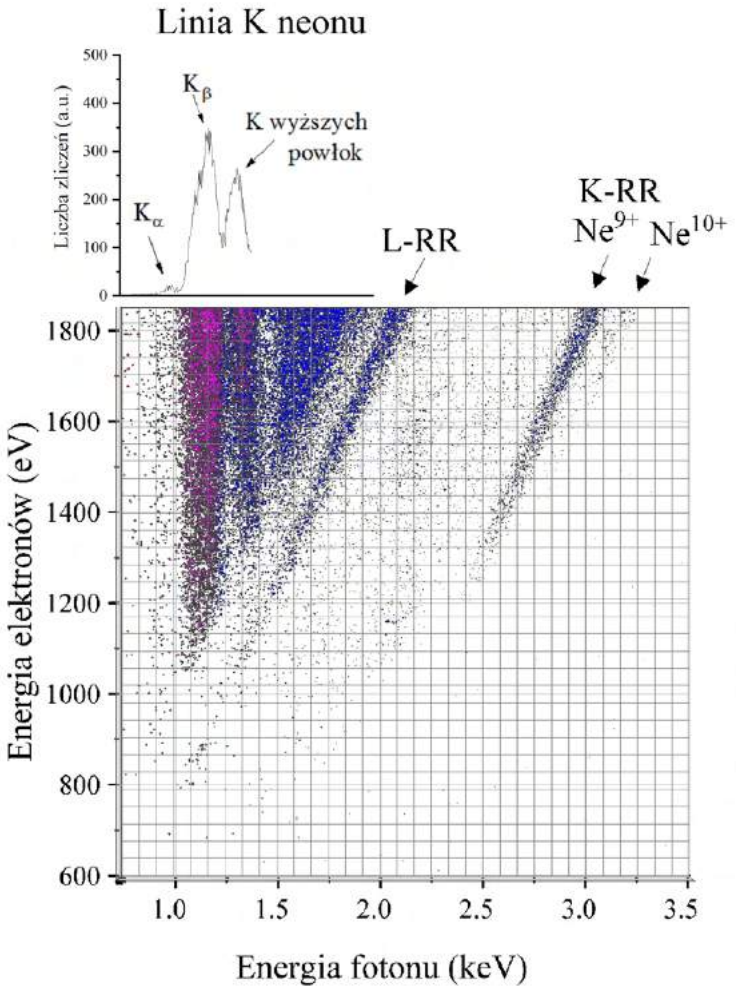


Rysunek 5.11: Obliczenia sumy sił rezonansów K-LL, K-LM oraz K-LN dla stanów ładunkowych Ne^{8+}-Ne^{6+} przedstawione w zależności od energii elektronów.

Zauważmy, że promieniowanie charakterystyczne neonu (wartości przedstawione w tabeli 5.2) leży na granicy wydajności detekcji użytego detektora promieniowania X (Rys. 2.4). Z tego powodu, nawet po przeprowadzeniu korekty na absorpcję w oknach berylowych, rejestrowana liczba zliczeń jest bardzo niska i obarczona dużą niepewnością pomiarową. Wartości granicy jonizacji powłoki K, podane w tabeli 5.2, określają E_{bind} dla danego stanu ładunkowego. Wartości te dla jonów Ne^{9+} i Ne^{10+} umożliwiają określenie energii promieniowania K-RR ($E_e + E_{bind}$, wzór 3.4).

Stan	K_α [keV]	K_β [keV]	Granica jonizacji K [keV]
Ne^{9+}	1.022	1.211	1.362
Ne^{8+}	0.915	1.072	1.196
Ne^{7+}	0.896	1.041	1.334
Ne^{1+}	0.849	0.858	0.870

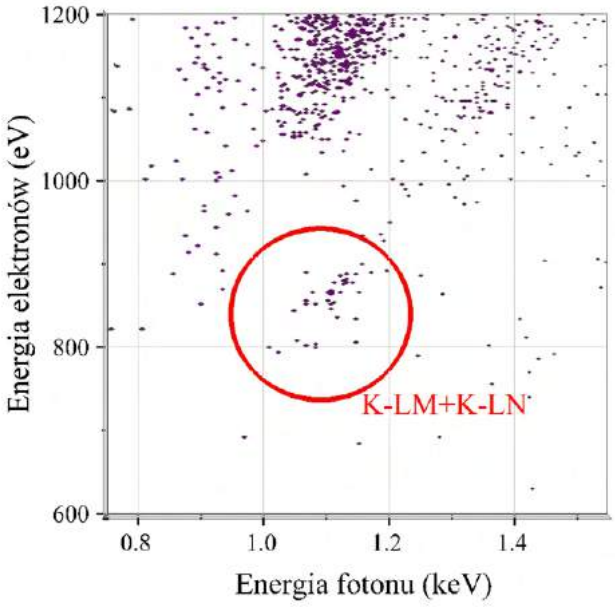
Tabela 5.2: Promieniowanie charakterystyczne K oraz granica jonizacji dla wybranych stanów ładunkowych jonów neonu [60].



Rysunek 5.12: Struktura widma promieniowania neonu zebrana dla energii elektronów skanowanej w zakresie 600 - 1850 eV ($\Delta E_e = 2$ eV). Czas pomiaru ok. 100 godzin, ciśnienie gazu na poziomie $1.4{\cdot}10^{-9}$ mbar. Na górnym panelu widać rzut fragmentu widma na oś energii fotonów.

Na Rys. 5.12 przedstawione jest widmo zebrane dla energii elektronów

w zakresie 600 - 1850 eV ($\Delta E_e = 2$ eV). Czas pomiaru wynosił ok. 100 godzin, $p_{Ne} = 1.4 \cdot 10^{-9}$ mbar, $U_B = 5$ V. Na wstawce u góry wykresu przedstawiony jest rzut linii K neonu na oś energii fotonów. Obserwujemy bardzo słabą obecność linii K_α ze względu na fakt, iż leży ona jest w obszarze bardzo niskiej wydajności detektora. Na Rys. 5.12 wyraźnie obecne są: promieniowanie K_β, linia L-RR oraz K-RR Ne^{9+}. Na przecięciu linii L-RR i K_β obserwowane jest wzmocnienie promieniowania K_β. Rezonansowy charakter niniejszego wzmocnienia oraz jego położenie w obszarze energii elektronów ok. 800-900 eV (Rys. 5.11) umożliwia identyfikację tej struktury jako odpowiadającą rezonansom K-LM oraz K-LN dla neonu. Położenie tej struktury jest zaznaczone w przybliżeniu na Rys. 5.13. Widać tam, że energia fotonów przesuwa się w kierunku wyższej energii wraz ze wzrostem energii elektronów. Stąd wniosek, że struktura widma pochodzi nie tylko od rezonansu K-LM, ale i od rezonansów wyższych powłok np. K-LN.

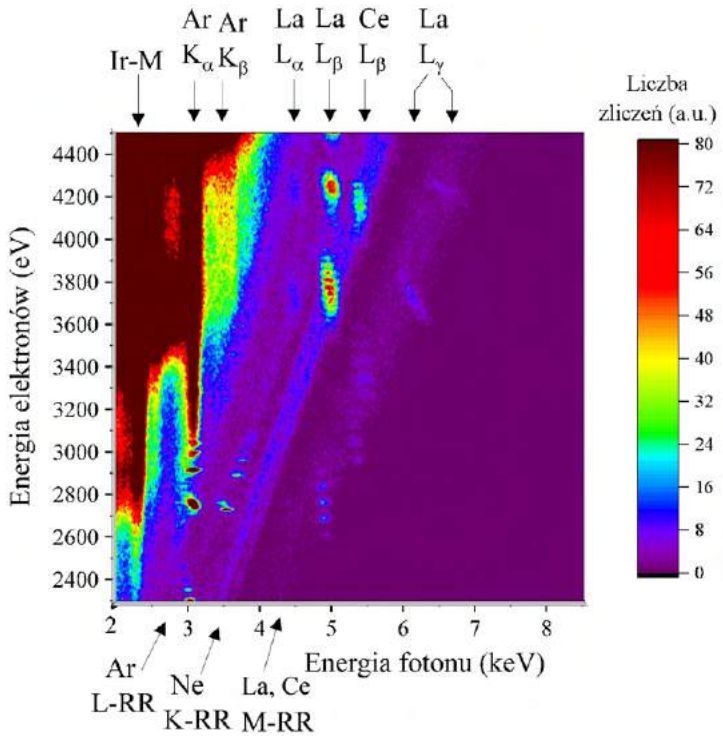


Rysunek 5.13: Fragment widma przedstawionego na Rys. 5.12 z zaznaczonym obszarem obserwacji sygnatury procesu K-LM i K-LN

5.3 Gazy resztkowe

Badanie struktur DR może być wykorzystywane jako bardzo czuły test czystości próżni. W celu uzyskania bardziej szczegółowej analizy udziału domieszek w plazmie, wykonano pomiar, w którym skanowano energię elektronów od 2450 eV do 4450 eV. Ustawiono stosunkowo długi czas jonizacji 2000 ms, aby uzyskać możliwie wysoki stopień jonizacji cięższych jonów gazów resztkowych.

Wyniki pomiaru przedstawione są na Rys. 5.14.



Rysunek 5.14: Widmo bogatej struktury DR dla gazów resztkowych zebrane przy pomocy systemu akwizycji danych dla skanowanej energii elektronów w zakresie 2300 - 4500 eV (ΔE_e = 10 eV). Czas pomiaru ok. 48 godzin.

Niniejszy pomiar miał na celu obserwację procesów DR w ciężkich domieszkach (La, Ce, Ir) gazów resztkowych. Dla badania tych procesów korzystnym było uzyskanie jak najwyższego stopnia jonizacji jonów. W tym celu wykorzystano efekt chłodzenia przez odparowanie. Tu, poprzez użycie neonu ($p_{Ne} = 1.4 \cdot 10^{-9}$ mbar) chłodzono jony La, Ce i Ir. Lekkie jony neonu chłodzą jony ciężkich domieszek, analogicznie jak jony wodoru chłodzą argon (podrozdział 2.4.1). Zaprezentowane widmo (Rys. 5.14) pokazuje uzyskaną bogatą strukturę rezonansów dwuelektronowych dla powłoki L lantanu i ceru (przejścia L-MM, L-MN, ...). Identyfikacja linii możliwa była poprzez porównanie energii obserwowanego promieniowania z wartościami przedstawionymi w tabeli 5.3. Zauważmy, że w widmie na Rys. 5.14 obserwowane jest także promieniowanie argonu. Jak zostało już wcześniej wspomniane (podrozdział 3.2) argon, jako składnik powietrza atmosferycznego (ok. 1%), zawsze znajduje się w śladowych ilościach wewnątrz pułapki. Na podstawie wartości przedstawionych w tabeli 5.3 można określić, że promieniowanie Ir-L położone jest w obszarze energii fotonów powyżej 9 keV, natomiast widmo procesu DR powłoki M irydu powinno zachodzić przy energii elektronów ok. 1500 eV (Tab. 3.3). Zauważmy, że ślady rezonansów dla powłoki M irydu są widoczne na Rys. 5.12. Przedstawione badania można by wykorzystać do wyznaczenia ilościowego udziału domieszek ciężkich pierwiastków w plazmie.

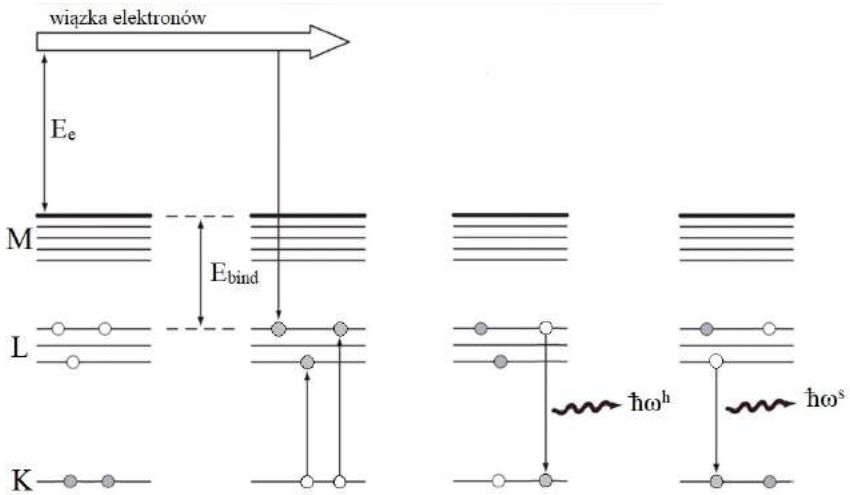
Linia	La [eV]	Ce [eV]	Ir [eV]
$K_{\alpha 2}$	33 034.38(26)	34 279.28(28)	63 287.29(96)
$K_{\alpha 1}$	33 442.12(27)	34 270.00(29)	64 896.2(10)
$K_{\beta 2}$	38 730.3(13)	40 233.1(19)	75 619.3(48)
$K_{\beta 1}$	37 801.45(51)	39 257.77(37)	73 561.7(13)
$L_{\alpha 2}$	4 634.26(10)	4 823.17(34)	9 099.62(49)
$L_{\alpha 1}$	4 651.02(13)	4 840.06(31)	9 175.18(30)
$L_{\beta 2}$	5 382.87(23)	5 612.67(42)	10 920.47(43)
$L_{\beta 1}$	5 042.17(15)	5 262.93(41)	10 708.35(41)
$L_{\gamma 2}$	6 060.73(29)	6 326.39(59)	12 841.92(59)
$L_{\gamma 1}$	5 788.30(26)	6 052.15(29)	12 512.72(56)

Tabela 5.3: Najsilniejsze linie promieniowania charakterystycznego La (Z=57), Ce (Z=58) i Ir (Z=77) [60]

Rozdział 6

Trójelektronowa rekombinacja

W przypadku przejść wewnątrz-powłokowych, trójelektronowa rekombinacja (rozdział 5.1) jest aktualnie badana również przez inne grupy eksperymentalne [8, 24, 16]. Jednym z ważnych celów niniejszej pracy jest uzupełnienie już przedstawionych wyników uzyskanych dla wewnątrz-powłokowego procesu TR (rozdział 5.1) o badania poświęcone procesowi TR obejmującemu przejścia wielo-powłokowe (ang. *multishell TR*). W szczególności, przedstawione w tym rozdziale badania koncentrowały się na procesie KK TR (przejścia KK-LLL, KK-LLM, ...). Schemat procesu KK-LLL przedstawiony jest na Rys. 6.1. Jak widać na schemacie, w procesach KK TR produkowane są bardzo egzotyczne podwójnie wzbudzone stany jonów (tzw. "*super-hollow atoms*"), które posiadają dwie wakancje w powłoce K.



Rysunek 6.1: Schemat procesu KK-LLL TR

W przypadku KK TR rekombinacja swobodnego elektronu z jonem A^{q+} następuje przy równoczesnym wzbudzeniu dwóch elektronów związanych na powłoce K jonu (Rys. 6.1). Rekombinacja ta jest odwróconym w czasie podwójnym procesem Augera (ang. *double Auger effect*). Proces może nastąpić tylko wtedy, gdy spełniony jest rezonansowy warunek $E_e = E_r$:

$$E_r = E_d - E_i, \tag{6.1}$$

gdzie, analogicznie jak w przypadku DR (wzór 5.3), E_d i E_i oznaczają całkowitą energię wiązania stanów pośredniego i początkowego. W przypadku KK TR, w pierwszym kroku formowany jest podwójnie-wzbudzony stan jonu $X^{(q-1)+**}$, o dwóch wakancjach w powłoce K. W drugim kroku następuje radiacyjna relaksacja. Stan wzbudzony zazwyczaj ulega de-ekscytacji poprzez emisję dwóch fotonów. Pierwszy foton powstaje, gdy relaksuje jon o dwóch wakancjach w powłoce K. Jest to tak zwane przejście hipersatelitarne K_α^h (podrozdział 3.1.2). Kolejny foton, o niższej energii (Rys. 3.6), nazywany jest satelitarnym K_α^s.

Proces ten można schematycznie przedstawić w trzech krokach:

$$A^{q+} + e^- \rightarrow A^{(q-1)+**} \rightarrow A^{(q-1)+*} + \hbar\omega^h \rightarrow A^{(q-1)+} + \hbar\omega^s. \tag{6.2}$$

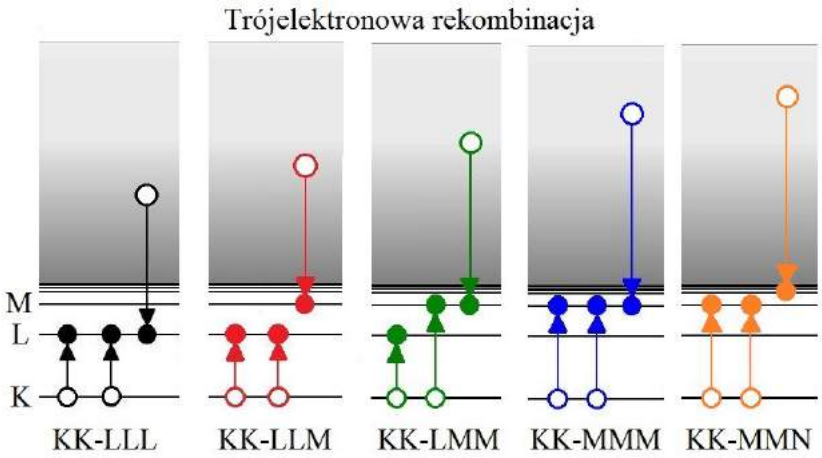
W obliczeniach FAC siły rezonansu (S_{TR}), proces ten jest przybliżany przez proces dwustopniowy wg. wzoru 5.10. Warto zwrócić uwagę, iż w porównaniu do DR istnieje tu więcej możliwych kanałów relaksacji poprzez proces Augera. Zostały one uwzględnione w obliczeniach na S_{TR}.

Co ważne, w przypadku badań DR, w rejestrowanym widmie sygnatura procesu obserwowana jest praktycznie bez tła (Rys. 5.10). Sytuacja jest odmienna w przypadku obserwacji procesu KK TR. Przeanalizujmy warunek rezonansowy energii elektronów $E_e = E_r$ dla procesu KK-LLL:

$$E_r \approx E_{bind_K} - E_{bind_L} + E_{bind_K} - E_{bind_L} - E_{bind_L} = 2E_{bind_K} - 3E_{bind_L} > E_{bind_K}. \tag{6.3}$$

Jak widać, przy tej energii elektronów możliwa jest produkcja jonów wodoropodobnych oraz całkowicie zjonizowanych. Dlatego sygnatury procesów KK TR, w postaci emisji fotonów K_α^h, znajdują się na tle bezpośredniej produkcji linii K_α. Identyfikacja procesu KK TR może więc nastąpić poprzez zaobserwowanie rezonansowego wzmocnienia promieniowania K_α^h.

Na Rys. 6.2 przedstawiono kilka przykładów pierwszego kroku procesu KK TR.

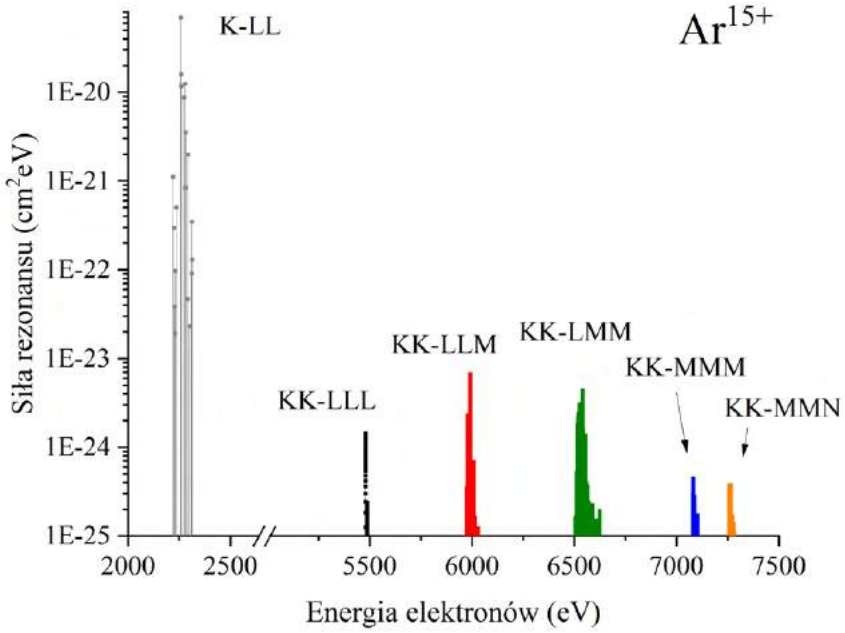


Rysunek 6.2: Przykłady pierwszego kroku procesów KK TR wraz z odpowiadającą im sygnaturą Augera (KK-LLL, KK-LLM, KK-LMM, KK-MMM, KK-MMN)

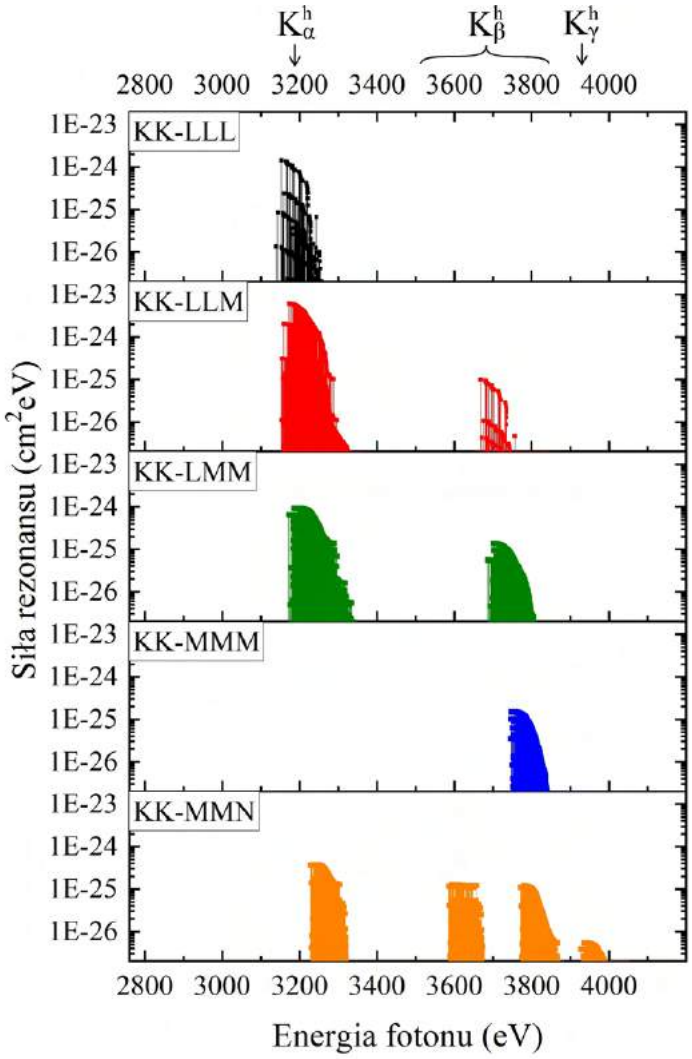
6.1 Argon

Niniejszy rozdział koncentruje się na próbie obserwacji KK TR w jonach argonu. Oszacowano, że rezonansowa energia E_r dla procesów KK TR dla argonu zawiera się w przedziale 5500-7200 eV (wzór 6.1). Na podstawie wyników symulacji (Rys. 2.16) można przyjąć, iż w tym przedziale energii elektronów przeważają, w mieszaninie jonów, stany ładunkowe Ar^{18+}-Ar^{14+}. Następnie, na podstawie analizy kształtu linii K_α (rozdział 4.1.1) stwierdzono dominację jonów Ar^{15+}. Wyniki obliczeń sił rezonansów w funkcji energii elektronów przedstawione są dla Ar^{15+} na Rys. 6.3. Zobrazowano wyniki obliczeń dla wszystkich możliwych konfiguracji stanów pośrednich i końcowych (stan początkowy jonu to stan podstawowy). Kolorami, analogicznymi jak na Rys. 6.2, zaznaczono poszczególne grupy rezonansów. Na Rys. 6.4 zobrazowano główne kanały radiacyjnej relaksacji stanów wzbudzonych w obszarze linii K argonu. Przedstawione tam wartości ograniczają się do energii fotonów serii K, a więc do obszaru wysokiej wydajności użytego detektora promieniowania X. Obliczenia wskazują, że w przypadku procesów KK-LMM, KK-MMM i KK-MMN promieniowanie L_α jest także ważnym kanałem de-ekscytacji. Jednak, dla użytego detektora, wydajność rejestracji fotonów o energii 0.5 keV jest znikoma (Rys. 2.4). Wyniki obliczeń przedstawione na Rys. 6.4 wskazują, iż rezonansowa produkcja promieniowania K_α^h jest głównym kanałem de-ekscytacji dla procesów KK-LLL, KK-LLM, KK-LMM i KK-MMN. Ponadto, z obliczeń wynika, iż promieniowanie to nie powstaje w procesie KK-MMM, gdzie głównym

kanałem relaksacji jest emisja L_α.



Rysunek 6.3: Wyniki obliczeń (FAC) siły rezonansów w funkcji energii elektronów dla jonów Ar^{15+}. Procesy TR: KK-LLL, KK-LLM, KK-LMM, KK-MMM i KK-MMN. Dla porównania przedstawiono także wyniki obliczeń siły rezonansu procesu K-LL DR (podrozdział 5.1).



Rysunek 6.4: Wyniki obliczeń (FAC) siły rezonansów w funkcji energii fotonów. Przedstawione energie fotonów odpowiadają obszarowi dobrej wydajności detektora X (linia K Ar^{15+}).

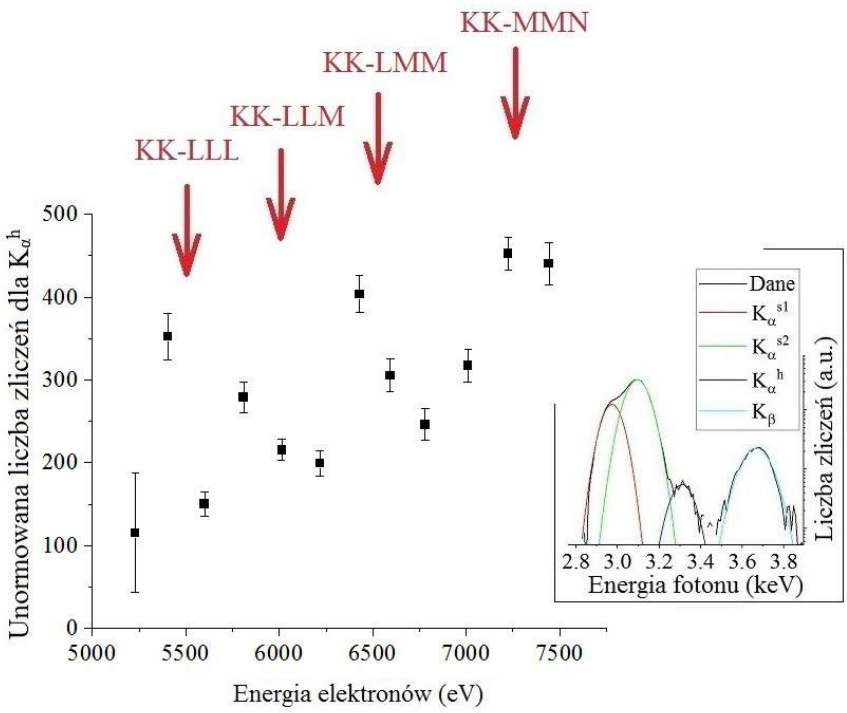
W wybranym obszarze energii elektronów (5200-7500 eV) przeprowadzono serię pomiarów. Każdy pomiar trwał ok. 70 godzin. Ustalono następujące parametry pracy pułapki: $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Jak przedstawiono w rozdziale 4, te wartości parametrów wpływają na produkcję plazmy, w której przeważają jony Ar^{15+} (Rys. 4.7 b oraz Rys. 4.9 b). Ponadto, aby zminimalizować udział Ar^{18+} i Ar^{17+} w mieszaninie jonów wybrano stosunkowo krótki czas jonizacji 100-250 ms. Jony te są źródłem produkcji linii K_α^h, która stanowi istotne tło dla sygnatury badanego procesu KK TR.

Dla każdego z dwunastu pomiarów analizowanej serii, energię elektronów

określono na podstawie położenia linii K-RR (podrozdział 4.2.1). Następnie, odjęto tło zgodnie z metodą przedstawioną na Rys. 3.17 (podrozdział 3.3) oraz rozłożono linię K argonu na składowe (wstawka na Rys. 6.5):

- promieniowanie satelitarne LCI (K_α^{s1}),
- promieniowanie satelitarne HCI (K_α^{s2}),
- promieniowanie hipersatelitarne (K_α^{h}),
- promieniowanie K_β.

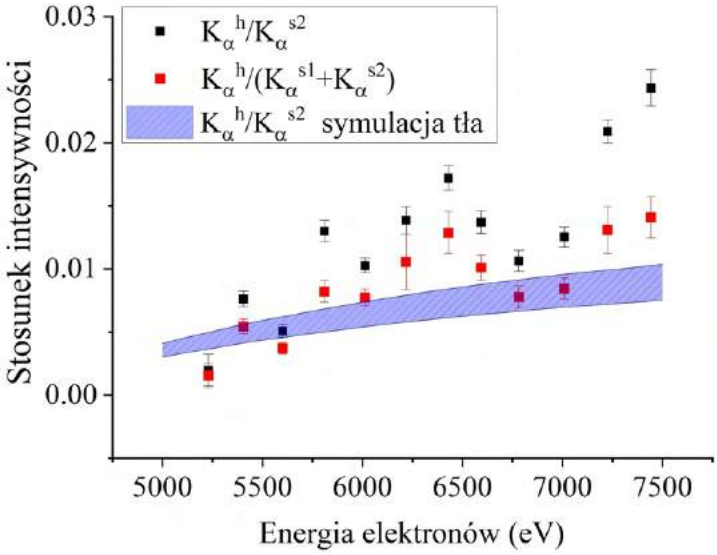
Potem, w celu wykonania dokładnej normalizacji liczby zliczeń dla promieniowania K_α^h przeanalizowano intensywność promieniowania K-RR. Dla promieniowania K-RR Ar^{17+} określono teoretyczną zmianę przekroju czynnego na podstawie wzoru Stobbe'go (wzór 3.6). Następnie, uwzględniono procentowy wkład jonów Ar^{17+} w mieszaninie jonów w oparciu o symulację rozkładu ładunkowego (Rys. 2.16). Jakość tej symulacji została sprawdzona w podrozdziale 4.2.1 (porównanie Rys. 4.16 i Rys. 4.19). Ostatecznie, określono współczynniki normalizacji dla każdego pomiaru. Współczynniki te uwzględniają czas pomiaru, rzeczywistą gęstość wiązki elektronów oraz procentowy udział Ar^{17+} w mieszaninie jonów. Zauważmy ponadto, że symulacja rozkładu ładunkowego (Rys. 2.16) wskazuje, iż dla analizowanego obszaru energii elektronów wkład jonów Ar^{15+} praktycznie nie ulega zmianie. Jak argumentowano powyżej, głównie dla tych jonów spodziewano się zaobserwować proces KK TR w przeprowadzonej serii pomiarów. Wyniki analizy, uwzględniającej normalizację liczby zliczeń K_α^h, przedstawione są na Rys. 6.5. Strzałki wskazują na energie elektronów, dla których przewidywane jest rezonansowe wzmocnienie K_α^h w procesach KK-LLL, KK-LLM, KK-LMM i KK-MMN (Rys. 6.3). Przebieg intensywności linii K_α^h, przedstawiony na Rys. 6.5, prezentuje efekt wzmocnienia produkcji K_α^h w obszarze E_e, w którym mogą występować procesy KK TR. W miejscach zaznaczonych strzałkami, zgodnie z wynikami obliczeń, obserwowane są struktury o charakterze rezonansowym.



Rysunek 6.5: Intensywność promieniowania K_α^h w obszarze E_e, w którym zachodzić mogą procesy KK TR. Parametry pomiarów: czas jonizacji $100 - 250$ ms, $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Czerwone strzałki wskazują na obliczone wartości E_r dla procesów KK-LLL, KK-LMM, KK-LMM i KK-MMN. Na wstawce znajduje się fragment widma promieniowania K z określonym wkładem od K_α^{s1}, K_α^{s2}, K_α^h i K_β.

W celu dostarczenia jak najmocniejszych argumentów, świadczących o obserwacji procesu KK TR, wyniki przedstawione na Rys. 6.5 uzupełniono analizą przeprowadzoną według dodatkowej metody. Zdecydowano się przeanalizować stosunek intensywności promieniowania K_α^h i intensywności promieniowania K_α^s (ozn. K_α^h/K_α^s). Promieniowanie K_α^s stanowi głównie tło intensywnie produkowane przez inne procesy nie związane z KK TR. Obliczając ten stosunek (K_α^h/K_α^s) uniezależniamy wyniki od czasu pomiaru, gęstości elektronów i rozkładu gęstości jonów. Metoda ta nie wymaga więc dodatkowej normalizacji.

Na Rys. 6.6 przedstawiony został stosunek intensywności K_α^h/K_α^s w postaci $K_\alpha^h/(K_\alpha^{s1} + K_\alpha^{s2})$. Wartość $(K_\alpha^{s1} + K_\alpha^{s2})$ odpowiada intensywności pełnej linii K_α^s. Analizując Rys. 3.6 należy zauważyć, że promieniowanie K_α^h dla jonów $q < 12+$ leży w obszarze promieniowania K_α^s dla wysoko zjonizowanych jonów argonu. Z tego względu, możemy wysunąć wniosek, że sygnatura procesu



Rysunek 6.6: Stosunek intensywności $K_\alpha^h/(K_\alpha^{s1}+K_\alpha^{s2})$ oraz K_α^h/K_α^{s2} w obszarze $E_e = 5200 - 7500$ eV. Parametry pomiarów: czas jonizacji 100-250 ms, $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 2.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Wyniki analizy danych eksperymentalnych zostały uzupełnione o symulację tła (R), obliczoną na podstawie wzoru 6.4.

KK TR, w postaci promieniowania K_α^h, może być obserwowana tylko w przypadku, gdy proces KK TR zachodzi dla jonów $q \geq 12+$. Biorąc to pod uwagę, w celu prezentacji rezonansowego wzmocnienia promieniowania K_α^h w procesie KK TR, komplementarną metodą jest analiza stosunku intensywności K_α^h do intensywności K_α^s dla HCI (K_α^{s2}). Na Rys. 6.6 zaprezentowano więc także stosunek K_α^h/K_α^{s2}. Następnie, w celu wzmocnienia wniosku o rezonansowym charakterze zależności przedstawionych na Rys. 6.6, obliczono teoretyczną wartość R tła (stosunek intensywności K_α^h/K_α^{s2} w przypadku, gdy proces KK TR nie jest aktywny). Obliczenia wartości R bazują na symulacji rozkładu stanów ładunkowych jonów (Rys. 2.16) oraz przekrojów czynnych na produkcję linii K_α (Rys. 4.5).

$$R = \frac{\sigma_{\mathrm{CE}}^{17} \int_{t_0}^{t1} N_{17}(t)dt}{\sum_{q\geq 12}^{16} \sigma_{\mathrm{CE}}^{q} \int_{t_0}^{t1} N_q(t)dt + \sum_{q\geq 12}^{15} \sigma_{\mathrm{CI}}^{q} \int_{t_0}^{t1} N_q(t)dt}, \tag{6.4}$$

gdzie t_0 i t_1 to granice obranego okna jonizacji ($t_0 = 100$ ms, $t_1 = 250$ ms). Niepewność określenia wartości R oszacowano poprzez wprowadzenie 10% wariacji [96] dla wartości przekrojów czynnych na procesy CI oraz RR decydujące o niepewności symulacji rozkładu ładunkowego jonów.

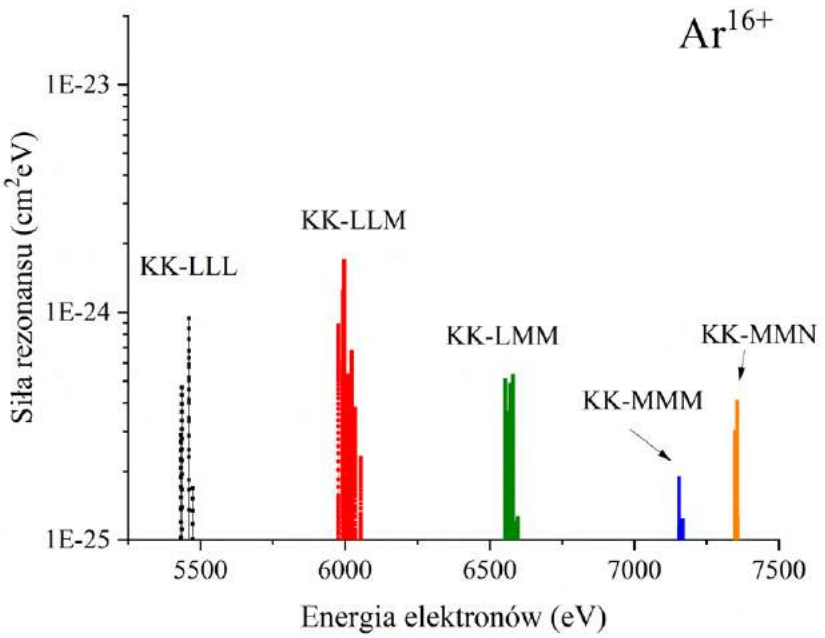
Wyniki analizy, przedstawione na Rys. 6.6, podobnie jak te na Rys. 6.5,

wskazują, iż w badanym obszarze energii elektronów zaobserwowano rezonansowe wzmocnienie produkcji K_α^h. Najsilniejsze wzmocnienie zaobserwowano dla $E_e \approx 6500$ eV. W tym obszarze E_e współczynnik wzmocnienia wartości K_α^h/K_α^{s2}, w stosunku do poziomu tła (R), wynosi 2.4 ± 0.4. Położenie zaobserwowanego rezonansu sugeruje, iż zasadniczą rolę odgrywa tu proces KK-LMM. Jednakże, sygnatury procesów KK-LLL, KK-LLM oraz KK-MMN są także obecne na Rys. 6.6.

W celu dostarczenia dodatkowych argumentów, przemawiających za pierwszą udaną obserwacją procesu KK TR, wykonano dodatkową serię pomiarów. Zdecydowano się zmienić parametry pracy pułapki. Podobnie jak wcześniej, wykonano 12 pomiarów dla energii elektronów w obszarze 5200 - 7500 eV. Ustawienia parametrów pracy aparatury EBIT: $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Ponadto, wybrano inne okno czasu jonizacji 250-500 ms. Niniejsza zmiana ustawień pułapki spowodowała zmianę rozkładu ładunkowego jonów. Zauważmy, że zarówno niższe ciśnienie gazu, jak i dłuższy czas jonizacji wpływa na wzrost udziału wyższych stanów ładunkowych. Z tego powodu, pokazane już obliczenia procesu KK TR dla Ar^{15+} (Rys. 6.3), uzupełniono o dodatkowe obliczenia procesów KK TR dla Ar^{16+}. Wyniki obliczeń zaprezentowane są na Rys. 6.7.

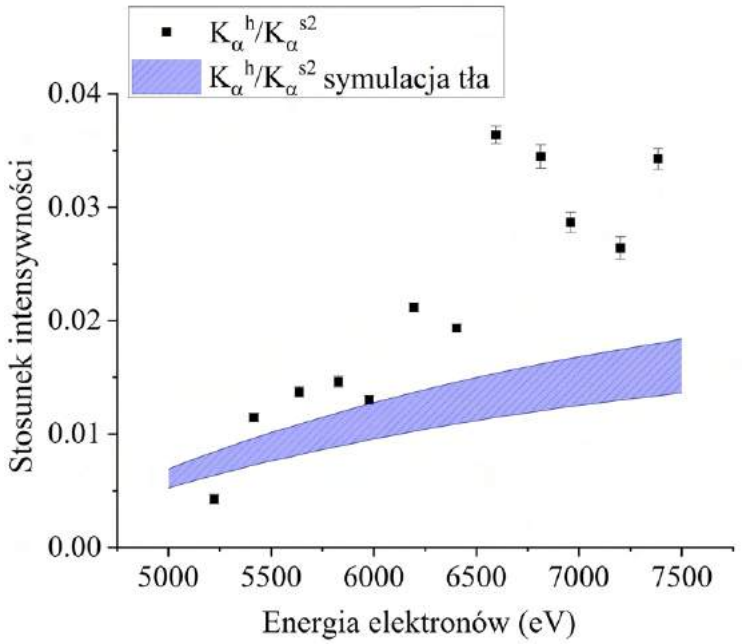
Jak poprzednio, dla każdego z pomiarów przeprowadzono analizę stosunku intensywności K_α^h/K_α^{s2}. Wyniki analizy przedstawione są na Rys. 6.8. Wykonano również symulację rozkładu ładunkowego jonów, analogiczną jak na Rys. 2.16, przy czym uwzględniono nowe parametry pracy EBIT. Ponownie, określono teoretyczny stosunek R (tło produkcji K_α^h/K_α^{s2}) na podstawie wzoru 6.4. Otrzymane wyniki porównano z wynikami eksperymentalnymi, co zostało przedstawione na Rys. 6.8.

Dla omawianej serii pomiarów nie rejestrowano równocześnie linii K-RR, dlatego nie wykonano analizy analogicznej jak na Rys. 6.5. Wyniki przedstawione na Rys. 6.8 ponownie wskazują na istnienie rezonansowego procesu powodującego intensywną produkcję promieniowania K_α^h. Położenia struktur wskazują na istotny wpływ procesów KK TR dla jonów Ar^{16+} (Rys. 6.7). Najsilniejsze wzmocnienie stosunku K_α^h/K_α^{s2} obserwowane jest przy energii $E_e \approx 6500$ eV. W tym obszarze E_e współczynnik wzmocnienia nad poziomem R tła wynosi 2.7 ± 0.4. Położenie tego rezonansu wskazuje, iż ponownie proces KK-LMM może być odpowiedzialny za zaobserwowaną strukturę. Sygnatury procesów KK-LLL, KK-LLM oraz KK-MMN są także widoczne na Rys. 6.8. W porównaniu z wynikami przedstawionymi na Rys. 6.6, położenie wyznaczonych struktur rezonansowych jest lekko przesunięte w kierunku



Rysunek 6.7: Wyniki obliczeń (FAC) siły rezonansów w funkcji energii elektronów dla jonów Ar^{16+}. Procesy TR: KK-LLL, KK-LLM, KK-LMM, KK-MMM i KK-MMN.

wyższych energii elektronów. Przesunięcie to wyjaśnia zmiana rozkładu ładunkowego jonów. Ze względu na zmianę parametrów pracy pułapki w drugiej serii pomiarów, udział jonów Ar^{16+} był znacznie wyższy niż podczas pomiarów, których wyniki zaprezentowane są na Rys. 6.6.



Rysunek 6.8: Stosunek intensywności K_α^h/K_α^{s2} w obszarze $E_e = 5200 - 7500$ eV. Parametry pomiarów: czas jonizacji 250-500 ms, $U_B = 5$ V, $p_{Ar} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Wyniki analizy danych eksperymentalnych zostały uzupełnione o symulację tła (R), obliczoną na podstawie wzoru 6.4.

Rozdział 7

Podsumowanie

W niniejszej pracy doktorskiej zebrano i przeanalizowano wyniki eksperymentów przeprowadzonych z wykorzystaniem UJ-EBIT. Eksperymenty skoncentrowane były na badaniu rzadkich procesów atomowych, w szczególności procesów rekombinacyjnych, powiązanych z emisją promieniowania rentgenowskiego. Procesy rekombinacyjne odgrywają znaczącą rolę w fizyce plazmy, w szczególności przy opisie obiektów astrofizycznych, jak również w przypadku fuzji jądrowej. Widma rentgenowskie, podstawowe sygnatury zachodzących procesów, rejestrowane były przy użyciu detektora o optymalnie dobranej wydajności rejestracji fotonów i skierowanego w kierunku centrum pułapki. Budowa i zasada działania aparatury zostały omówione w rozdziale 2 niniejszej pracy. Wyniki analizy eksperymentów przedstawione zostały w rozdziałach 3-7. Wyniki te porównano z obliczeniami teoretycznymi wykonanymi przy pomocy programu Flexible Atomic Code (FAC).

Pierwszym celem prezentowanej pracy była: **analiza efektów aparaturowych obecnych w widmie rentgenowskim.** Ponieważ analiza rzadkich procesów atomowych odbywa się poprzez dogłębne zrozumienie widma rentgenowskiego, konieczne jest poznanie efektów aparaturowych, które mogą występować w obserwowanym widmie. Procesy te zostały omówione w rozdziale 2. Efekty te obejmują:

- zależność wydajności detektora od energii rejestrowanych fotonów,
- efekt pile-up,
- promieniowanie charakterystyczne krzemu oraz promieniowanie ucieczki,
- promieniowanie charakterystyczne getteru użytego w detektorze.

Ponadto, omówiono zależność niektórych parametrów pracy aparatury od energii elektronów. W szczególności, przedstawiono zmiany w gęstości i natężeniu

wiązki elektronów oraz pojemności pułapki. Następnie, zaprezentowano metodę **symulacji ewolucji plazmy jonowo-elektronowej**. Na końcu rozdziału 2, omówiono proces chłodzenia przez odparowanie wraz w przykładem efektywności działania tego procesu.

Kolejnym poruszonym tematem była: **analiza typowego widma rentgenowskiego zarejestrowanego przez detektor promieniowania X.** W rozdziale 3, omówiono promieniowanie charakterystyczne różnego pochodzenia. Wyróżnione zostało promieniowanie pochodzące ze składników stali tworzącej zasadniczą część aparatury, promieniowanie atomów tarczy (argonu) oraz promieniowanie gazów resztkowych. Następnie, przedstawiono proces powstawania widma promieniowania radiacyjnej rekombinacji (RR). Obserwacja linii K-RR dla Ar^{18+} pozwoliła na wskazanie możliwości produkcji i badania całkowicie zjonizowanych jonów argonu. Istotnym elementem tej części pracy była analiza promieniowania hamowania, odpowiedzialnego za zasadniczą część tła w obserwowanych widmach rentgenowskich. Przedstawiono opis teoretyczny powstawania promieniowania hamowania w aparaturze EBIT i uzyskano dobrą zgodność z danymi eksperymentalnymi.

Zasadniczym elementem widm rentgenowskich, badanych w tej pracy, były linie promieniowania charakterystycznego serii K argonu. W rozdziale 4 wykorzystano analizę profilu linii K_α do przebadania **ewolucji czasowej rozkładu ładunkowego jonów w plazmie EBIT.** Znajomość tego rozkładu ładunkowego jest szczególnie ważna przy, zaprezentowanym w dalszych rozdziałach, badaniu takich procesów jak dwuelektronowa rekombinacja (DR) i trójelektronowa rekombinacja (TR). Zaproponowaną metodę określenia rozkładu ładunkowego na podstawie profilu linii K_α, wykorzystano do badania procesu chłodzenia przez odparowanie. W ten sposób możliwe było wybranie takich ustawień pracy aparatury, które zapewniają rozkład ładunkowy sprzyjający obserwacji procesu TR.

W rozdziale 4 wykonano również próbę określenia **rozkładu ładunkowego jonów na podstawie kształtu linii L-RR i M-RR**. Zdecydowano jednak, że ta metoda jest mniej efektywna niż zaprezentowana wcześniej metoda opierająca się na analizie profilu linii K_α.

Rozdział 4 zawiera także obszerną analizę promieniowania K-RR. Analiza tych widm pozwoliła na określenie energii wiązania powłoki K dla jonów Ar^{16+} i Ar^{17+}. Bazując na analizie promieniowania K-RR opisano, wykorzystywaną dalej, **metodę dokładnego wyznaczenia energii elektronów wiązki EBIT** z uwzględnieniem potencjału przestrzennego ładunków.

Należy dodać, że prezentowaną tu dodatkową analizę intensywności linii

K-RR użyto do sprawdzenia skuteczności przeprowadzonych **symulacji rozkładu ładunkowego jonów**. Symulacje te, zaprezentowane w rozdziale 2, były prowadzone w oparciu o obliczenia FAC i stanowiły podstawę określenia tła procesu KK TR. Uzyskano dobrą zgodność symulacji z wynikami eksperymentalnymi.

Najważniejszą część pracy stanowią rozdziały 5 i 6. W rozdziale 5 przedstawione zostały wyniki badań **rezonansowego procesu dwuelektronowej rekombinacji**. Rekombinacje wyższych rzędów, takie jak DR i TR, stanowią ważny proces w chłodzeniu plazmy. Najważniejsze wnioski dotyczące procesu DR uzyskano analizując widma DR jonów argonu. Dla procesu K-LL DR otrzymano bardzo dobrą zgodność wyników eksperymentalnych z obliczeniami wykonanymi przy pomocy FAC. Ważny element analizowanego widma stanowiły sygnatury wewnątrz-powłokowego procesu TR (KL-LLL TR). Ponadto, zarejestrowano i omówiono widmo rezonansowych procesów obejmujących wyższe powłoki (K-LM, K-LN i K-LO). Następnie, zaprezentowano wyniki analizy procesu DR dla jonów neonu. Tu, z powodu niskiej wydajności detektora w obszarze energii promieniowania K neonu, uzyskano niską statystykę ewidencji procesów DR. Na końcu rozdziału, zaprezentowano analizę widma DR dla ciężkich jonów gazów resztkowych (lantan, cer, iryd). Ze względu na swój rezonansowy charakter, rejestracja sygnatury procesu DR stanowi czuły test czystości próżni oraz umożliwia identyfikację domieszek.

W rozdziale 6 zaprezentowano wyniki **analizy procesu wielo-powłokowej trójelektronowej rekombinacji (KK TR).** Przedstawione tam badania koncentrują się na rejestracji sygnatury procesu KK TR w argonie. Na podstawie analizy pomiarów, przeprowadzonych w dwóch niezależnych seriach, uzyskano sygnaturę rezonansowego wzmocnienia hipersatelitarnego promieniowania K_α (K_α^h). Produkcja K_α^h stanowi szczególnie ważny kanał relaksacji dla jonów w stanach podwójnie wzbudzonych, powstałych w procesie KK TR. Położenie zaobserwowanych wzmocnień produkcji K_α^h, badane w funkcji energii wiązki elektronów, zgadza się z wynikami obliczeń dla procesu KK TR. Zgodność tę uzyskano w przypadku obu niezależnych metod analizy zarejestrowanych danych. W związku z tym, w niniejszej pracy przedstawiono wyniki przemawiające za pierwszą udaną rejestracją procesu KK TR.

Podsumowując, celem niniejszej pracy było zaprezentowanie możliwości badania rzadkich procesów atomowych przy użyciu aparatury EBIT wyposażonej w detektor promieniowania X. Przedstawiona praca nie wyczerpuje całkowicie wybranego tematu, jednakże na szczególną uwagę zasługują wyniki badań nad wieloelektronowymi procesami rekombinacyjnymi. Temat ten jest aktu-

alnie ważny ze względu na wciąż udoskonalane metody modelowania plazmy w obiektach astrofizycznych. Znaczenie procesów DR i TR zostało już wcześniej podkreślone, jako ważny proces chłodzenia plazmy. Według mojej wiedzy proces KK TR nadal nie został udokumentowany eksperymentalnie. Dlatego niniejsza rozprawa przedstawia wyniki świadczące o pierwszej ewidencji tego bardzo rzadkiego procesu atomowego.

Dodatek A

Obliczenia FAC

Wyniki eksperymentalne były analizowane w oparciu o obliczenia wykonane przy pomocy Flexible Atomic Code (FAC) [7]. Jest to dostępne oprogramowanie umożliwiające obliczenia wartości wielkości fizycznych charakteryzujących różne procesy atomowe. W szczególności, obliczane są wartości energii wiązania, współczynniki przejść radiacyjnych, współczynniki autojonizacji, a także przekroje czynne na wzbudzenie i jonizację zderzeniową, oraz radiacyjną rekombinację. W celu przyspieszenia obliczeń, w kodzie FAC zastosowano, opracowaną przez M.F. Gu [7], metodę Multiconfiguration Dirac-Hartree-Fock-Slater [99]. Wadą niniejszej metody jest zastosowanie przybliżenia lokalnego potencjału przy rozważaniach oddziaływania elektron-elektron, co różni ją od podejścia oprogramowań opartych na metodzie Multiconfiguration Dirack-Hartree-Fock. Tak więc, zastosowane przybliżenia prowadzą do pewnych odstępstw od wartości eksperymentalnych i możliwe jest wykonanie bardziej dokładnych obliczeń. Jednakże, w przypadku eksperymentów prowadzonych z wykorzystaniem EBIT, FAC uważany jest za wysoce skuteczny generator wartości teoretycznych, co czyni tę metodę obliczeń powszechnie stosowaną, także przez inne grupy badawcze [1, 10, 24, 26, 96].

Obliczenia siły rezonansu S_{DR} wykonywano przy użyciu kodu napisanego w języku Python. W kodzie definiowano stany: początkowy, pośrednie i końcowe. Następnie, na podstawie obliczonych przez FAC wyników, wybierano wartości J_d, J_i, Γ_a, Γ_r umożliwiające obliczenie wartości siły rezonansów S_{DR} (wzór 5.10). W celu obliczenia wydajności fluorescencji ($\frac{\Gamma_r}{\Gamma_a+\Gamma_r}$) w kodzie uwzględniano także deekscytację stanu pośredniego poprzez procesy Augera. W obliczeniach zakładano, że stan początkowy jonu to stan podstawowy, natomiast wszystkie stany pośrednie i końcowe były uwzględnione. Następnie dla każdego rezonansowego wychwytu $|i\rangle \rightarrow |d\rangle$ dodawano wartości sił rezonansu dla

wszystkich możliwych kanałów radiacyjnej relaksacji $|d\rangle \rightarrow |f\rangle$. Ze względu na fakt, iż pomiary wykonywane były przy pomocy systemu akwizycji danych o minimalnym kroku zmiany $\Delta E_e = 1$ eV, rezonanse, których energia E_r różniła się o mniej niż 1 eV, także dodawano do siebie. Dla tych wyników, jako energię fotonu powstałego w danym procesie DR, wybierano tę o najwyższym prawdopodobieństwie emisji (najwyższe S_{DR}). Na koniec, aby wyeksponować najsilniejsze rezonanse, wyświetlono tylko te rezonanse których wyznaczona wartość siły rezonansu jest większa niż 10^{-23} cm^{2}eV.

W przypadku obliczeń dla procesu KK TR używano przybliżenia siły rezonansu zgodnie ze wzorem 5.10. Przybliżenie to jest adekwatne do obranej metody badawczej, która opiera się wyłącznie na analizie intensywności promieniowania K_α^h. Podczas obliczeń, ponownie przyjęto stan początkowy jako stan podstawowy jonu i uwzględniono przejścia do wszystkich stanów pośrednich i stanów końcowych. W przeciwieństwie do eksperymentów dedykowanych DR, w przypadku TR nie skanowano energii elektronów w sposób ciągły, ale wykonywano pomiary przy jednej ustalonej energii elektronów. Dlatego wyniki obliczeń zaprezentowano poprzez wyświetlenie wszystkich obliczonych wartości sił rezonansów (wartości tych nie dodawano). Umożliwiło to także zaprezentowanie wszystkich kanałów radiacyjnej de-ekscytacji w obszarze emisji wszystkich linii K^h.

Warto na koniec podkreślić, że obliczenia KK TR są czasochłonne i wymagają dużej ilości zasobów obliczeniowych. Dla procesu KK-LLL, dla He-podobnych jonów argonu, jest 15 różnych stanów pośrednich, które w efekcie dają 210 rezonansów $|i\rangle \rightarrow |d\rangle \rightarrow |f\rangle$. Dla procesu KK-LLL dla jonów Li-podobnych jest 20 konfiguracji stanu pośredniego i 484 rezonanse. W przypadku procesów wyższych rzędów np. KK-LMM dla He-podobnych jonów argonu jest 110 stanów pośrednich i 54 488 obliczonych rezonansów. Natomiast, dla Li-podobnych jonów argonu, 806 konfiguracji stanów wzbudzonych i 1 405 085 obliczonych rezonansów KK-LMM. Z tego powodu, obliczenia dla jonów argonu w niższym stanie ładunkowym (np. Ar^{14+}) nie mogły być przeprowadzone dla procesów TR wyższych rzędów.

Bibliografia

[1] Chintan Shah i in. "Polarization measurement of dielectronic recombination transitions in highly charged krypton ions". W: *Phys. Rev. A* 92 (4 2015), s. 042702.

[2] Alan Burgess. "Delectronic Recombination and the Temperature of the Solar Corona." W: *The Astrophysical Journal* 139 (lut. 1964), s. 776–780.

[3] M. Bitter i in. "Spectra of heliumlike krypton from Tokamak Fusion Test Reactor plasmas". W: *Phys. Rev. Lett.* 71 (7 1993), s. 1007–1010.

[4] K. Widmann i in. "Studies of He-like krypton for use in determining electron and ion temperatures in very-high-temperature plasmas". W: *Review of Scientific Instruments* 66.1 (1995), s. 761–763.

[5] G. Vorobjev i in. "Demonstration of charge breeding in a compact room temperature electron beam ion trap". W: *Review of Scientific Instruments* 83.5 (2012), s. 053302.

[6] M Schmidt, A Thorn i G Zschornack. *Electron Beam Ion Sources*. en. 2014.

[7] M F Gu. "The flexible atomic code". W: *Canadian Journal of Physics* 86.5 (2008), s. 675–689.

[8] C Beilmann i in. "Higher-order resonant inter-shell electronic recombination for heavy highly charged ions". W: *Physica Scripta* T144 (2011), s. 014014.

[9] Y. Zou, J. R. Crespo López-Urrutia i J. Ullrich. "Observation of dielectronic recombination through two-electron–one-photon correlative stabilization in an electron-beam ion trap". W: *Phys. Rev. A* 67 (4 2003), s. 042703.

[10] K. Yao i in. "KLL dielectronic recombination resonant strengths of He-like up to O-like xenon ions". W: *Phys. Rev. A* 81 (2 2010), s. 022714.

[11] C Brandau i in. "Probing nuclear properties by resonant atomic collisions between electrons and ions". W: *Physica Scripta* T156 (2013), s. 014050.

[12] J. C. Berengut i in. "Proposed Experimental Method to Determine α Sensitivity of Splitting between Ground and 7.6 eV Isomeric States in ^{229}Th". W: *Phys. Rev. Lett.* 102 (21 2009), s. 210801.

[13] S. Schippers i in. "Storage-Ring Measurement of the Hyperfine Induced $^{47}\mathrm{Ti}^{18+}(2s2p\ ^3P_0 \rightarrow 2s^2\ ^1S_0)$ Transition Rate". W: *Phys. Rev. Lett.* 98 (3 2007), s. 033001.

[14] F. Nolden i in. "A fast and sensitive resonant Schottky pick-up for heavy ion storage rings". W: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 659.1 (2011), s. 69–77.

[15] Stefan Schippers. "Electron–ion merged-beam experiments at heavy-ion storage rings". W: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 350 (2015), s. 61–65.

[16] M Schnell i in. "Observation of trielectronic recombination in Be-like Cl ions". W: *Physical review letters* 91.4 (2003), s. 043001.

[17] Alfred Müller. "Electron–ion collisions: fundamental processes in the focus of applied research". W: *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* 55 (2008), s. 293–417.

[18] Weronika Biela i in. "Enhanced Ar-K X-ray emission observed in EBIT at electron energies around 6,500 eV". W: *X-Ray Spectrometry* 48.6 (2019), s. 696–699.

[19] P. Beiersdorfer i in. "Measurement of level-specific dielectronic-recombination cross sections of heliumlike Fe xxv". W: *Phys. Rev. A* 46 (7 1992), s. 3812–3820.

[20] K. E. Zaharakis i in. "Recombination in Kr^{34+}+H_2 collisions". W: *Phys. Rev. A* 52 (4 1995), s. 2910–2914.

[21] Weronika Biela-Nowaczyk i in. "Charge state evolution in electron beam ion trap". eng. W: *Acta Physica Polonica. B, Proceedings Supplement* 13.4 (2020), s. 975–983.

[22] Jin Woo Yoon i in. "Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm^2". W: *Optica* 8.5 (2021), s. 630–635.

[23] Zofia Leś. *Podstawy fizyki atomu.* Wydawnictwo naukowe PWN, 2015.

[24] C. Beilmann i in. "Major role of multielectronic K-L intershell resonant recombination processes in Li- to O-like ions of Ar, Fe, and Kr". W: *Phys. Rev. A* 88 (6 2013), s. 062706.

[25] Shah Chintan. *Measuring and modeling of anisotropic and polarized x-ray emission following resonant recombination into highly charged ions - Ph.D. Dissertation, Combined Faculties of the Natural Sciences and Mathematics of the Ruperto-Carola-University of Heidelberg, Germany.* en. 2015.

[26] Filipe Grilo i in. "Comprehensive Laboratory Measurements Resolving the LMM Dielectronic Recombination Satellite Lines in Ne-like Fe xvii Ions". W: *The Astrophysical Journal* 913.2 (2021), s. 140.

[27] Randall Smith i in. "Roadmap on cosmic EUV and x-ray spectroscopy". W: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 53 (maj 2020).

[28] Safadar Ali. *Electron - ion recombination data for plasma applications - Ph.D. Dissertation, Department of Physics, Stockholm University.* en. 2012.

[29] D. A. Gurnett i A. Bhattacharjee. *Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications.* Cambridge University Press, 2005.

[30] Werner, N. i in. "Detection of hot gas in the filament connecting the clusters of galaxies Abell 222 and Abell 223". W: *A&A* 482.3 (2008), s. L29–L33.

[31] *https://chandra.harvard.edu/.*

[32] Mark L. Schattenburg i Claude R. Canizares. "High-resolution X-ray spectroscopy of the Crab Nebula and the oxygen abundance of the interstellar medium". W: *The Astrophysical Journal* 301 (1986), s. 759–771.

[33] J Dubau i S Volonte. "Dielectronic recombination and its applications in astronomy". W: *Reports on Progress in Physics* 43.2 (1980), s. 199–251.

[34] J. Clementson i P. Beiersdorfer. "Investigation of dielectronic recombination satellite emission to Fe XVIII for temperature measurements of stellar atmospheres". W: *The Astrophysical Journal* 763.1 (2013), s. 54.

[35] A. R. Foster i in. "Updated Atomic Data and Calculations for X-Ray Spectroscopy". W: *The Astrophysical Journal* 756.2, 128 (wrz. 2012), s. 128.

[36] J. S. Kaastra, R. Mewe i H. Nieuwenhuijzen. "SPEX: a new code for spectral analysis of X & UV spectra." W: *UV and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas*. Sty. 1996, s. 411–414.

[37] S. Schippers i in. "Dielectronic recombination data for astrophysical applications: Plasma rate-coefficients for Fe^{q+} (q=7-10, 13-22) and Ni^{25+} ions from storage-ring experiments". W: (2010).

[38] N. R. Badnell i in. "Dielectronic recombination data for dynamic finite-density plasmas". W: *Astronomy &amp Astrophysics* 406.3 (2003), s. 1151–1165.

[39] P. Beiersdorfer i in. "Measurement of the Two-Loop Lamb Shift in Lithiumlike U^{89+}". W: *Phys. Rev. Lett.* 95 (23 2005), s. 233003.

[40] A. Gumberidze i in. "Quantum Electrodynamics in Strong Electric Fields: The Ground-State Lamb Shift in Hydrogenlike Uranium". W: *Phys. Rev. Lett.* 94 (22 2005), s. 223001.

[41] C. Brandau i in. "Isotope Shift in the Dielectronic Recombination of Three-Electron $^{A}Nd^{57+}$". W: *Phys. Rev. Lett.* 100 (7 2008), s. 073201.

[42] N. D. Cook. *Models of the Atomic Nucleus*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 2006.

[43] Michael Bender, Paul-Henri Heenen i Paul-Gerhard Reinhard. "Self-consistent mean-field models for nuclear structure". W: *Rev. Mod. Phys.* 75 (1 2003), s. 121–180.

[44] A. K. Jain i in. "Intrinsic states of deformed odd-A nuclei in the mass regions ($151 \leq A \leq 193$) and ($A \geq 221$)". W: *Rev. Mod. Phys.* 62 (2 1990), s. 393–509.

[45] M. Maul i in. "Prospects for parity-nonconservation experiments with highly charged heavy ions". W: *Phys. Rev. A* 53 (6 1996), s. 3915–3925.

[46] E. N. Fortson, Y. Pang i L. Wilets. "Nuclear-structure effects in atomic parity nonconservation". W: *Phys. Rev. Lett.* 65 (23 1990), s. 2857–2860.

[47] V. A. Dzuba, W. R. Johnson i M. S. Safronova. "Calculation of isotope shifts for cesium and francium". W: *Phys. Rev. A* 72 (2 2005), s. 022503.

[48] J. A. Tanis i in. "Resonant Electron Transfer and Excitation in Two-, Three-, and Four- Electron $_{20}Ca^{q+}$ and $_{23}V^{q+}$ Ions Colliding with Helium". W: *Phys. Rev. Lett.* 53 (27 1984), s. 2551–2554.

[49] Chintan Shah i in. "Strong higher-order resonant contributions to x-ray line polarization in hot plasmas". W: *Phys. Rev. E* 93 (6 2016), s. 061201.

[50] E. D. Donets, I. Ilushchenko i V. A. Alpert. *Proceedings of the 1-st ICIS-Saclay.* 1969.

[51] E.D. Donets. "Electron beam ion sources and associated physics at JINR". W: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 9.4 (1985), s. 522–525.

[52] Nathaniel J. Fisch, Stewart Prager i Robert Rosner. "Christof Litwin". W: *Physics Today* 55.7 (2002), s. 79–80.

[53] C. Litwin, M.C. Vella i A. Sessler. "Linear electrostatic instability of the electron beam ion source". W: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 198.2 (1982), s. 189–192.

[54] Morton A Levine i in. "The Electron Beam Ion Trap: A New Instrument for Atomic Physics Measurements". W: *Physica Scripta* T22 (1988), s. 157–163.

[55] R. E. Marrs, S. R. Elliott i D. A. Knapp. "Production and Trapping of Hydrogenlike and Bare Uranium Ions in an Electron Beam Ion Trap". W: *Phys. Rev. Lett.* 72 (26 1994), s. 4082–4085.

[56] Bruker Nano GmbH. *Quantax EDS User Manual.* Berlin, 2015.

[57] Konstantin N. Lyashchenko, Oleg Yu. Andreev i Deyang Yu. "Interference between dielectronic recombination with two-electron one-photon transitions and radiative recombination". W: *Phys. Rev. A* 101 (4 2020), s. 040501.

[58] DREEBIT Team. *Instruction Manual Ion irradiation facility S (version 1.1).* Dresden, 2012.

[59] *https://henke.lbl.gov/optical_ constants.*

[60] A. Kramida i in. *NIST Atomic Spectra Database (version 5.9).*

[61] R.E. Marrs. "Recent results from the EBIT and Super EBIT at Lawrence Livermore National Laboratory". W: (1996).

[62] Gabriel Herrmann. "Optical Theory of Thermal Velocity Effects in Cylindrical Electron Beams". W: *Journal of Applied Physics* 29.2 (1958), s. 127–136.

[63] Gleb Vorobjev. *Komunikacja osobista.*

[64] B. M. Penetrante i in. "Evolution of ion-charge-state distributions in an electron-beam ion trap". W: *Phys. Rev. A* 43 (9 1991), s. 4861–4872.

[65] B. M. Penetrante i in. "Evaporative cooling of highly charged dysprosium ions in an enhanced electron-beam ion trap". W: *Phys. Rev. A* 43 (9 1991), s. 4873–4882.

[66] H. F. Beyer, H.-J. Kluge i V.P. Shevelko. *X-ray Radiation of Highly Charged Ions*. Springer, 2010.

[67] Damian Trybek. *Prezentacja wewnętrzna UJ*. 2017.

[68] DREEBIT Team. "Electron binding energies for the outermost shell of all charge states for the elements H (Z=1) to U (Z=92)". W: (2008).

[69] U. Kentsch i in. "Ionization of iridium ions in the Dresden EBIT studied by X-ray spectroscopy of direct excitation and radiative recombination processes". W: *European Physical Journal D* 17.3 (grud. 2001), s. 297–305.

[70] Erik Ritter. *Komunikacja osobista*.

[71] A Voitkiv i in. "Two-electron capture with emission of one photon in fast collisions between a highly charged ion and a light atom". W: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 39 (sierp. 2006), s. 3403.

[72] Anna Simon. *Correlated electron capture in ion-atom collisions - Ph.D. Dissertation, Department of Physics, Astronomy and Applied Computer Science, Jagiellonian University*. 2010.

[73] J Eichler, A Ichihara i T Shirai. "Photon angular distributions from radiative electron capture in relativistic atomic collisions". W: *Physical Review A* 51.4 (1995), s. 3027.

[74] Akira Ichihara, Toshizo Shirai i Jörg Eichler. "Radiative electron capture in relativistic atomic collisions". W: *Physical Review A* 49.3 (1994), s. 1875.

[75] Akira Ichihara i Joerg Eichler. "Angle-differential cross sections for radiative recombination and the photoelectric effect in the K, L, and M shells of one-electron systems calculated within an exact relativistic description". W: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 79.2 (2001), s. 187–222.

[76] P. H. Mokler i in. "Radiative electron capture: a tool for structure studies of heavy few-electron ions". W: *Zeitschrift fuer Physik D Atoms, Molecules and Clusters* 21 (3 1991), s. 197–200.

[77] G. Bednarz i in. "Radiative Electron Capture into the K- and L-Shell of H-, He-, and Li-Like Uranium Ions at Relativistic Energies". W: *Hyperfine Interactions* 146-147 (mar. 2003), s. 29–34.

[78] T Kandler i in. "Photon angular distribution of Radiative Electron Capture into the M shell of He-like uranium ions at 110–140 MeV/u". W: *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters* 35.1 (1995), s. 15–18.

[79] Paul H Mokler i Th Stöhlker. "The physics of highly charged heavy ions revealed by storage/cooler rings". W: *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*. T. 37. Elsevier, 1996, s. 297–370.

[80] NR Badnell. "Radiative recombination data for modeling dynamic finite-density plasmas". W: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 167.2 (2006), s. 334.

[81] Th Stöhlker i in. "l-subshell resolved photon angular distribution of radiative electron capture into He-like uranium". W: *Physical review letters* 73.26 (1994), s. 3520.

[82] M Pajek i R Schuch. "Radiative recombination of bare ions with low-energy free electrons". W: *Physical Review A* 45.11 (1992), s. 7894.

[83] Th. Stoehlker i in. "Radiative electron capture into the K-, L- and M-Shell of decelerated, hydrogenic Ge projectiles". W: *Zeitschrift fuer Physik D Atoms, Molecules and Clusters* 23 (2 1992), s. 121–125.

[84] A. N. Artemyev i in. "QED calculation of the $n = 1$ and $n = 2$ energy levels in He-like ions". W: *Phys. Rev. A* 71 (6 2005), s. 062104.

[85] Joseph John Thomson. "The roentgen rays". W: *Nature* 53.1374 (1896), s. 391–392.

[86] K. Ishii i in. "Continuous backgrounds in heavy-ion induced X-ray emission". W: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 75.1 (1993), s. 73–76.

[87] DH Jakubassa-Amundsen. "Electron–heavy-nucleus bremsstrahlung at highly relativistic impact energies". W: *Physical Review A* 82.4 (2010), s. 042714.

[88] M Nofal i in. "Radiative Electron Capture to the Continuum and the Short-Wavelength Limit of Electron-Nucleus Bremsstrahlung in 90 A MeV U 88+(1 s 2 2 s 2)+ N 2 Collisions". W: *Physical review letters* 99.16 (2007), s. 163201.

[89] A. Yamadera i in. "Quasifree-electron bremsstrahlung induced by the projectile field". W: *Phys. Rev. A* 23 (1 1981), s. 24–33.

[90] R. Schlickeiser i K. O. Thielheim. "Non-thermal electron bremsstrahlung in the Galactic Disk". W: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 182.2 (lut. 1978), s. 103–109.

[91] A Sid. "Nonlinear inverse bremsstrahlung absorption in laser-fusion plasma corona". W: *Physics of Plasmas* 10.1 (2003), s. 214–219.

[92] Francesco D'Errico i in. "In vivo neutron dosimetry during high-energy bremsstrahlung radiotherapy". W: *International Journal of Radiation Oncology* Biology* Physics* 41.5 (1998), s. 1185–1192.

[93] HA Kramers. "RAPCAL code: A flexible package to compute radiative properties for optically thin and thick low and high-Z plasmas in a wide range of density and temperature". W: *Philos. Mag* 46 (1923), s. 836–871.

[94] Robert F Reilman i Steven T Manson. "Photoabsorption cross sections for positive atomic ions with Z equal to or less than 30". W: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 40 (1979), s. 815–880.

[95] OriginLab Corporation. "Origin User Guide". W: (2016).

[96] Pedro Amaro. *Komunikacja osobista.*

[97] Ajay Kumar i in. "Two-photon decay in highly charged heavy ions: Spectral shape of the 2E1 (2 1S0 $\rightarrow$ 1 1S0) in He-like tin". W: *Journal of Physics: Conference Series* 163 (czer. 2009), s. 012027.

[98] J. H. Tung, X. M. Salamo i F. T. Chan. "Two-photon decay of hydrogenic atoms". W: *Phys. Rev. A* 30 (3 1984), s. 1175–1184.

[99] Karol Kozioł. "Breit and QED contributions in atomic structure calculations of tungsten ions". W: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 242 (2020), s. 106772.