Piotr Świat

Procesy atomowe w zderzeniach ciężkich jonów z atomami przy prędkościach relatywistycznych

praca doktorska

Instytut Fizyki

Uniwersytet Jagielloński

Spis treści

Wstęp

Od ponad stu lat badanie procesów związanych z oddziaływaniem pomiędzy elektronem i fotonem było przedmiotem zainteresowania naukowców. Szczegółowe zrozumienie mechanizmów tego fundamentalnego oddziaływania, rzutujące na poznanie struktury atomu, pozwalało znaleźć odpowiedzi na pytania nurtujące badaczy wielu dziedzin – od różnych działów fizyki poczynając, przez chemię i biologię, aż do zastosowań w inżynierii. Szczególnie proces fotojonizacji, jako najprostsze z oddziaływań między elektronem związanym w atomie a polem elektromagnetycznym, był tematem ekscytującym wielu fizyków. Teorie, dotyczące procesu fotojonizacji pojawiły się już na początku wieku [Einstein05]. Do obecnej chwili, efekt fotoelektryczny budzi żywe zainteresowanie, stanowiąc temat badań zarówno eksperymentalnych jak i teoretycznych. W niniejszej pracy zaprezentowano nowe podejście eksperymentalne do tego procesu, bazujące na analizie procesu odwróconego w czasie – radiacyjnego wychwytu elektronu (**R**adiative **E**lectron **C**apture, **REC**).

Promieniowanie elektromagnetyczne emitowane w procesie REC odkryto we wczesnych latach siedemdziesiątych podczas zderzeń jonów z atomami [Schnopper72, Kienle73]. Wtedy też pojawiły się pierwsze opracowania teoretyczne rozważające proces REC [Kleber75], które w ramach przybliżenia nierelatywistycznego dość dobrze opisywały właściwości tego procesu.

Rozwój akceleratorów pozwolił na badania radiacyjnego wychwytu elektronów w obszarze obejmującym zarówno duże prędkości jonów, jak duże prędkości elektronu w stanie związanym w pocisku (ciężkie jony). Interpretacja wyników, otrzymanych podczas rejestracji fotonów REC w takich eksperymentach, wykracza poza granice stosowalności opisu nierelatywistycznego. Pomimo, że całkowite przekroje czynne dla procesu REC otrzymane w przybliżeniu nierelatywistycznym nie różniły się od wartości eksperymentalnych [Stöhlker97b], rozkłady kątowe rejestrowanych fotonów odbiegały od przewidywań teoretycznych [Spindler79]. W latach osiemdziesiątych pojawiły się dokładniejsze obliczenia całkowitych i różniczkowych przekrojów czynnych, uwzględniające efekty relatywistyczne wynikające z dużej prędkości pocisku, wysokiej energii elektronu w końcowym stanie związanym w pocisku oraz wysokiej energii wyemitowanego fotonu [Hino87, Hino89]. Okazało się również, że dla układów, w których liczba atomowa pocisku Z_P znacznie przekracza liczbę atomową tarczy Z_T, można traktować elektrony w atomie tarczy jako swobodne (tzw. przybliżenie impulsowe). W powyższym przybliżeniu proces REC jest odwróconym w czasie procesem fotojonizacji. Stosując zasadę równowagi szczegółowej [Landau79] można obliczyć jego przekrój czynny korzystając ze znajomości przekroju czynnego na fotojonizację [Ichihara94, Eichler95, Ichihara96].

W pracy pokazano, że wyniki dotyczące REC mogą być interpretowane w ramach teoretycznego opisu dotyczącego procesu fotojonizacji, rozwijanego od kilkudziesięciu lat [Bethe57, Fano59, Pratt64, Pratt73, Ichihara96, Eichler99]. Pozwala to w komfortowych warunkach testować te teorie. W przypadku swobodnych jonów z jednym elektronem zjawisko fotoelektryczne obserwowane jest w izolowanym układzie elektron-foton, w obecności jedynie pola ciężkiego jonu. W odróżnieniu od standardowych badań nad efektem fotoelektrycznym, układ ten nie podlega wpływowi dodatkowych elektronów (przypadek neutralnego atomu) oraz atomów sąsiednich (w przypadku tarcz stałych). Oba te czynniki mogą zaburzać emisję fotoelektronów w badaniach bezpośrednich. Jest to szczególnie ważne przy obserwacji bardzo subtelnych efektów związanych z rozkładami kątowymi emitowanych cząstek, stanowiących główny element prezentowanych tu badań. W szczególności dotyczy to kątów tak krytycznych jak 0° i 180°, gdzie badane efekty relatywistyczne są najsilniej reprezentowane [Eichler95, Ichihara96].

Rozprawa doktorska została zbudowana w sposób następujący: **Rozdział 1** stanowi wprowadzenie do teorii fotojonizacji zarówno w ujęciu nierelatywistycznym, jak i przy uwzględnieniu efektów relatywistycznych, zwłaszcza udziału momentu magnetycznego elektronu w procesie fotojonizacji. Ponadto, w rozdziale tym przedstawiono sposób, w jaki wiąże się ze sobą efekt fotoelektryczny i REC, poprzez zasadę równowagi szczegółowej,.

Doświadczenia z rozpraszaniem ciężkich jonów na tarczach gazowych można przeprowadzić tylko w niewielu miejscach na świecie. Opisane w pracy eksperymenty zostały wykonane w Instytucie Badań Ciężkich Jonów (**G**esellschaft für **S**chwer**i**onenforschung, **GSI**) w Darmstadt w Niemczech. Instytut ten dysponuje zespołem akceleratorów pozwalających na uzyskanie wiązki jonów prawie dowolnego typu. Atutem GSI jest pierścień kumulujący jony (ESR) wyposażony w chłodnicę elektronową i wewnętrzną tarczę gazową. Pozwala on na zmagazynowanie intensywnych wiązek ciężkich, silnie zjonizowanych pocisków o bardzo dobrze określonej energii. Obszar tarczy gazowej znajduje się wewnątrz specjalnie zaprojektowanej komory eksperymentalnej, która umożliwia obserwację promieniowania rentgenowskiego emitowanego pod różnymi kątami. Opis akceleratorów GSI i aparatury pomiarowej znajduje się w **rozdziale 2**.

Ponieważ na kształt linii widmowych wpływa wiele parametrów zależnych od aparatury, analiza uzyskanych wyników jest bardzo trudna. W niektórych przypadkach niemożliwe jest zastosowanie analitycznych formuł pozwalających na dokładne przeanalizowanie otrzymanych danych. Dlatego, bardzo często, do analizy danych konieczne jest zastosowanie symulacji komputerowych uwzględniających wszystkie ważniejsze parametry. W ramach niniejszej pracy, napisano program Monte Carlo, służący do analizy wyników doświadczalnych [Świat99], który symulował widma rejestrowane przez detektory obserwujące tarczę gazową. W **rozdziale 3** znajduje się opis budowy i działania tego programu.

W **rozdziale 4** omówiono wyniki eksperymentów, przeprowadzonych w ramach niniejszej pracy, w których wykorzystano jony bizmutu i uranu. Przebadano rozkłady kątowe promieniowania K-REC, dla różnych systemów, co pozwoliło ocenić wpływ spinu elektronu, spinu jądra oraz obecności drugiego elektronu, na mierzone rozkłady kątowe. Ponadto, przeprowadzone badania potwierdziły hipotezę, że obserwacja procesu REC jest doskonałym i bardzo czułym narzędziem pozwalającym testować teorie fotojonizacji [Stöhlker99].

Rozprawa została zakończona wnioskami oraz prezentacją dalszych perspektyw kontynuacji tych badań (**rozdział 5**).

1. Teoria

1.1 Fotojonizacja

Proces fotojonizacji jest jednym z fundamentalnych procesów, w którym elektron oddziałuje z fotonem. Absorbując foton o energii $\hbar\omega$, elektron znajdujący się w stanie związanym o energii $\mathrm{E_i}$ przechodzi do stanu w kontinuum. Energia wybitego fotoelektronu, $\mathrm{E_f}$, wynika z zasady zachowania energii i jest równa:

$$\mathrm{E_f} = \mathrm{E_i} + \hbar\omega. \tag{1.1}$$

W przybliżeniu nierelatywistycznym, przekrój czynny, $\sigma_{\mathrm{i}\to\mathrm{f}}$, na absorpcję fotonu o wektorze falowym $\mathbf{k}$ ($\mathrm{k} = 2\pi/\lambda$, gdzie λ jest długością fali fotonu) i polaryzacji $\boldsymbol{\epsilon}$, przez elektron można obliczyć korzystając ze wzoru [Greiner98]:

$$\sigma_{\mathrm{i}\to\mathrm{f}} = \frac{4\pi^2\mathrm{e}^2}{\mathrm{m_e^2}\omega\mathrm{c}}\left|\left\langle\psi_\mathrm{f}\middle|\mathbf{p}\cdot\boldsymbol{\epsilon}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}\middle|\psi_\mathrm{i}\right\rangle\right|^2\delta(\mathrm{E_i} + \hbar\omega - \mathrm{E_f}), \tag{1.2}$$

gdzie e jest ładunkiem elektronu, $\mathrm{m_e}$ jego masą spoczynkową, c oznacza prędkość światła, $\mathbf{p}$ jest wektorem pędu elektronu, $\mathbf{r}$ opisuje jego położenie, a ψ_i oraz ψ_f są funkcjami falowymi jego stanu początkowego i końcowego.

Przekrój czynny na fotojonizację atomu jednoelektronowego można podać w formie analitycznej w przybliżeniu dipolowym [Bethe57], w którym zakłada się, że długość fali absorbowanego fotonu jest dużo większa od rozmiarów atomu. Na mocy powyższego założenia $\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} \ll 1$, dlatego w równaniu 1.2 wielkość $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ można zastąpić przez 1. W tym przybliżeniu elektron zarówno w stanie związanym, jak i w kontinuum, traktowany jest nierelatywistycznie (funkcje ψ_i i ψ_f, opisujące stan elektronu, są rozwiązaniami równania Schrödingera). Otrzymany przez Stobbego całkowity przekrój czynny na fotojonizację powłoki K w przybliżeniu dipolowym jest równy [Bethe57, Sobelman79]:

$$\sigma_{\mathrm{fot}}^{\mathrm{Stobbe}} = \frac{2^8\pi^2\alpha}{3}\frac{\mathrm{m_e c^2}}{\hbar\omega}\lambda\!\!\!^{-}{}_\mathrm{C}^2\left(\frac{\nu^2}{1+\nu^2}\right)^3\frac{\mathrm{e}^{-4\nu\arctan(1/\nu)}}{1-\mathrm{e}^{2\pi\nu}}, \tag{1.3}$$

gdzie $\nu = \mathrm{Ze}^2/\hbar\mathrm{v}$ jest parametrem Sommerfelda, v jest końcową prędkością elektronu w kontinuum, Z jest liczbą atomową, α stałą struktury subtelnej, a $\lambda\!\!\!^{-}_{\mathrm{C}}$ jest komptonowską długością fali elektronu. W tym samym przybliżeniu różniczkowy przekrój czynny, opisujący rozkłady kątowe fotoelektronów, wynosi [Bethe57]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{fot}}^{\mathrm{Stobbe}}}{\mathrm{d}\Omega} = \sigma_{\mathrm{fot}}^{\mathrm{Stobbe}} \frac{3}{8\pi} \sin^2 \vartheta, \tag{1.4}$$

gdzie ϑ oznacza kąt emisji fotoelektronu (rysunek 1.6) Ograniczenia zakresu stosowalności powyższych wzorów wynikają z nierelatywistycznego traktowania elektronu. Założenia teorii Stobbego są spełnione jeśli: Po pierwsze, elektron w stanie związanym ma pęd $|\mathbf{p}| \ll \mathrm{m_e c}$. Jest to równoważne warunkowi $\mathrm{Z}\alpha \ll 1$, co oznacza, że przybliżenie jest słuszne dla lekkich atomów; Po drugie, energia kinetyczna wybitego elektronu, $\mathrm{E_{KIN}}$, musi być dużo mniejsza od energii odpowiadającej jego masie spoczynkowej ($\mathrm{E_{KIN}} \ll \mathrm{m_e c^2}$).

Podstawienie $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \approx 1$ jest równoważne założeniu, że pole elektromagnetyczne rozchodzi się z nieskończoną prędkością. Zaniedbując skończoną prędkość rozchodzenia się pola elektromagnetycznego (tzw. efekt retardacji), otrzymujemy rozkład kątowy fotoelektronów niezależny od energii fotonu. Można rozszerzyć zakres stosowalności przybliżenia Stobbego używając rozwinięcia $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ na fale kuliste [Jackson82]:

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = 4\pi \sum_{\mathrm{l}=0}^{\infty} \mathrm{i}^{\mathrm{l}} \mathrm{j_l}(\mathrm{kr}) \sum_{\mathrm{m}=-\mathrm{l}}^{\mathrm{l}} \mathrm{Y}_{\mathrm{lm}}^{*}(\vartheta', \phi') \mathrm{Y}_{\mathrm{lm}}(\vartheta'', \phi''), \tag{1.5}$$

gdzie $\mathrm{k}, \vartheta', \phi'$ są współrzędnymi sferycznymi wektora $\mathbf{k}$, a $\mathrm{r}, \vartheta'', \phi''$ są współrzędnymi sferycznymi wektora $\mathbf{r}$, $\mathrm{j_l(kr)}$ są sferycznymi funkcjami Bessela, a $\mathrm{Y_{lm}}$ harmonikami sferycznymi. Korzystając z wzorów sumacyjnych, powyższy wzór można zapisać w postaci [Jackson82]:

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = \sum_{\mathrm{l}=0}^{\infty} \mathrm{i}^{\mathrm{l}} (2\mathrm{l}+1) \mathrm{j_l}(\mathrm{kr}) \mathrm{P_l}(\cos\vartheta), \tag{1.6}$$

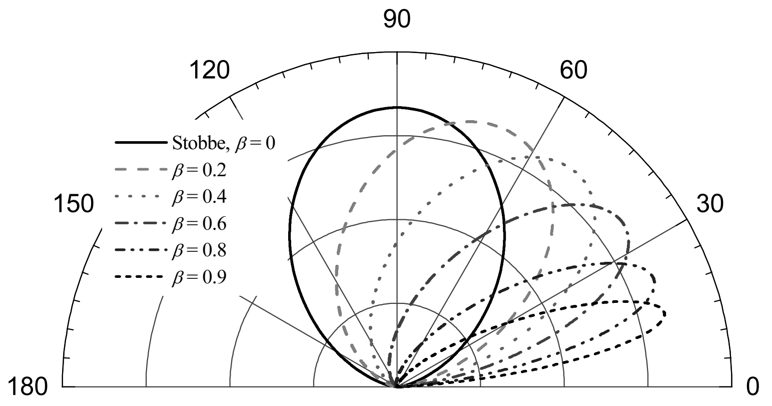
gdzie $\mathrm{P_l(x)}$ są stowarzyszonymi wielomianami Legendre'a, a ϑ jest kątem pomiędzy wektorami $\mathbf{k}$ i $\mathbf{r}$ (rysunek 1.6). Uwzględnienie efektu retardacji w przybliżeniu dipolowym polega na zastąpieniu wyrazu $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ poprzez dwa pierwsze człony rozwinięcia [Ron94], czyli:

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = \mathrm{j_0(kr)P_0}(\cos\vartheta) + 3\mathrm{i}\mathrm{j_1(kr)P_1}(\cos\vartheta). \tag{1.7}$$

Różniczkowy przekrój czynny, otrzymany z tak uwzględnionym efektem retardacji, wyraża się następującą zależnością [Pratt64]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{fot}}}{\mathrm{d}\Omega} \propto \frac{\sin^2\vartheta}{(1-\beta\cos\vartheta)^4}, \tag{1.8}$$

gdzie $\beta = \mathrm{v/c}$. Dla małych prędkości fotoelektronów, dla których $\beta \to 0$, ich rozkład kątowy jest taki sam jak rozkład otrzymany przez Stobbego (równanie 1.4). Wraz ze wzrostem β, rozkład odkształca się, a jego maksimum przesuwa się w kierunku małych kątów ϑ (rysunek 1.1). W ten sposób rozkłady kątowe fotoelektronów są uzależnione od energii fotonów powodujących fotojonizację.



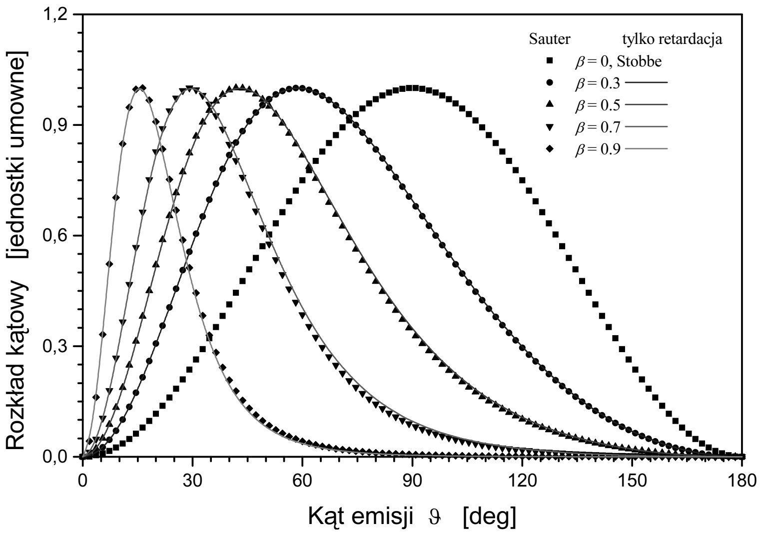
Rys. 1.1. Rozkłady kątowe fotoelektronów dla różnych wartości ich prędkości końcowej, otrzymane z uwzględnieniem efektu retardacji

Obliczenia przekroju czynnego na fotojonizację uwzględniające relatywistyczny charakter ruchu elektronu, wymagają zastąpienia we wzorze 1.2 funkcji falowych ψ_i i ψ_f przez relatywistyczne funkcje falowe. Ponadto, operatory i propagatory użyte w obliczeniach powinny uwzględniać efekty relatywistyczne związane ze spinem elektronu. Przekrój czynny w przybliżeniu Borna, z uwzględnieniem efektów relatywistycznych, został podany przez Sautera [Sauter31]. Sauter rozwinął funkcję falową stanu początkowego na szereg względem $(\mathrm{Z}\alpha)$, uwzględniając oddziaływanie związanego elektronu z potencjałem jądra tylko w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń. Ogranicza to stosowalność otrzymanego wyniku do lekkich układów atomowych, dla których $\mathrm{Z}\alpha \ll 1$. Ponadto, elektron w oddziaływaniu z fotonem jest traktowany jako cząstka bez spinu. Użycie relatywistycznych funkcji falowych swobodnego elektronu sprawia, że przybliżenie jest słuszne dla wysokich energii fotonu. Otrzymany przez Sautera całkowity przekrój czynny wyraża się za pomocą następującej zależności [Bethe57]:

$$\sigma_{\mathrm{fot}}^{\mathrm{Sauter}} = 2\pi\alpha^6\mathrm{Z}^5\left(\frac{\mathrm{m_e c^2}}{\hbar\omega}\right)^5 \lambda\!\!\!^{-}{}_{\mathrm{C}}^2\beta^3\gamma^3\left\{\frac{4}{3}+\frac{\gamma(\gamma-2)}{\gamma+1}\left[1-\frac{1}{2\beta\gamma^2}\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right]\right\}, \tag{1.9}$$

gdzie $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. Różniczkowy przekrój czynny w przybliżeniu Sautera można zapisać w postaci [Bethe57]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{fot}}^{\mathrm{Sauter}}}{\mathrm{d}\Omega} = \alpha^6 \left(\frac{\mathrm{Zm_e c^2}}{\hbar\omega}\right)^5 \lambda\!\!\!^{-}{}_{\mathrm{C}}^2 \frac{\beta^3}{\gamma} \frac{\sin^2\vartheta}{(1-\beta\cos\vartheta)^4} \left[1 + \frac{\gamma(\gamma-1)(\gamma-2)}{2}(1-\beta\cos\vartheta)\right]. \tag{1.10}$$

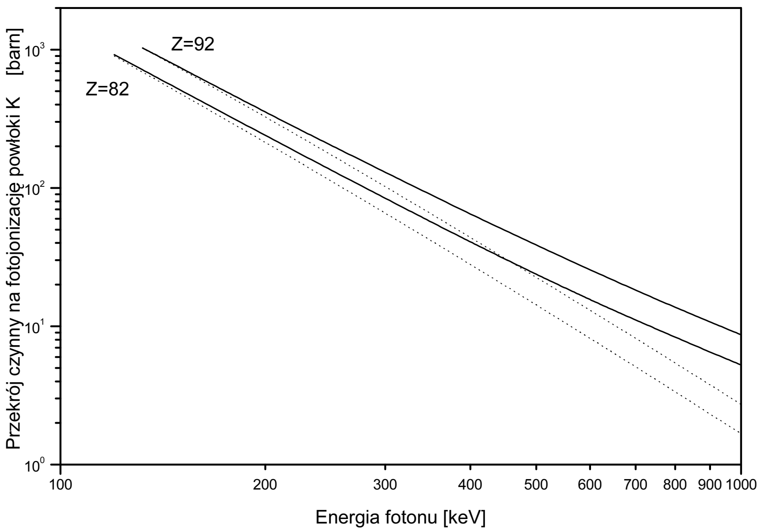


Rys. 1.2. Rozkłady kątowe fotoelektronów dla różnych wartości ich prędkości końcowej, otrzymane w przybliżeniu Sautera (punkty). Dla porównania liniami ciągłymi wykreślono rozkłady otrzymane tylko z uwzględnieniem retardacji (równanie 1.8)

Dla porównania, rozkłady kątowe otrzymane przez Sautera przedstawiono na rysunku 1.2, razem z rozkładami otrzymanymi w nierelatywistycznym przybliżeniu dipolowym z uwzględnieniem efektu retardacji. Oba przybliżenia dają praktycznie takie same rozkłady kątowe.

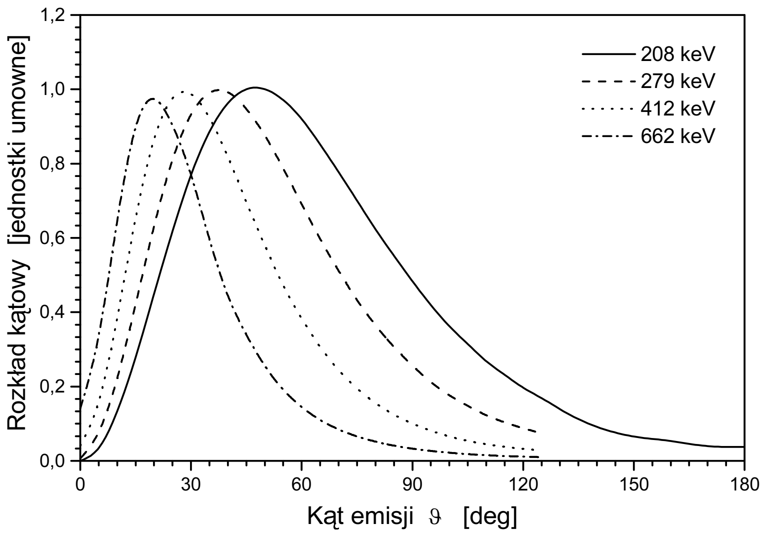
Pomimo, że formuły 1.9 i 1.10 powinny być słuszne dla lekkich układów atomowych i wysokich energii fotonów, wartości całkowitych przekrojów czynnych w przybliżeniu Sautera przekraczają znacznie wartości otrzymane za pomocą kompletnych obliczeń numerycznych [Pratt73]. Oznacza to, że wartości absolutne przekrojów czynnych otrzymane w ramach tego przybliżenia należy traktować z dużą dozą ostrożności. Natomiast, teoretyczny kształt rozkładu kątowego fotoelektronów zgadza się dobrze z kształtem rozkładu otrzymanego eksperymentalnie dla niezbyt ciężkich układów atomowych [Anholt84, Anholt86]. Należy zwrócić uwagę, że otrzymany przez Sautera różniczkowy przekrój czynny jest równy zero dla kątów ϑ równych 0° i 180°. Taki rezultat jest konsekwencją założenia, że elektron nie posiada spinu. W przypadku elektronu bez spinu, zasada zachowania momentu pędu w procesie fotojonizacji zabrania emisji fotoelektronu pod kątami wprzód i wstecz ($\vartheta = 0°, 180°$). Jeśli jednak uwzględnimy spin i dopuścimy możliwość przejść z równoczesną zmianą spinu elektronu (*spin-flip*), emisja fotoelektronów pod kątami wprzód i wstecz jest możliwa [Fano59]. Emisja fotoelektronów w takich kierunkach została potwierdzona doświadczalnie już we wczesnych latach pięćdziesiątych [Hedgran54]. Dokładność metody zastosowanej podczas tych pomiarów nie pozwalała jednak na ich porównanie z obliczeniami teoretycznymi.

Formułę Sautera można poprawić poprzez zastosowanie pełnych relatywistycznych funkcji falowych stanów początkowego i końcowego elektronu, które są rozwiązaniami równania Diraca. Otrzymanie analitycznej formuły na przekrój czynny na fotojonizację, z uwzględnieniem wszystkich efektów relatywistycznych, jest jednak niemożliwe. Aby otrzymać wartości przekrojów czynnych uwzględniających te efekty przy zastosowaniu pełnego rozwinięcia propagatora fotonu w obecności silnego potencjału jądra, konieczne jest wykonanie obliczeń numerycznych. Wyniki takich obliczeń zostały zaprezentowane w pracy Pratta [Pratt64, Pratt73]. Otrzymano je w przybliżeniu pola centralnego, w którym elektrony oddziałują ze skalarnym, sferycznie symetrycznym potencjałem punktowego jądra. Funkcje falowe związanego elektronu są rozwiązaniami równania Diraca, natomiast swobodny elektron jest opisany poprzez falę płaską o skończonym pędzie $\mathbf{p}$ [Pratt64]. Tak otrzymane wartości całkowitych przekrojów czynnych na fotojonizację powłoki K, zostały dla różnych atomów podane w funkcji energii fotonu. Dla uproszczenia rozważań teoretycznych zaniedbano wpływ obecności innych elektronów [Pratt64], a zatem, otrzymane wartości odnoszą się do układów wodoropodobnych. Dla najcięższych układów, takich jak ołów i uran, przekrój czynny na fotojonizację powłoki 1s, w funkcji energii fotonu, przedstawia rysunek 1.3. Dla porównania linią kropkowaną narysowano tę samą zależność uzyskaną w przybliżeniu Stobbego.



Rys. 1.3. Całkowity przekrój czynny na fotojonizację powłoki K ołowiu i uranu. Linią ciągłą oznaczono wartości wg [Pratt64], linią kropkowaną wartości otrzymane w przybliżeniu Stobbego (równanie 1.3)

Należy zwrócić uwagę, że wartości całkowitych przekrojów czynnych otrzymane przez Pratta i Stobbego odbiegają od siebie bardzo nieznacznie dla energii fotonów mniejszych od około 400 keV. Na przykład, dla uranu różnica pomiędzy całkowitym przekrojem czynnym na fotojonizację powłoki K, obliczonym numerycznie z uwzględnieniem efektów relatywistycznych, a obliczonym w przybliżeniu Stobbego jest mniejsza niż 16 %, dla energii fotonu poniżej 200 keV [Ron94]. Utrudnia to obserwację efektów relatywistycznych poprzez pomiary całkowitych przekrojów czynnych na fotojonizację dla tego zakresu energii fotonu. Ponadto, przybliżenia, które uwzględniają tylko niektóre efekty relatywistyczne prowadzą do błędnych wartości całkowitych przekrojów czynnych [Ron94].



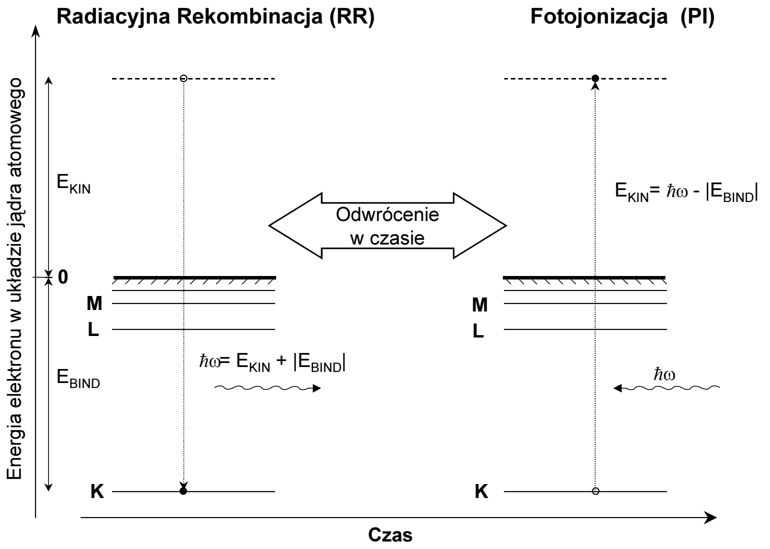
Rys. 1.4. Rozkłady kątowe fotoelektronów wybitych z powłoki K uranu, dla różnych energii fotonu [Pratt64]

Dla tego zakresu energii fotonów efekty relatywistyczne, słabo widoczne w całkowitych przekrojach czynnych, można badać poprzez pomiary różniczkowych przekrojów czynnych (rozkładów kątowych fotoelektronów). Obecność przejść typu *spin-flip*, czyli przejść związanych z oddziaływaniem pomiędzy polem elektromagnetycznym szybko poruszającego się jądra a spinem elektronu, prowadzi do pojawienia się niezerowych przekrojów czynnych dla kątów 0° i 180° [Pratt64, Pratt73, Eichler95]. Obserwacja tego typu przejść pozwala poznać rolę spinu elektronu w procesie fotojonizacji. Różniczkowe przekroje czynne na fotojonizację stanu podstawowego atomu uranu (1s) dla różnych wartości energii padającego fotonu przedstawia rysunek 1.4. Uwagę zwracają różne od zera przekroje czynne dla kąta 0° rosnące ze wzrostem energii fotonu.

Pomiary wartości przekrojów czynnych dla fotojonizacji wymagają pokonania wielu problemów eksperymentalnych, zwłaszcza dla ciężkich atomów i wysokich energii fotonu. Po pierwsze, należy uwzględnić wpływ ekranowania pola jądra atomowego przez pozostałe elektrony atomu; Po drugie, ze względu na konieczność użycia tarcz stałych, wpływ wtórnych efektów stałociałowych (oddziaływanie fotoelektronów przy wychodzeniu z tarczy); Po trzecie, otrzymanie intensywnych wiązek fotonów o wysokich energiach stanowi poważny problem techniczny. Wiązki synchrotronowe wciąż mają małą intensywność w obszarze energii fotonów powyżej 100 keV, a dostępne źródła radioaktywne dostarczają fotonów o bardzo selektywnych energiach. Ponadto, wraz ze wzrostem energii fotonu, różniczkowy przekrój czynny jest przesunięty w stronę małych kątów (rysunek 1.4), maskując efekty związane z oddziaływaniem spinu z polem elektromagnetycznym. Dlatego, w niniejszej pracy zaproponowano zupełnie nowe podejście eksperymentalne do badania tego zagadnienia.

1.2 Radiacyjna rekombinacja

Mechanizm oddziaływania pomiędzy fotonem a elektronem związanym w atomie, może być badany, przy wykorzystaniu zasady równowagi szczegółowej [Landau79], w eksperymentach dotyczących radiacyjnej rekombinacji, czyli procesu odwrotnego w czasie do fotojonizacji. Podczas radiacyjnej rekombinacji, swobodny elektron jest wychwytywany przez jon, do stanu związanego, z równoczesną emisją fotonu unoszącego energię uwolnioną w tym procesie [Bethe57].



Rys. 1.5. Schemat procesu radiacyjnej rekombinacji i procesu odwrotnego w czasie - fotojonizacji

Porównanie procesów fotojonizacji i radiacyjnej rekombinacji przedstawia schematycznie rysunek 1.5. Proces fotojonizacji, w którym foton wybija elektron z nieruchomego atomu jest odwróceniem w czasie procesu, w którym poruszający się elektron jest wychwytywany przez spoczywający jon, z równoczesną emisją fotonu.

Zasada równowagi szczegółowej wiąże ze sobą przekroje czynne procesów, które są swoimi odbiciami czasowymi [Landau79]. Dla stanów 1 i 2, zależność różniczkowych przekrojów czynnych ($\sigma_{1\to2}$) i ($\sigma_{2\to1}$) na przejścia odpowiednio 1→2 i 2→1 jest dana wzorem [Landau79, Sobelman79]:

$$\frac{1}{\mathrm{p}_2^2} \cdot \frac{\mathrm{d}\sigma_{1\to 2}}{\mathrm{d}\Omega_2} = \frac{1}{\mathrm{p}_1^2} \cdot \frac{\mathrm{d}\sigma_{2\to 1}}{\mathrm{d}\Omega_1}, \tag{1.11}$$

gdzie $\mathrm{p}_1 = |\mathbf{p}_1|$ jest wektorową sumą pędów cząstek w stanie 1, a $\mathrm{p}_2 = |\mathbf{p}_2|$ w stanie 2. Całkując powyższą równość po kątach bryłowych $\mathrm{d}\Omega_1$ i $\mathrm{d}\Omega_2$, oraz sumując po wszystkich możliwych rzutach spinów cząstek w stanach 1 i 2, otrzymujemy zależność wiążącą całkowite przekroje czynne:

$$\mathrm{g}_1\mathrm{p}_1^2\sigma_{1\to 2} = \mathrm{g}_2\mathrm{p}_2^2\sigma_{2\to 1}, \tag{1.12}$$

gdzie g_1 i g_2 są wielkościami określającymi liczbę możliwych orientacji spinów cząstek w stanach 1 i 2. W przypadku układów złożonych, np. stanów związanych atomu, należy przez słowo „spin" rozumieć całkowity moment pędu układu.

Korzystając z zasady równowagi szczegółowej można przekrój czynny na radiacyjną rekombinację, σ_{RR}, związać z przekrojem czynnym na fotojonizację, σ_{fot} [Eichler95]. Korzystając z równania 1.11, i podstawiając za p_1 pęd elektronu w kontinuum ($\mathrm{p}_1 = \gamma\beta\mathrm{m_e c}$), za p_2 pęd fotonu ($\mathrm{p}_2 = \hbar\mathrm{k} = \hbar\omega/\mathrm{c}$) i sumując po rzutach spinu, j, elektronu w stanie związanym, otrzymujemy zależność:

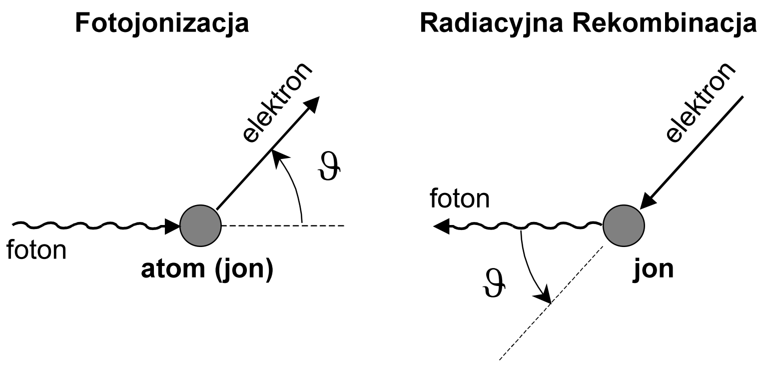
$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{RR}}}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{fot}}} &= (2\mathrm{j}+1)\frac{(\hbar\omega/\mathrm{c})^2}{\mathrm{p}^2}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{fot}}}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{el}}} = \\ &= (2\mathrm{j}+1)\left(\frac{\hbar\omega}{\mathrm{m_e c^2}}\right)^2\frac{1}{\beta^2\gamma^2}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{fot}}}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{el}}}.\end{aligned} \tag{1.13}$$

Dla przypadku nierelatywistycznego czynnik $(\hbar\omega/\mathrm{m_e c^2})^2(1/\beta^2\gamma^2) = (\hbar\omega/\mathrm{m_e c^2})(1+\nu^2)$, a zatem przekrój czynny na radiacyjną rekombinację można zapisać, korzystając z równania 1.3, w postaci:

$$\sigma_{\mathrm{RR}}^{\mathrm{Stobbe}} = \frac{2^8\pi^2\alpha}{3}\lambda\!\!\!^{-}{}_{\mathrm{C}}^2\left(\frac{\nu^3}{1+\nu^2}\right)^2\frac{\mathrm{e}^{-4\nu\arctan(1/\nu)}}{1-\mathrm{e}^{2\pi\nu}}, \tag{1.14}$$

gdzie stała znajdująca się przed członem zależnym od ν jest równa 9164,7 barnów. Rozkład kątowy fotonów emitowanych w procesie radiacyjnej rekombinacji do powłoki K jonu w przybliżeniu nierelatywistycznym jest dany wzorem analogicznym do 1.4:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{RR}}^{\mathrm{Stobbe}}}{\mathrm{d}\Omega} = \sigma_{\mathrm{RR}}^{\mathrm{Stobbe}}\frac{3}{8\pi}\sin^2\vartheta, \tag{1.15}$$



Rys. 1.6. Kinematyka procesu fotojonizacji i procesu odwrotnego w czasie - radiacyjnej rekombinacji

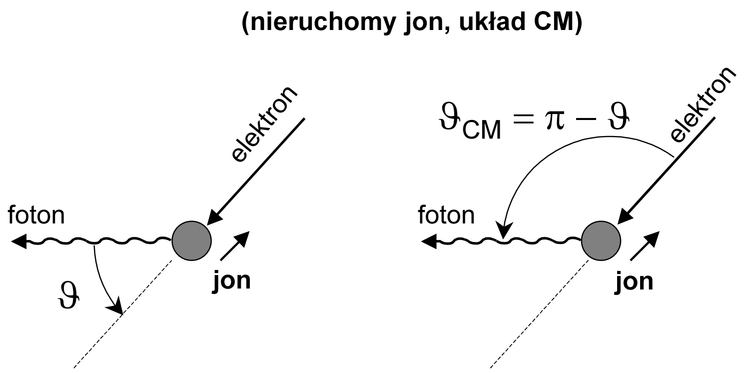
gdzie, w tym przypadku, ϑ oznacza kąt między kierunkiem padania elektronu a kierunkiem emisji fotonu (rysunek 1.6).

Dla relatywistycznych energii elektronu można zastosować przybliżoną formułę Sautera (równanie 1.10). Po podstawieniu (1.10) do równania 1.11 dostaje się, po wycałkowaniu po kątach bryłowych oraz wysumowaniu po rzutach spinów, wyrażenie na całkowity przekrój czynny na radiacyjną rekombinację w przybliżeniu Sautera:

$$\sigma_{\mathrm{RR}}^{\mathrm{Sauter}} = 4\pi\alpha^6 \mathrm{Z}^5 \left(\frac{\mathrm{m_e c^2}}{\hbar\omega}\right)^3 ƛ_{\mathrm{C}}^2 \beta^3\gamma^3 \left\{\frac{4}{3} + \frac{\gamma(\gamma-2)}{\gamma+1}\left[1 - \frac{1}{2\beta\gamma^2}\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right]\right\}. \tag{1.16}$$

Z kolei, rozkład kątowy emitowanych fotonów wyraża się, w tym przybliżeniu, zależnością [Bethe57]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{RR}}^{\mathrm{Sauter}}}{\mathrm{d}\Omega} \propto \frac{\sin^2\vartheta}{(1-\beta\cos\vartheta)^4}\left[1 + \frac{\gamma(\gamma-1)(\gamma-2)}{2}(1-\beta\cos\vartheta)\right]. \tag{1.17}$$

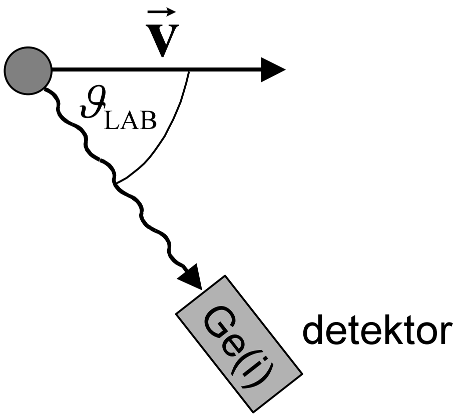


Rys. 1.7. Związek między kątem emisji fotonu względem kierunku ruchu elektronu (ϑ), a kierunkiem emisji fotonu względem kierunku ruchu jonu (ϑ_{CM}), w układzie odniesienia (CM) związanym z jonem

Na ogół, eksperymenty, podczas których bada się proces radiacyjnej rekombinacji, prowadzone są w układach, w których cząstką poruszającą się jest jon, a spoczywającą elektron. W układzie odniesienia związanym z jonem (CM), zależność między kierunkiem emisji fotonu względem kierunku ruchu elektronu (ϑ), a kierunkiem emisji fotonu względem kierunku ruchu jonu (ϑ_{CM}) jest zadana przez $\vartheta_{\mathrm{CM}} = \pi - \vartheta$ i została zilustrowana na rysunku 1.7. Przy relatywistycznych prędkościach pocisku zarówno energia fotonów, jak i ich rozkład kątowy, obserwowane w laboratorium, zależą od prędkości jonu względem obserwatora. Rejestrowana w laboratorium (LAB) energia fotonu wiąże się z jego energią w układzie pocisku (CM) poprzez transformację Lorentza:

$$\mathrm{E}_{\mathrm{LAB}} = \frac{\mathrm{E}_{\mathrm{CM}}}{\gamma(1 - \beta\cos\vartheta_{\mathrm{LAB}})}, \tag{1.18}$$

gdzie E_{CM} jest energią fotonu w układzie pocisku, $\mathrm{E}_{\mathrm{LAB}}$ jest jego energią obserwowaną w laboratorium, a ϑ_{LAB}, kątem między kierunkiem obserwacji fotonu a wektorem prędkości jonu. Geometria obserwacji pokazana jest na rysunku 1.8.



Rys. 1.8. Geometria układu eksperymentalnego w typowym eksperymencie dotyczącym radiacyjnej rekombinacji

Transformując różniczkowy przekrój czynny z układu pocisku do układu laboratoryjnego otrzymujemy:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{LAB}}}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{LAB}}} = \frac{1}{\gamma^2(1 - \beta\cos\vartheta_{\mathrm{LAB}})^2}\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{CM}}(\vartheta_{\mathrm{CM}}(\vartheta_{\mathrm{LAB}}))}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{CM}}}, \tag{1.19}$$

gdzie kąty ϑ_{LAB} i ϑ_{CM} są związane zależnością:

$$\cos\vartheta_{\mathrm{CM}} = \frac{\cos\vartheta_{\mathrm{LAB}} - \beta}{1 - \beta\cos\vartheta_{\mathrm{LAB}}}. \tag{1.20}$$

W nierelatywistycznym przybliżeniu opisującym proces fotojonizacji, uwzględniającym jedynie retardację (równanie 1.8), po zastosowaniu transformacji Lorentza (równania 1.19 1.20), rozkład kątowy fotonów RR, obserwowany w układzie laboratoryjnym nie zależy od prędkości jonu i jest dany przez [Spindler79, Anholt86]:

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{RR}}}{d\Omega_{\mathrm{LAB}}} \propto \sin^2 \vartheta_{\mathrm{LAB}}. \tag{1.21}$$

W takim przypadku efekty relatywistyczne wyższych rzędów, obserwowane w układzie laboratoryjnym, powinny być widoczne w rozkładzie kątowym emitowanych fotonów RR jako odchylenie od rozkładu opisanego równaniem 1.21.

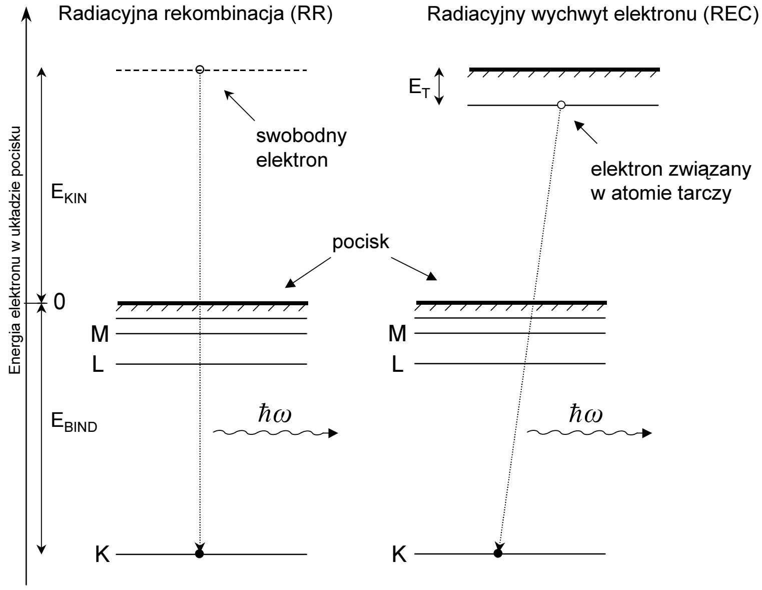
1.3 Radiacyjny wychwyt elektronów (REC)

Proces radiacyjnego wychwytu elektronów (**R**adiative **E**lectron **C**apture, REC), jest procesem podobnym do radiacyjnej rekombinacji, z tym, że wychwytywany elektron znajduje się początkowo w stanie związanym z atomem tarczy. Atom stanowi „naturalny pojemnik" z elektronami. W procesach, w których ciężki pocisk przyłącza elektron lekkiej tarczy atomowej, chwytany elektron może być z dobrym przybliżeniem traktowany jako swobodny.

Pojawienie się nowoczesnych pierścieni kumulujących jony, w połączeniu z możliwością pracy z lekkimi i cienkimi tarczami gazowymi, dało unikalną możliwość precyzyjnego badania zjawiska REC. Możliwość ta, w połączeniu z koncepcją odwrócenia czasu dostarcza unikalnej i nie obarczonej problemami pomiarów bezpośrednich (patrz rozdział 1.1) metody badania fotojonizacji w ciężkich układach atomowych z jednym elektronem.

Proces radiacyjnego wychwytu elektronów został po raz pierwszy zaobserwowany we wczesnych latach siedemdziesiątych [Schnopper72, Kienle73] i stanowi od tamtej pory przedmiot intensywnych studiów teoretycznych [Kleber75, Spindler79, Gorriz83, Jakubaßa84, Anholt86, Hino87, Ichihara94] i eksperymentalnych [Tanis81, Tawara82, Stöhlker95, Stöhlker99]. Różnicę pomiędzy procesami radiacyjnego wychwytu (REC) i radiacyjnej rekombinacji (RR) przedstawia schematycznie rysunek 1.9. Elektron atomu tarczy zostaje wychwycony do stanu związanego pocisku z równoczesną emisją promieniowania. W odróżnieniu od radiacyjnej rekombinacji, chwytany elektron charakteryzowany jest, w ramach tzw. przybliżenia impulsowego [Kleber75, Jakubaßa84], dodatkowym rozkładem pędów (profil komptonowski), co powoduje, że obserwowane promieniowanie, które, w przypadku RR, miało ostro zdefiniowaną energię, posiada pewien rozkład energetyczny (patrz równanie 1.23).

Obliczenia przekrojów czynnych na radiacyjny wychwyt elektronu w zderzeniach ciężkich jonów z lekkimi tarczami atomowymi, przeprowadza się korzystając z wyników obliczeń przekroju czynnego na radiacyjną rekombinację. Początkowy rozkład pędów elektronu w atomie tarczy wprowadza się korzystając z funkcji falowej elektronu w przestrzeni pędów.



Rys. 1.9. Schematyczne porównanie procesu radiacyjnej rekombinacji (RR) i radiacyjnego wychwytu elektronu (REC)

Różniczkowy przekrój czynny na radiacyjny wychwyt elektronu (wychwyt z atomu tarczy) można wtedy zapisać jako [Jakubaßa84, Eichler95]:

$$\frac{\partial^2 \sigma_{\mathrm{REC}}(\vartheta_{\mathrm{CM}}, \hbar\omega)}{\partial \Omega \partial(\hbar\omega)} = \int \mathrm{d}^3\mathbf{p} \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{RR}}}{\mathrm{d}\Omega} |\psi_{\mathrm{i}}(\mathbf{p})|^2 \delta(\hbar\omega + \mathrm{E_f} - \mathrm{E_i}). \tag{1.22}$$

Funkcja $\partial^2 \sigma_{\mathrm{REC}}(\vartheta_{\mathrm{CM}}, \hbar\omega)/\partial\Omega\partial(\hbar\omega)$ opisuje profil energetyczny linii REC emitowanej pod kątem ϑ, w kąt bryłowy $\mathrm{d}\Omega$. Funkcja δ wyraża zasadę zachowania energii w bilansie energetycznym między końcową energią elektronu $\mathrm{E_f}$ i energią fotonu $\hbar\omega$, a początkową energią elektronu $\mathrm{E_i}$, mierzonymi w układzie pocisku. Funkcja $\psi_{\mathrm{i}}(\mathbf{p})$ jest transformatą Fouriera funkcji falowej elektronu w stanie związanym z atomem tarczy. W przypadku atomu tarczy spoczywającego w układzie laboratoryjnym energię początkową elektronu, $\mathrm{E_i}$, w układzie związanym z pociskiem można zapisać, po zastosowaniu transformacji Lorentza, jako:

$$\mathrm{E_i} = \gamma \mathrm{m_e c^2} - \gamma|\mathrm{E_T}| - \gamma \mathbf{v} \cdot \mathbf{p}, \tag{1.23}$$

gdzie $\mathrm{E_T}$ jest początkową energią wiązania elektronu w tarczy (rysunek 1.9), $\mathbf{v}$ jest prędkością jonu, a $\mathbf{p}$ pędem elektronu w stanie związanym z tarczą. Jego energia końcowa $\mathrm{E_f}$ jest podana zależnością:

$$\mathrm{E_f} = \mathrm{m_e c^2} - |\mathrm{E_{BIND}}|, \tag{1.24}$$

gdzie E_{BIND} jest końcową energią wiązania elektronu w jonie (rysunek 1.9). Przyjmując, że oś z jest wyznaczona przez kierunek i zwrot wektora $\mathbf{v}$, po podstawieniu równań 1.23 i 1.24 do 1.22 otrzymujemy:

$$\frac{\partial^2 \sigma_{REC}}{\partial \Omega \partial(\hbar\omega)} = \int d^3\mathbf{p} \frac{d\sigma_{RR}}{d\Omega} |\psi_i(\mathbf{p})|^2 \delta(\hbar\omega - |E_{BIND}| + \gamma|E_T| - E_{KIN} + \gamma v p_z), \tag{1.25}$$

gdzie $E_{KIN} = m_e c^2(\gamma - 1)$ jest kinetyczną energią elektronu poruszającego się z tą samą, co pocisk, prędkością w układzie laboratoryjnym, p_z jest zetową składową wektora $\mathbf{p}$. Za kierunek osi zet przyjmuje się kierunek poruszania się pocisku.

Przy założeniu, że przekrój czynny na rekombinację $(d\sigma_{RR}/d\Omega)$jest wolnozmienny w obszarze, w którym rozkład pędów elektronu w stanie początkowym ma maksimum, może on zostać wyciągnięty przed całkę. Z kolei, wykonując całkowanie po pędach poprzecznych do p_z, możemy otrzymać profil linii REC w postaci:

$$\frac{\partial^2 \sigma_{REC}}{\partial \Omega \partial(\hbar\omega)} = \frac{1}{\gamma v} \left(\frac{d\sigma_{RR}}{d\Omega}\right)_{p'_z = \gamma(-m_e v + p_z)} \mathcal{J}_i(p_z), \tag{1.26}$$

gdzie

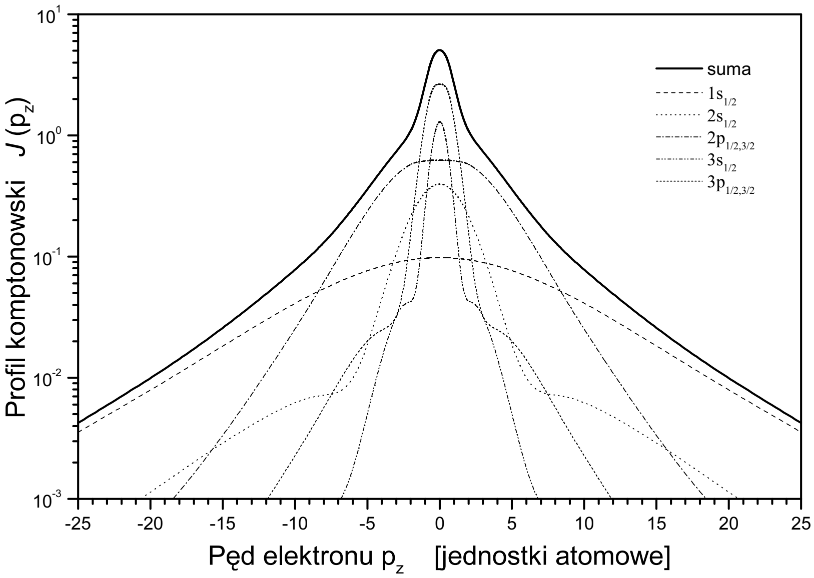
$$\mathcal{J}_i(p_z) = \int dp_x dp_y |\psi_i(\mathbf{p})|^2 \tag{1.27}$$

jest profilem komptonowskim dla elektronów atomu tarczy, biorących udział w procesie REC [Eisenberger70, Eisenberger72, Biggs75]. Z zależności tej wyraźnie wynika, że kształt linii REC opisany jest profilem komptonowskim elektronów w atomie tarczy, a maksimum tego rozkładu przypada dla energii ($\hbar\omega_{maks}$) zadanej równaniem:

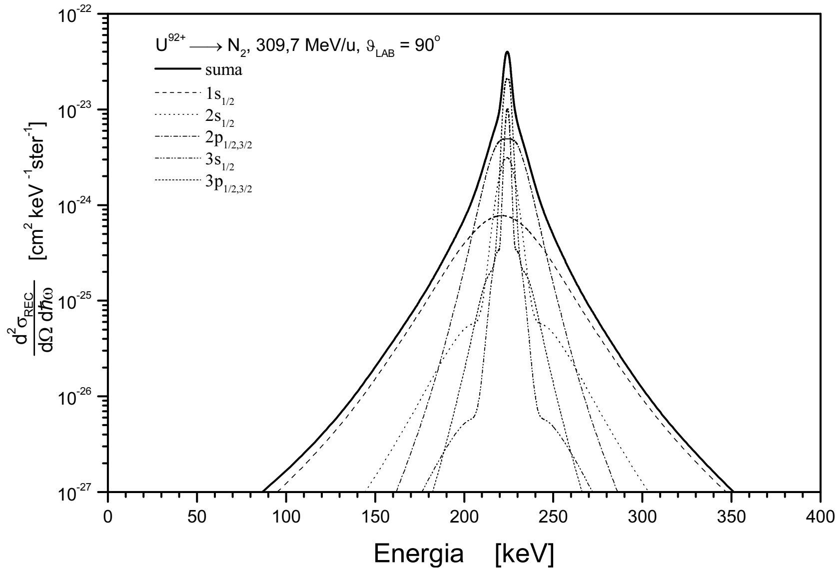
$$\hbar\omega_{maks} = |E_{BIND}| - \gamma|E_T| + E_{KIN}. \tag{1.28}$$

Całkowity profil komptonowski powłoki elektronowej i jego składowe [Biggs75], pochodzące od poszczególnych powłok, przedstawiono przykładowo dla atomu argonu na rysunku 1.10.

Korzystając z równań 1.14, 1.15 i 1.26 można otrzymać podwójny różniczkowy przekrój czynny na REC (profil linii REC). Obliczony w ten sposób profil linii K-REC otrzymanej w zderzeniu $U^{92+} \rightarrow Ar$ o energii 309,7 MeV/u, obserwowanej w układzie laboratoryjnym pod kątem 90° w stosunku do toru pocisku, przedstawiono na rysunku 1.11.

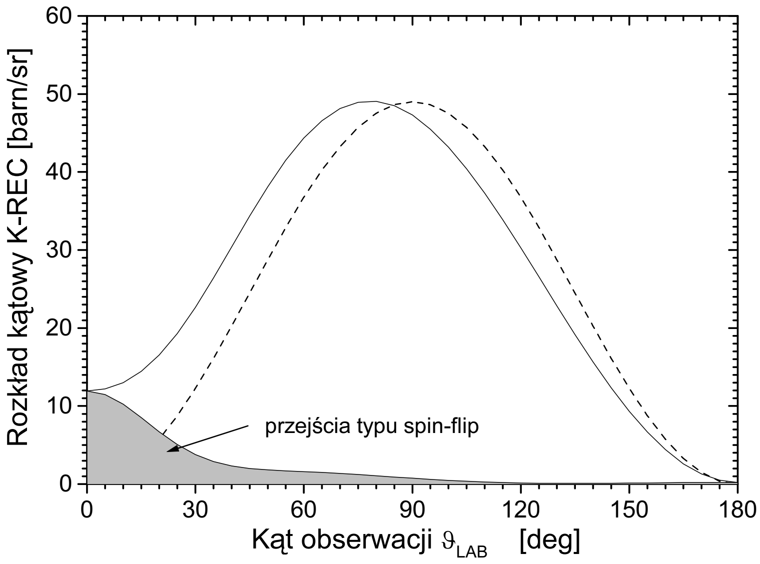


Rys. 1.10. Profil komptonowski atomu argonu. Liniami przerywanymi zaznaczono składowe pochodzące od poszczególnych powłok [Biggs75]



Rys. 1.11. Profil linii K-REC obserwowanej w układzie laboratoryjnym pod kątem 90°, obliczony dla zderzenia $U^{92+} \rightarrow Ar$ przy energii 309,7 MeV/u

W pełnym podejściu relatywistycznym, przekrój czynny na proces radiacyjnego wychwytu elektronu można obliczyć numerycznie [Ichihara94]. Korzystając wyników z obliczeń przedstawionych w rozdziale 1.2 dla przekroju czynnego na fotojonizację [Pratt64, Eichler94], można otrzymać przekrój czynny na radiacyjną rekombinację. W przybliżeniu impulsowym [Kleber75, Jakubaßa84] służy on do obliczenia przekroju czynnego na REC. Otrzymany, po wycałkowaniu rozkładu 1.26 po energii, różniczkowy przekrój czynny na wychwyt elektronu w zderzeniu $U^{92+} \rightarrow N_2$, przy energii pocisku 309,7 MeV/u, przedstawia rysunek 1.12 [Eichler94].

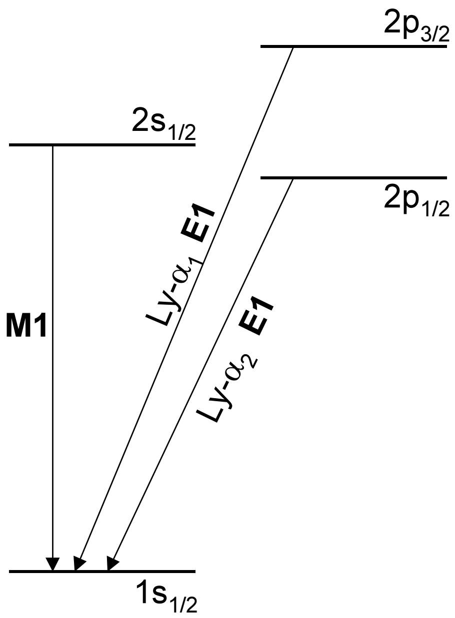


Rys. 1.12. Rozkład kątowy promieniowania K-REC, obliczony dla zderzenia $U^{92+} \rightarrow N_2$ przy energii 309,7 MeV/u (linia ciągła) [Eichler94]. Wkład do przekroju czynnego na K-REC pochodzący od przejść typu *spin-flip* (oddziaływania magnetyczne), zaznaczono kolorem szarym. Linią przerywaną zaznaczono rozkład promieniowania, otrzymany w przybliżeniu Stobbego [Bethe57] z uwzględnieniem efektu retardacji

Wyraźny wpływ przejść typu *spin-flip* na rozkład kątowy promieniowania K-REC jest widoczny dla kątów obserwacji bliskich 0°. Zatem, badanie emisji promieniowania REC, dla tego zakresu kątów pozwala na ocenę roli oddziaływań magnetycznych związanych z ruchem elektronu ze spinem w polu jądra atomowego.

1.4 Wychwyt do powłoki L

Radiacyjny wychwyt elektronu może również zapełniać wyższe powłoki atomowe jonu (L, M, ...). W tym przypadku jest on odwróceniem w czasie procesu fotojonizacji wyższych powłok atomowych. W przypadku zderzeń ciężkich jonów z lekkimi tarczami atomowymi jest to praktycznie jedyny sposób populowania stanów wzbudzonych pocisku [Stöhlker95], których rozpad prowadzi do emisji charakterystycznego promieniowania X. Sposób obliczenia przekroju czynnego na radiacyjny wychwyt do wyższych powłok jest analogiczny do sposobu opisanego dla stanu podstawowego. Obliczenia takie można wykonać analitycznie w nierelatywistycznym przybliżeniu dipolowym. Otrzymane wyrażenia są jednak bardziej złożone od otrzymanych dla stanu podstawowego [Bethe57]. Należy dodać, że radiacyjny wychwyt elektronu do stanu podstawowego (K-REC) stanowi ponad 60 % wszystkich przejść związanych z wychwytem elektronu [Stöhlker95].



Rys. 1.13. Przejścia charakterystyczne po wychwycie do podpowłok powłoki L

Stan wzbudzony, który powstał po wychwycie elektronu, rozpada się przez emisję promieniowania charakterystycznego. Różne możliwe sposoby rozpadu powstałych stanów wzbudzonych powłoki L przedstawia rysunek 1.13. W przybliżeniu dipolowym rozkład kątowy, $\mathrm{W}(\vartheta)$, promieniowania charakterystycznego jest dany wzorem [Fano73, Berezhko77]:

$$\mathrm{W}(\vartheta) \propto 1 + \beta_{20}\mathrm{P}_2(\cos\vartheta), \tag{1.29}$$

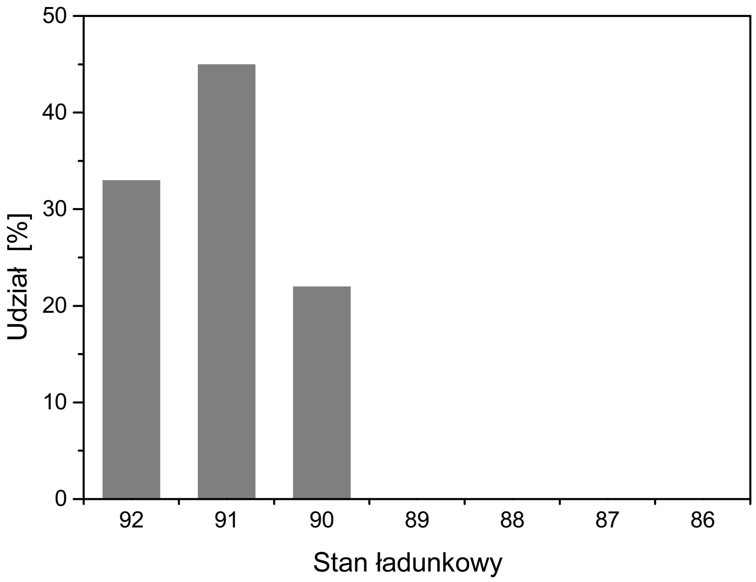
gdzie $\mathrm{P}_2(\mathrm{x})$ jest stowarzyszonym wielomianem Legendre'a drugiego stopnia, a β_{20} współczynnikiem anizotropii. Wartość współczynnika anizotropii zależy od wartości spinu elektronu w stanie początkowym i końcowym. Ponieważ jego wartość jest niezerowa dla przejść, w których spin elektronu w stanie początkowym jest większy od 1/2 [Berezhko77], więc rozkład kątowy promieniowania charakterystycznego pochodzącego z rozpadu stanów, dla których spin elektronu jest równy 1/2, jest izotropowy. W przypadku powłoki L jedynie fotony przejścia Ly-α_1 ($2\mathrm{p}_{3/2} \rightarrow 1\mathrm{s}_{1/2}$) będą miały rozkład anizotropowy. Pomiar tego rozkładu dostarcza informacji o mechanizmach populacji różnych poziomów magnetycznych podpowłoki $2\mathrm{p}_{3/2}$ w procesie REC. Problem ten był ostatnio badany eksperymentalnie i teoretycznie [Stöhlker97a], lecz zagadnienia te wykraczają poza ramy niniejszej rozprawy. W pracy doktorskiej wykorzystano jedynie fakt, że rozkłady kątowe promieniowania Ly-α_2 oraz promieniowania M1 są izotropowe w układzie pocisku (CM).

2. Metody eksperymentalne

Wiele precyzyjnych pomiarów związanych z promieniowaniem emitowanym w zderzeniach ciężkich jonów z lekkimi tarczami atomowymi realizowanych jest dzięki pierścieniom kumulującym jony (storage rings) [Schuch89]. Urządzenia te umożliwiają zebranie intensywnych wiązek silnie zjonizowanych pocisków o dobrze określonej energii. Wiązka o odpowiedniej intensywności może być następnie wyprowadzona na zewnątrz i użyta w eksperymentach z tarczą stałą lub, co jest bardziej wydajne, wykorzystana w zderzeniach z wewnętrzną tarczą gazową. W drugim przypadku, jony krążą w pierścieniu, wielokrotnie przechodząc przez obszar tarczy. W ten sposób są sukcesywnie zużywane bez dużych strat.

Jony zbierane w pierścieniu kumulującym przebywają najpierw długą drogę. W przypadku pierścienia kumulującego w Darmstadt, gdzie wykonano eksperymenty opisane w pracy, jony zaczynają swoją wędrówkę od akceleratora liniowego UNILAC (**Uni**versal **L**innear **Ac**celerator) [Franzke87]. Wstępnie zjonizowane atomy są rozpędzane w UNILAC-u do energii około 10 MeV/u. Jony są wyprowadzane z UNILAC-a w „paczkach" o długości 5 ms wychodzących z częstotliwością 50 Hz. „Paczki" jonów mogą być następnie użyte w eksperymentach niskoenergetycznych lub przyspieszane dalej w synchrotronie SIS (**S**chwer**I**onen **S**ynchrotron) do wyższych energii [Franzke87]. SIS jest w pełni programowalnym synchrotronem o maksymalnej sztywności pola magnetycznego 18 Tm, co pozwala na przyspieszanie wszystkich rodzajów jonów, włącznie z uranem, do energii w zakresie od 30 MeV/u do 2 GeV/u.

Jony całkowicie pozbawione elektronów otrzymuje się po przejściu wiązki, wstępnie zjonizowanej i przyspieszonej w SIS-ie, przez folię metalową – tzw. *stripper*. Zarówno materiał z jakiego została wykonana folia jak i energia jonów musi być dobrana tak, aby otrzymać największą liczbę jonów w pożądanym stanie ładunkowym. Na przykład, aby otrzymać całkowicie pozbawiony elektronów uran, energia wiązki jonów powinna wynosić około 360 MeV/u, a stripper powinien być wykonany z miedzi. Rozkład ładunkowy jonów, w takim przypadku, przedstawia rysunek 2.1. Jony w określonym stanie ładunkowym można następnie wybrać za pomocą pola magnetycznego magnesu analizującego, a potem magazynować i chłodzić w pierścieniu kumulującym ESR (**E**xperimentier**S**peicher**R**ing) [Franzke87].



Rys. 2.1. Rozkład ładunkowy jonów uranu a energii 360 MeV/u po przejściu przez folię miedzianą [Stöhlker98]

2.1 Pierścień kumulujący jony

Pierścień kumulujący można opisać jako periodyczny układ elementów magnetycznych: magnesów odchylających, ogniskujących soczewek kwadrupolowych oraz magnesów wyższych rzędów (np. sekstupoli). Pomiędzy magnesami znajdują się obszary dryfu. Ponieważ soczewki kwadrupolowe zawsze skupiają jony w jednej płaszczyźnie a rozogniskowują w drugiej z reguły używa się kombinacji dwóch ortogonalnych soczewek kwadrupolowych, aby otrzymać prawidłowe ogniskowanie.

Ruch jonów, bez rozmycia pędów, w idealnym pierścieniu jest opisany przez różniczkowe równanie typu Hill'a [Autin84, Schuch89]:

$$\frac{d^2u(s)}{ds^2} + K(s)u(s) = 0, \tag{2.1}$$

gdzie u(s) jest amplitudą (odchyleniem od środka jonowodu), s jest długością trajektorii jonu, K(s) jest funkcją opisującą charakter pola magnetycznego. Ponieważ pierścień jest strukturą periodyczną, K(s) musi spełniać warunek periodyczności K(s)=K(s+L), gdzie L jest obwodem jonowodu. W zależności od rodzaju magnesu funkcja K(s) jest równa [Autin84, Schuch89]:

$K(s)=0$ dla przestrzeni swobodnej,
$K(s)=q^2B^2/p^2$ dla magnesu odchylającego,
$K(s)=\pm\frac{q}{p}\frac{dB}{du}$ dla kwadrupola.

B jest wartością pola magnetycznego, p – pędem, a q – ładunkiem cząstki. Rozwiązaniem równania 2.1 jest funkcja [Autin84, Schuch89]:

$$u(s) = \sqrt{\epsilon_u \beta_R(s)} \cos(\psi_R(s) + \psi_{R0}), \tag{2.2}$$

gdzie β_R opisuje amplitudę tzw. oscylacji betatronowych wokół idealnej orbity biegnącej środkiem jonowodu, ϵ_u jest emitancją wiązki jonów [Buon91], $\psi_R(s)$ jest kątem fazowym, a ψ_{R0} początkową wartością fazy. Ilość oscylacji betatronowych, Q, na jedno okrążenie pierścienia jest nazywana „tonem" i jest zdefiniowana poprzez równanie:

$$Q = \frac{\delta\psi_R}{2\pi}, \tag{2.3}$$

dla

$$\delta\psi_R = \oint \frac{ds}{\beta_R(s)}, \tag{2.4}$$

gdzie $\delta\psi_R$ jest zmianą fazy po jednym cyklu. Ze względu na wartość Q pierścienie dzieli się na słabo ogniskujące ($Q < 1$) i silnie ogniskujące ($Q > 1$).

Rozrzut pędów jonów w wiązce wprowadzanej do pierścienia powoduje jej dodatkowe rozmycie. Wynika to z faktu, że jony o pędzie różniącym się o Δp od średniego pędu p poruszają się po trajektorii przesuniętej o $D(s)\Delta p/p$, gdzie $D(s)$ jest funkcją dyspersji pierścienia [Schuch89]. W tym przypadku maksymalne wychylenie jonów, $\mathbf{u}^{maks} = (u_x^{maks}, u_y^{maks})$, od trajektorii idealnej (centrum jonowodu) jest równe:

$$\begin{aligned} u_x^{maks} &= 2\sqrt{\epsilon_{ux}\beta_{Rx}(s)} + D(s)\frac{\Delta p}{p}, \\ u_y^{maks} &= 2\sqrt{\epsilon_{uy}\beta_{Ry}(s)}, \end{aligned} \tag{2.5}$$

gdzie ϵ_{ux} i ϵ_{uy} są składowymi wektora emitancji, a β_{Rx} i β_{Ry} odpowiednimi składowymi amplitudy oscylacji betatronowych.

Jeżeli średnią częstotliwość okrążania pierścienia przez wiązkę oznaczymy przez ω_C, to zmianę częstotliwości okrążania pierścienia $\Delta\omega_C$ przez jony o pędzie $p+\Delta p$ można policzyć ze wzoru [Schuch89]:

$$\frac{\Delta\omega_C}{\omega_C} = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_t^2}\right)\frac{\Delta p}{p}, \tag{2.6}$$

gdzie γ_t jest tzw. gammą przejścia (lub punktem przejścia) i jest zdefiniowana poprzez związek:

$$\frac{1}{\gamma_{\mathrm{t}}} = \frac{\mathrm{M}\omega_{\mathrm{C}}\gamma}{\mathrm{p}} \oint \frac{\mathrm{D(s)}}{2\pi\rho}\mathrm{ds}. \tag{2.7}$$

M jest masą jonu, a ρ promieniem krzywizny trajektorii jonu w magnesach dipolowych. W przypadku, gdy $\gamma = \gamma_{\mathrm{t}}$, częstość okrążania pierścienia przez jony jest niezależna od pędu poruszających się cząstek.

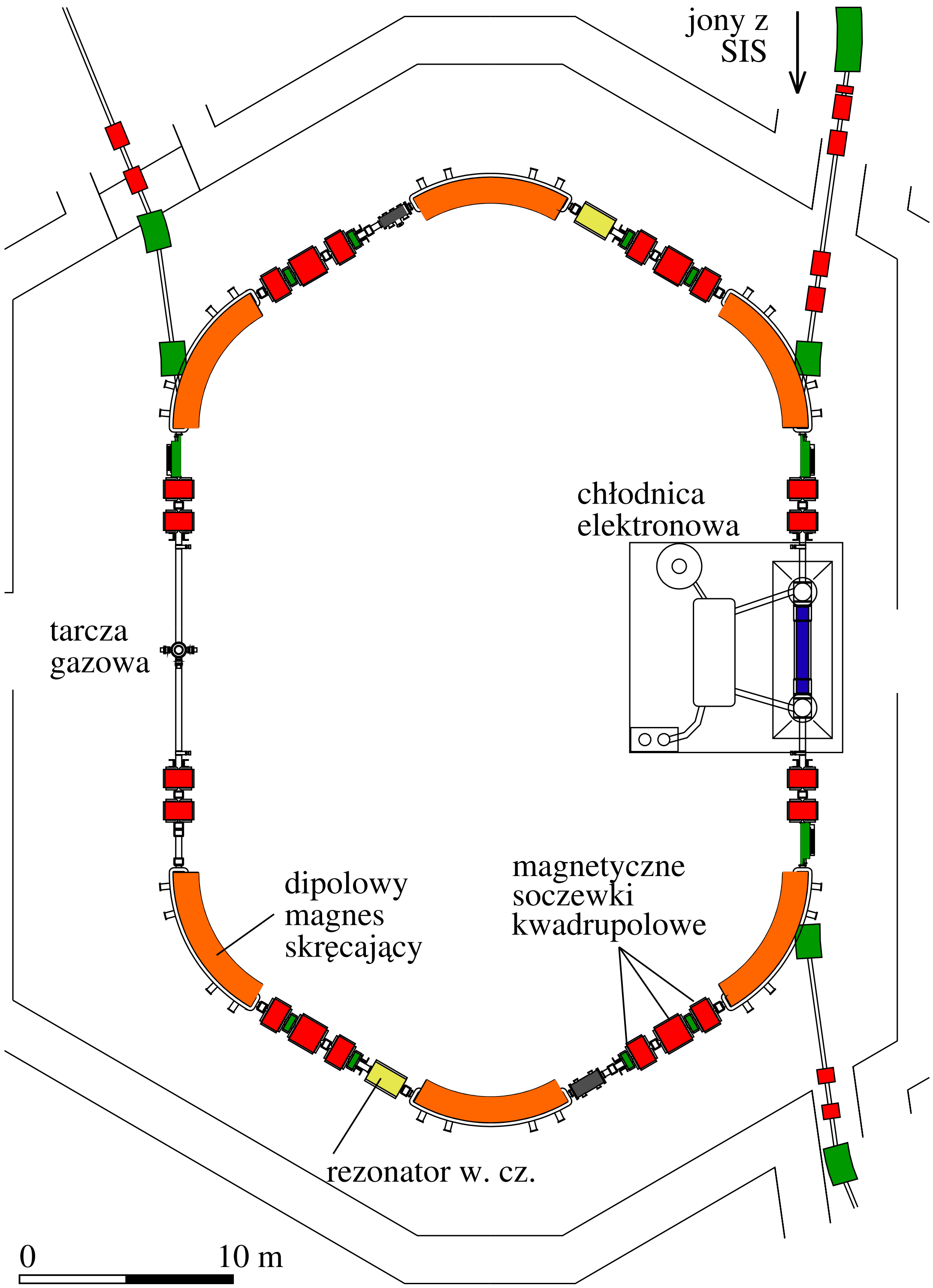
ESR jest jedynym na świecie pierścieniem kumulującym jony, w którym mogą być magazynowane wszystkie ich rodzaje, włączając całkowicie zjonizowany uran. Obwód ESR-a wynosi 108,36 m i stanowi połowę obwodu SIS-a. Sztywność pola magnetycznego pierścienia przekracza 10 Tm, co pozwala na magazynowanie jonów U^{92+} o energiach do 560 MeV/u. Proces kumulowania jonów przebiega kilkoma etapami. Najpierw dwie z czterech paczek jonów krążących w synchrotronie są kierowane do pierścienia kumulującego, gdzie trafiają na orbitę zewnętrzną w stosunku do orbity znajdujących się tam już jonów. Następnie za pomocą tzw. „kickera" są przesuwane na właściwą orbitę.

Rysunek 2.2 przedstawia schemat pierścienia. Pierścień posiada sześć magnesów dipolowych oraz sześć zestawów kwadrupoli utrzymujących jony w pobliżu optymalnej orbity. W pierścieniu znajdują się dwa obszary o długości ok. 10 m, pozwalające na ustawienie aparatury pomiarowej (rysunek 2.2). Na jednym z tych odcinków znajduje się tarcza gazowa, a na drugim chłodnica elektronowa. Rezonatory w. cz. oraz układ magnesów pierścienia pozwalają również na wyhamowanie (lub przyspieszenie) jonów do energii innej niż energia injekcji uzyskana w synchrotronie. Minimalna energia jaką można otrzymać w pierścieniu ESR to 3 MeV/u [Franzke87].

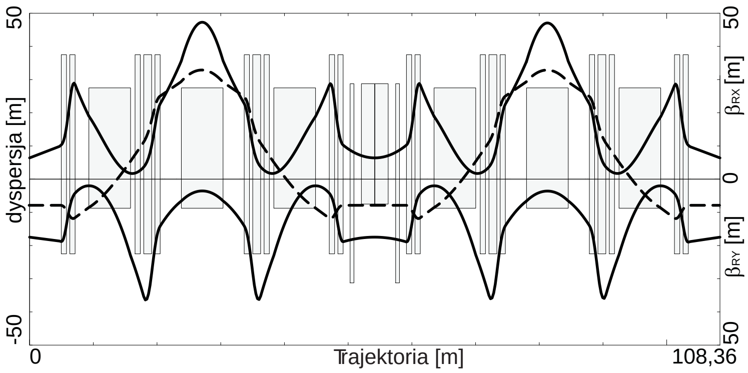
Kształt składowych funkcji $\beta_{\mathrm{R}}(\mathrm{s})$ i funkcji dyspersji pierścienia, D(s), związany z układem magnesów przedstawia rysunek 2.3. Ważniejsze parametry pierścienia przedstawiono w tabeli 2.1.

Tabela 2.1. Ważniejsze parametry techniczne ESR

Zakres energii jonów	protony	30-2200 MeV
i maksymalna intensywność wiązki	$^{20}Ne^{10+}$ $(1,3 \cdot 10^{11})$	3-834 MeV/u
	$^{40}Ar^{18+}$ $(6,2 \cdot 10^{10})$	3-709 MeV/u
	$^{84}Kr^{36+}$ $(2,9 \cdot 10^{10})$	3-656 MeV/u
	$^{129}Xe^{54+}$ $(1,7 \cdot 10^{10})$	3-609 MeV/u
	$^{238}U^{92+}$ $(9,3 \cdot 10^{9})$	3-556 MeV/u
Sztywność magnetyczna		0.5-10 Tm
Sztywność elektrostatyczna		10-2550 MV
Obwód pierścienia		108,36 m
„Tony" betatronowe	$\mathrm{Q_h}$ (poziome)	2,2/2,2/2,2
	$\mathrm{Q_v}$ (pionowe)	2,4/2,4/2,4
Gamma przejścia		2,66/2,75/2,85



Rys. 2.2. Schemat pierścienia kumulującego jony ESR w GSI w Darmstadt

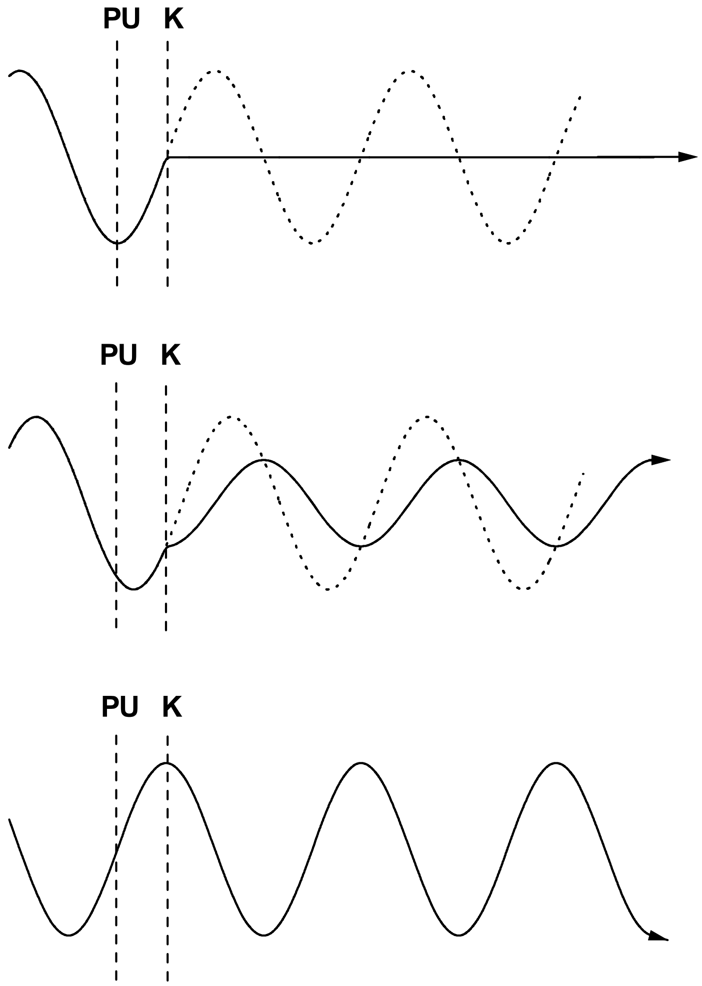


Rys. 2.3. Składowe funkcji $\beta_{\mathrm{R}}(\mathrm{s})$ i funkcji dyspersji D(s) pierścienia kumulującego jony ESR w GSI w Darmstadt [Hausmann98]

Jony zebrane w pierścieniu mają duże rozmycie pędów. Aby można było wykorzystać je w eksperymencie, w którym ważna jest dokładna znajomość energii pocisków oraz ich mała emitancja, należy to rozmycie zmniejszyć, np. stosując chłodzenie jonów. Chłodzenie jonów pozwala na otrzymanie wiązki o małym rozmyciu pędów i małej emitancji oraz skompensowanie wzrostu emitancji związanego z oddziaływaniem jonów z tarczą gazową i atomami gazów resztkowych. Ponadto, chłodzenie wiązki zmniejsza obszar zajmowany przez nią w przestrzeni fazowej jonowodu, pozwalając na zebranie większej ilości jonów, co jest szczególnie ważne w przypadku rzadkich rodzajów jonów i eksperymentów wymagających dużych intensywności wiązki. W pierścieniu ESR jakość wiązki jonów jest poprawiana dwustopniowo. Jony są najpierw „chłodzone" stochastycznie, a następnie za pomocą chłodnicy elektronowej.

2.2 Chłodzenie jonów

Nie wszystkie cząstki krążące w pierścieniu trafiają na orbitę idealną. Ponieważ system ogniskujący pierścienia stara się poprawić trajektorię jonu, cząstka oscyluje wokół orbity idealnej (patrz strona 31). System chłodzenia stochastycznego stara się zmniejszyć amplitudę tych oscylacji [Möhl84]. W tym celu, specjalną elektrodą (tzw. „pick-up") mierzy się położenie cząstki podczas każdego okrążenia. Wzmocniony sygnał błędu (odchylenia od położenia centralnego) steruje tzw. „kickerem", który zmienia trajektorię cząstki o kąt proporcjonalny do tego błędu. W najprostszym przypadku „pick-up" składa się z dwóch elektrod znajdujących się po obu stronach jonowodu. Jeśli cząstka porusza się bliżej jednej z elektrod to sygnał mierzony na tej elektrodzie przewyższa sygnał mierzony na drugiej. Różnica między tymi dwoma sygnałami jest miarą błędu położenia. Natomiast „kicker" składa się z elektromagnesów wytwarzających pole magnetyczne zakrzywiające trajektorię cząstki. Odległość pomiędzy elektrodami „pick-up" i „kickerem" powinna wynosić 1/4 długości fali betatronowej w pierścieniu (lub być powiększona o całkowitą długość fali betatronowej). W zależności od fazy początkowej ψ_{R0} (równanie 2.2), z jaką poruszają się poszczególne jony, różna będzie wydajność ich „chłodzenia”. Pokazano to na rysunku 2.4.



Rys. 2.4. Wpływ chłodzenia stochastycznego na trajektorię jonów w zależności od ich fazy początkowej ψ_{R0} (równanie 2.2). Cząstka 1 przechodzi obok elektrody „pick-up” (PU) z maksymalnym wychyleniem. Jej oscylacje są całkowicie tłumione przez „kicker” (K). Cząstka 2 przychodzi w fazie pośredniej i jej oscylacje są tłumione tylko częściowo. Natomiast trajektoria cząstki 3 pozostaje niezmieniona

Chłodzenie stochastyczne odgrywa w przypadku ESR-a rolę chłodzenia wstępnego. Na przykład, w wyniku jego działania początkowe rozmycie pędów wiązki całkowicie zjonizowanego uranu o energii 500 MeV/u wynoszące $\delta p/p \approx 1$ % jest w czasie jednej sekundy redukowane do 0,1 % [Franzke87]. Chłodzenie stochastyczne zmniejsza również o rząd wielkości emitancję zmagazynowanej wiązki.

Dalszą poprawę parametrów wiązki uzyskuje się stosując chłodzenie elektronowe [Bosser92]. W układzie odniesienia $\mathfrak{R}_0$, który porusza się ze średnią prędkością jonów wzdłuż ich trajektorii, większość jonów będzie w ruchu. Prędkość każdego jonu $\mathbf{v}_{\rm jon}$ w tym układzie można wyrazić poprzez składową równoległą ($\mathbf{v}_{\rm jon||}$) i poprzeczną ($\mathbf{v}_{\rm jon\perp}$), gdzie $\mathbf{v}_{\rm jon} = \mathbf{v}_{\rm jon||} + \mathbf{v}_{\rm jon\perp}$. Chmura jonów w układzie $\mathfrak{R}_0$ posiada energię kinetyczną, która może być porównana z termodynamiczną definicją temperatury $\mathrm{T}_{\rm jon}$ za pomocą klasycznej relacji [Bosser92]:

$$\frac{3}{2}\mathrm{k_B T_{jon}} = \frac{1}{2}\mathrm{M} < \mathrm{v_{jon}^2} >= \frac{1}{2}\mathrm{M}(< \mathrm{v_{jon\|}^2} > + < \mathrm{v_{jon\perp}^2} >), \tag{2.8}$$

gdzie $\mathrm{k_B}$ jest stałą Boltzmanna. Możemy zatem przyporządkować temperaturę każdej komponencie prędkości:

$$\begin{aligned} \mathrm{k_B T_{jon\|}} &= \mathrm{M} < \mathrm{v_{jon\|}^2} > \\ \mathrm{k_B T_{jon\perp}} &= \mathrm{M} < \mathrm{v_{jon\perp}^2} > . \end{aligned} \tag{2.9}$$

Zasada chłodzenia elektronowego polega na zmieszaniu wiązki jonów, na pewnym odcinku ich trajektorii, z bardzo „chłodną” (w układzie $\mathfrak{R}_0$) wiązką elektronów. Na skutek oddziaływania kulombowskiego pomiędzy elektronami i jonami, jony oddają część swojej energii elektronom, które się „ogrzewają”. Aby otrzymać bardzo zimną wiązkę jonów, „podgrzane” elektrony muszą zostać zastąpione przez nowe. W praktyce elektrony produkowane przez katodę i przyspieszane w polu elektrostatycznym o napięciu $\mathrm{U_0}$ nie są nieruchome w układzie $\mathfrak{R}_0$. Jeśli elektrony opuszczające katodę mają temperaturę $\mathrm{T_{el}^{kat}}$, to po przyłożeniu napięcia przyspieszającego $\mathrm{U_0}$ poprzeczna składowa ich temperatury $\mathrm{T_{el\perp}} = \mathrm{T_{el\perp}^{kat}}$ pozostanie niezmieniona [Bosser92]. Natomiast, równoległa składowa temperatury zmienia się zgodnie z równaniem [Bosser92]:

$$\mathrm{k_B T_{el\|}} = \frac{(\mathrm{k_B T_{el\|}^{kat}})^2}{2\mathrm{eU_0}}, \tag{2.10}$$

gdzie e jest ładunkiem elektronu. W przypadku relatywistycznym otrzymujemy:

$$\mathrm{k_B T_{el\|}} = \frac{\mathrm{k_B^2 (T_{el\|}^{kat})^2}}{\beta^2\gamma^2 \mathrm{m_e c^2}} \ll \mathrm{k_B T_{el\|}^{kat}} \approx \mathrm{k_B T_{el\perp}^{kat}}. \tag{2.11}$$

Z przedstawionych relacji wynika, że efekt chłodzenia jest dominujący w kierunku równoległym do kierunku poruszania się jonów, co monoenergetyzuje wiązkę jonów zbieranych w pierścieniu. Ponieważ jony i elektrony oddziałują ze sobą poprzez oddziaływanie kulombowskie, łatwo można obliczyć siłę F działającą na jon o prędkości $\beta = \mathrm{v/c}$ poruszający się w gazie elektronów o gęstości ρ_{el} [Schuch89]:

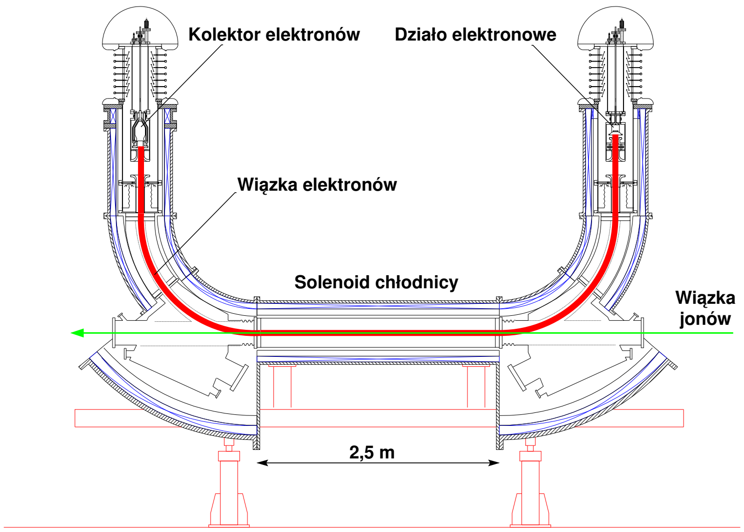
$$\mathrm{F} = 4\pi \frac{\mathrm{q^2 e^4} \rho_{\mathrm{el}} \mathrm{L_C}}{\mathrm{m_e} \beta^2 \mathrm{c^2}}, \tag{2.12}$$

gdzie q jest ładunkiem jonu, a $\mathrm{L_C}$ tzw. logarytmem kulombowskim, który przyjmuje wartości pomiędzy 5 i 10. Korzystając z tego wzoru można obliczyć czas potrzebny na chłodzenie jonów [Schuch89]. Zakładając izotropowy rozkład Maxwella dla prędkości jonów otrzymujemy czasy chłodzenia τ [Schuch89]:

$$\tau = \frac{\gamma^2 \mathrm{m_e M}}{\mathrm{q^2 e^4} \rho_{\mathrm{el}} \eta \mathrm{L_C}} \times \begin{cases} \frac{3}{8\sqrt{2\pi}} \left(\frac{\mathrm{k_B T_{el}}}{\mathrm{m_e}}\right)^{3/2} & \text{jeśli } \mathrm{v_{jon}} \ll \mathrm{v_{el}}, \\ \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{\mathrm{k_B T^{pocz}_{jon}}}{\mathrm{M}}\right)^{3/2} & \text{jeśli } \mathrm{v_{jon}} \gg \mathrm{v_{el}}, \end{cases} \quad (2.13)$$

gdzie η jest stosunkiem długości odcinka, na którym elektrony poruszają się razem z jonami, do długości obwodu pierścienia, a $\mathrm{T^{pocz}_{jon}}$ jest początkową temperaturą jonów. Czas chłodzenia jest odwrotnie proporcjonalny do masy jonów. Jest on zatem krótszy dla ciężkich jonów. Na przykład, dla protonów wynosi około 0,3 s a dla uranu 50 ms.

Chłodnica elektronowa pierścienia ESR znajduje się w jednym z jego obszarów dryfu. Rysunek 2.5 przedstawia jej schemat. Całkowita długość tego urządzenia wynosi 6 metrów. Elektrony poruszają się razem z jonami na odcinku 2,5 metra. Napięcie przyspieszające elektrony $\mathrm{U_0}$ można ustawić pomiędzy 16,5 a 310 keV, co pozwala chłodzić jony w zakresie energii pomiędzy 30 i 560 MeV/u. Chłodnica elektronowa pozwala na zmniejszenie rozmycia pędów jonów δp/p z 0,1 % (po chłodzeniu stochastycznym) do 0,001 %. Ważniejsze parametry techniczne urządzenia przedstawiono w tabeli 2.2 [Franzke87].



Rys. 2.5. Schemat chłodnicy elektronowej pierścienia ESR w Darmstadt

Schłodzona wiązka jonów może zostać skierowana do eksperymentów z tarczami stałymi w hali eksperymentalnej lub wykorzystana do eksperymentów z wewnętrzną tarczą gazową znajdującą się na jednym z odcinków dryfu pierścienia ESR (rysunek 2.2).

W roku 1999 została zamontowana chłodnica elektronowa dla jonów przyspieszanych w synchrotronie SIS. Jej użycie poprawiło znacznie jakość „paczek” jonów wysyłanych

Tabela 2.2. Ważniejsze parametry techniczne chłodnicy elektronowej

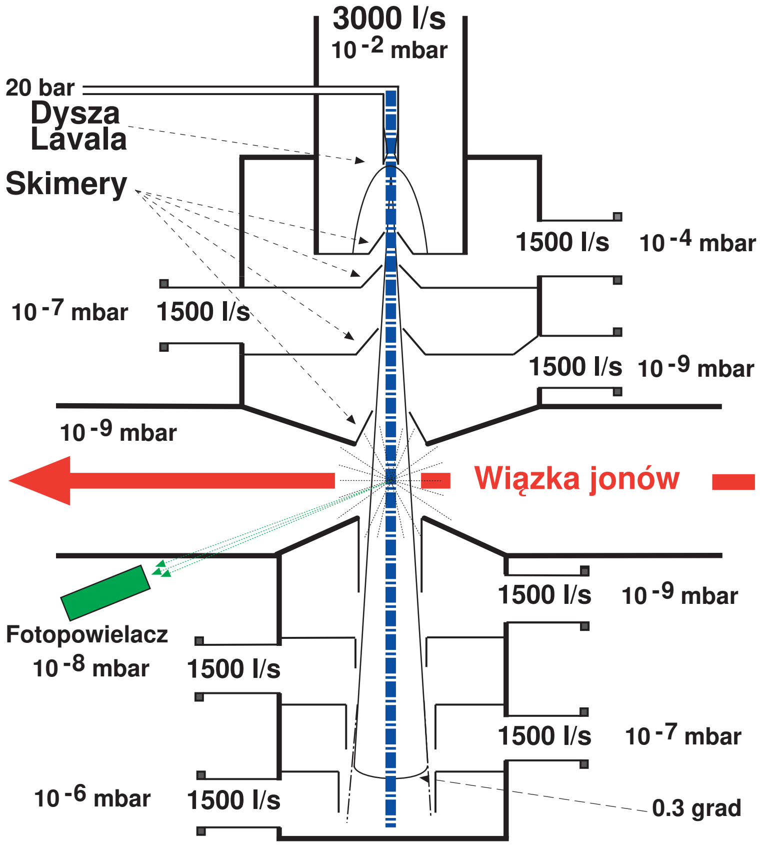
Zakres energii jonów	30-560 MeV/u
Energia elektronów	16,5-310 keV
Prąd wiązki elektronów	5-500 mA
Gęstość prądu elektronów	0.5-1 Acm^{-2}
Średnica katody	50 mm
Temperatura katody	1100 °C
Temperatura podłużna elektronów $T_{el\|\|}$	$<$ 0,1 meV
Temperatura poprzeczna elektronów $T_{el\perp}$	$\sim$ 0,1 eV
Pole magnetyczne prowadzące wiązkę elektronów	0,01-0,25 T
Długość wspólnej drogi jonów i elektronów	2,5 m
Długość całkowita	6 m

do pierścienia ESR, co zmniejszyło czas kumulowania wiązki oraz poprawiło jej końcową emitancję i intensywność.

2.3 Tarcza gazowa

Użycie tarczy gazowej w eksperymentach z ciężkimi jonami ma wiele zalet. Po pierwsze, pozwala na wydajne zużycie jonów zgromadzonych w pierścieniu, ponieważ jony przechodzą wielokrotnie przez obszar tarczy. Po drugie, zmniejsza się prawdopodobieństwo wielokrotnego oddziaływania jonu z atomami tarczy podczas jednego przejścia przez jej obszar, co w znakomity sposób redukuje problem zderzeń wielokrotnych. Jednak z drugiej strony, strumień gazu przepływający przez jonowód powoduje pogorszenie się jakości wysokiej próżni panującej w tym obszarze. Specjalna konstrukcja tarczy gazowej ma na celu zapobieżenie „rozpływaniu" się gazu po jonowodzie. Schemat tarczy gazowej pierścienia kumulującego jony w GSI w Darmstadt przedstawia rysunek 2.6. Tarcza gazowa znajduje się po przeciwnej stronie jonowodu w stosunku do chłodnicy elektronowej. Strumień gazu opuszczający układ zasilający poprzez specjalnie ukształtowaną dyszę ma prędkość ponaddźwiękową. Za tzw. dyszą Lavala znajduje się system komór ze skimerami formującymi tarczę gazową (jet). Resztki gazu z poszczególnych komór są odprowadzane przez pompy turbomolekularne. Zastosowanie szeregu komór (tzw. różnicowy system pompowania) gwarantuje utrzymanie panującej w jonowodzie próżni na poziomie 10^{-11} Tr. Uformowany strumień cząstek przecina oś wiązki jonów pod kątem prostym i jest następnie zbierany przez kolejny system komór wyposażonych w pompy turbomolekularne.

Urządzenie może dostarczać standardowo, jako tarcz, wiązek metanu, molekularnego azotu i argonu, a również tak ciężkich atomów jak krypton i ksenon. Typowe gęstości



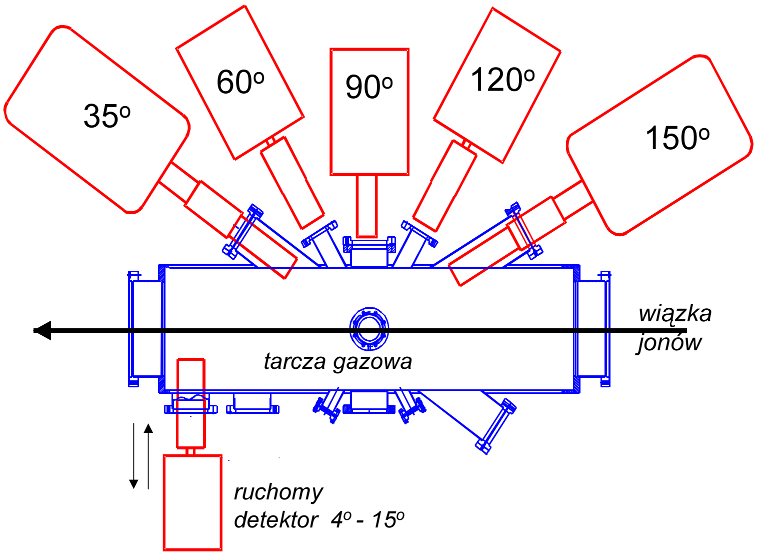
Rys. 2.6. Schemat tarczy gazowej

tarczy to 10^{12} cząstek/cm^3. Ponadto, po schłodzeniu ciekłym azotem, można również zastosować molekularny wodór oraz hel [Krämer99]. Szerokość połówkowa tarczy wynosi około 5 mm [Reich97]. Aby umożliwić rejestrację promieniowania emitowanego z obszaru tarczy gazowej, część jonowodu znajduje się wewnątrz specjalnej komory eksperymentalnej.

2.4 Komora eksperymentalna

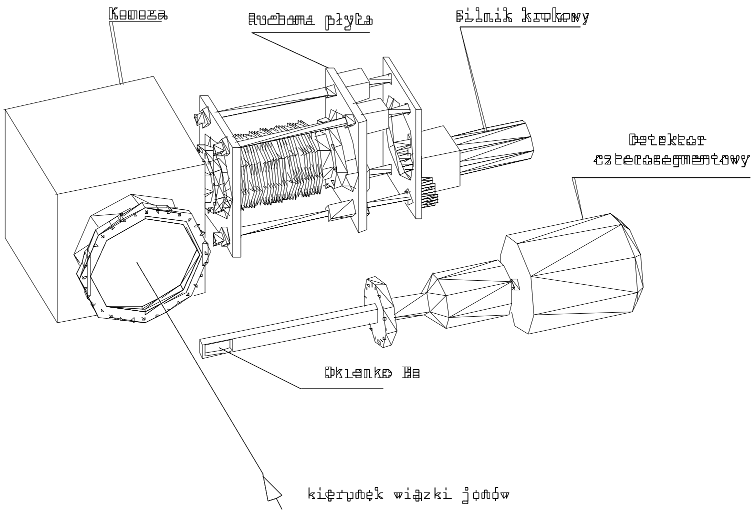
Rysunek 2.7 przedstawia schemat komory eksperymentalnej tarczy gazowej. Komora posiada szereg okien umożliwiających obserwację promieniowania pod różnymi kątami względem wiązki jonów. Pozwala to na pomiary nie tylko energii emitowanych fotonów ale również ich rozkładów kątowych. Okna komory wykonano z cienkich folii berylowych o grubości 100 μm (kąty $\sim$0°, 35°, 90° i 150°) oraz stalowych o grubości 50 μm (kąty 60° i 120°). Materiał z jakiego wykonano okna gwarantuje utrzymanie próżni w jonowodzie, a z drugiej strony, jest „przezroczysty” dla obserwowanego promieniowania.

Szczególnym przypadkiem jest okno umieszczone z przodu komory, pozwalające na obserwację promieniowania emitowanego pod małymi kątami w stosunku do kierunku wiązki. Jest to bardzo ważny zakres kątów w przypadku obserwacji promieniowania



Rys. 2.7. Schemat komory eksperymentalnej

K-REC (patrz rozdział 1.3). Podczas zbierania jonów w pierścieniu, paczki cząstek przychodzące z synchrotronu poruszają się najpierw po orbicie zewnętrznej w stosunku do zebranej już wiązki (patrz strona 32), dlatego nie jest możliwe ustawienie detektora na stałe blisko osi wiązki. Z tego powodu zaprojektowano i wykonano specjalne urządzenie umożliwiające zdalne wysuwanie i wsuwanie tego detektora. Cały zestaw do zmiany położenia detektora zaprojektowano, zbudowano i przetestowano dla eksperymentów opisanych w tej pracy w Instytucie Fizyki UJ w Krakowie. Pozwala on na zmianę położenia detektora z dokładnością do 0,1 mm w zakresie 15 cm. Mechanizm przesuwu jest napędzany silnikiem krokowym sterowanym za pomocą komputera. Rysunek 2.8 przedstawia schemat opisywanego układu. Układ doskonale spełnił swoje zadanie pozwalając na pomiar promieniowania emitowanego po kątami bliskimi 0° w stosunku do osi wiązki.



Rys. 2.8. Schemat układu do zmiany położenia detektora rejestrującego promieniowanie emitowane pod kątami bliskimi 0°. Układ został zaprojektowany, zbudowany i przetestowany w Instytucie Fizyki UJ w Krakowie w celu wykorzystania w eksperymentach będących tematem niniejszej pracy

2.5 Układ pomiarowy

Do obserwacji promieniowania elektromagnetycznego emitowanego z obszaru tarczy użyto w eksperymencie detektorów Ge(i). Kąty obserwacji i geometrię ustawienia detektorów oraz ich krótką charakterystykę przedstawiono w tabeli 2.3 oraz na rysunku 2.9. Ze względu na efekt poszerzenia dopplerowskiego detektory zostały wyposażone w szczeliny ograniczające zakres obserwowanych przez nie kątów.

Tabela 2.3. Geometria detektorów Ge(i) użytych w przeprowadzonych eksperymentach

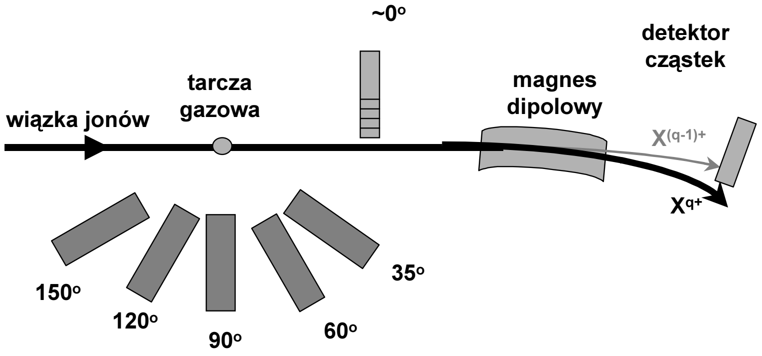
Kąt obserwacji	Odległość od tarczy [mm]	Rozmiar szczeliny [mm x mm]	Grubość kryształu [mm]
Bi^{83+},Bi^{82+} $\rightarrow$ N_2			
~0°	510	4 segm. po 13x25	13 (det. czterosegmentowy planarny)
35°	384	6x26	41 (det. koaksjalny)
60°	355	6x20	13 (det. planarny)
90°	220	8x25	13 (det. planarny)
120°	350	10x30	12 (det. planarny)
150°	390	10x25	13 (det. planarny)
U^{92+} $\rightarrow$ N_2			
~0°	510	4 segm. po 13x25	13 (det. czterosegmentowy planarny)
35°	384	6x26	41 (det. koaksjalny)
60°	355	6x20	13 (det. planarny)
90°	220	7 segm. po 3,75x25	12 (det. siedmiosegmentowy planarny)
120°	350	10x30	12 (det. planarny)
150°	390	10x25	13 (det. planarny)

Detektor rejestrujący fotony emitowane pod kątami zbliżonymi do zera stopni składał się z czterech segmentów o wymiarach 13x25 milimetrów. Ustawienie detektora pozwalało w czasie pomiaru na obserwację w zakresie od czterech do ośmiu stopni.

Oprócz fotonów, rejestrowane były również jony, które wychwyciły elektron z atomu tarczy. Takie cząstki, słabiej odchylane w magnesie dipolowym (patrz rysunek 2.9), trafiały w detektor (scyntylator plastikowy) znajdujący się za pierwszym, po tarczy gazowej, magnesem odchylającym.

Sygnały z detektorów były wzmacniane i przesyłane do specjalnego pomieszczenia pomiarowego. Ze względu na czas przelotu jonów od tarczy gazowej do detektora i zróżnicowanie długości kabli, sygnały z detektora cząstek przychodziły o 320 ns później niż sygnały z detektorów germanowych (rysunek 2.11). Ogólny schemat układu elektronicznego do rejestracji sygnałów prezentuje rysunek 2.10.

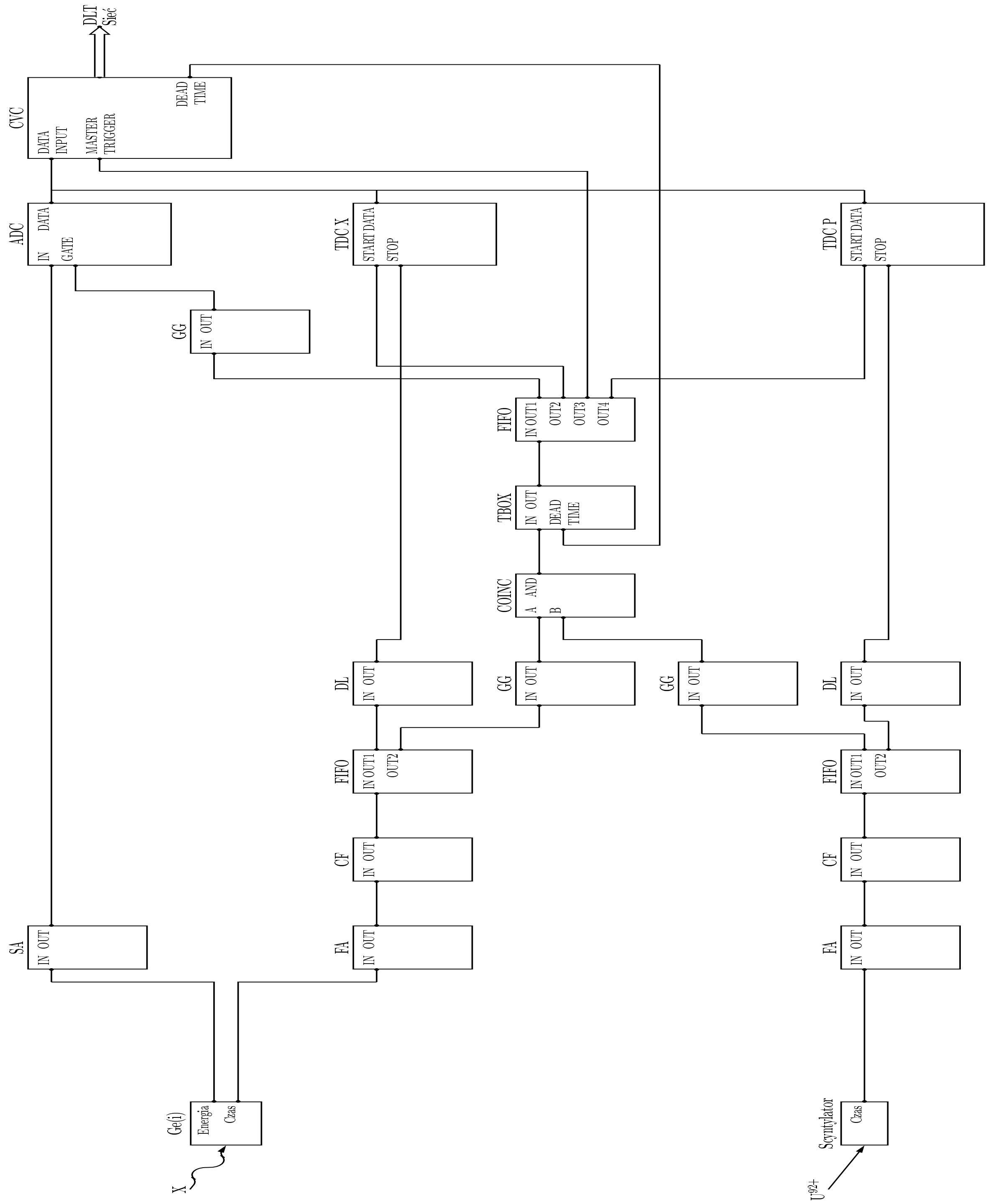
Sygnały z detektorów Ge(i) były rozdzielane na dwa tory (technika *fast-slow*). Jeden z nich, po wzmocnieniu sygnałów we wzmacniaczach spektroskopowych (SA), służył do pomiaru energii zarejestrowanych fotonów. Drugi tor, po wzmocnieniu sygnałów w szyb-



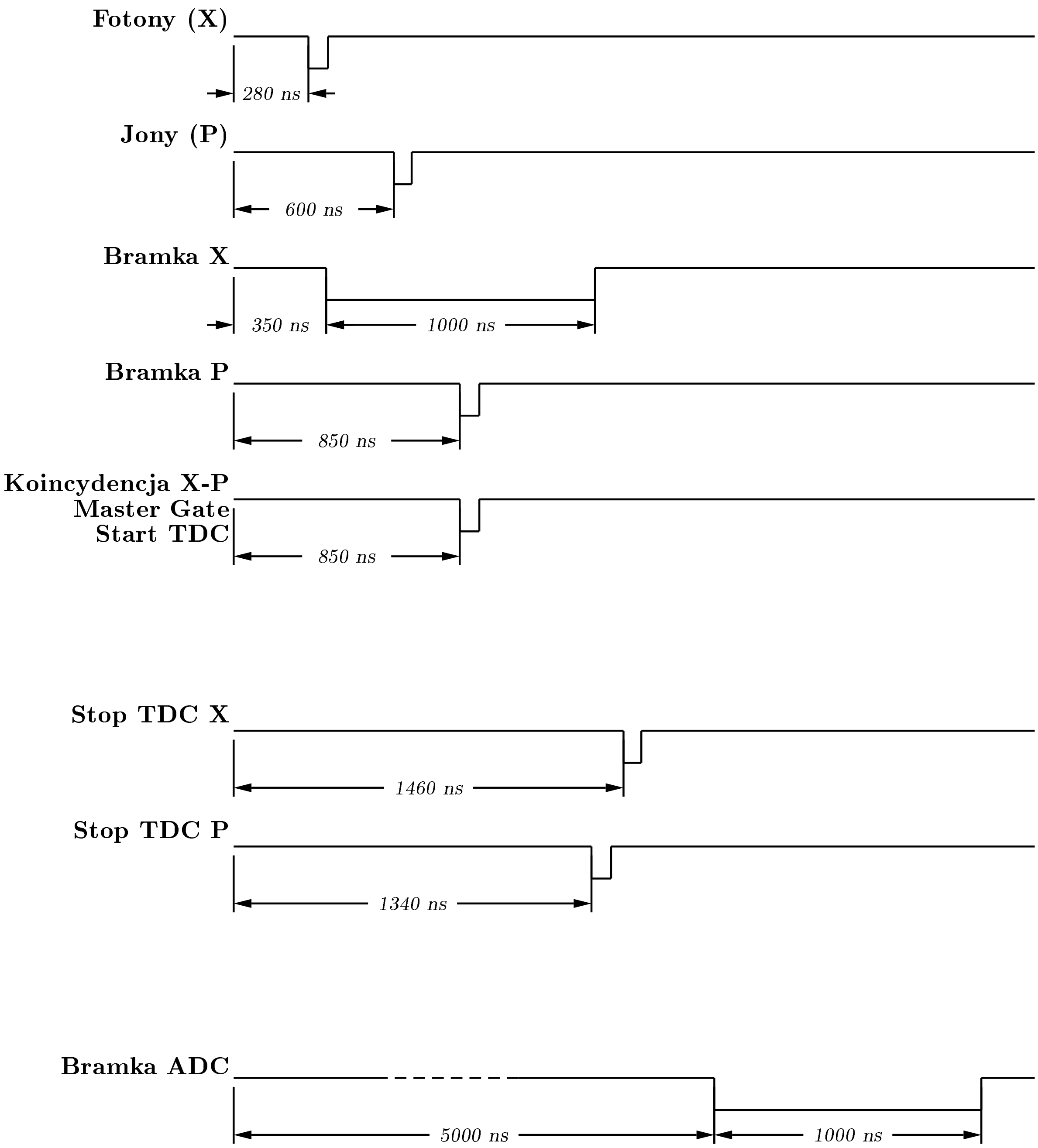
Rys. 2.9. Układ eksperymentalny do pomiaru promieniowania emitowanego po wychwycie elektronu w tarczy gazowej

kich wzmacniaczach (FA) i przetworzeniu sygnałów analogowych na sygnały logiczne w dyskryminatorze stałofrakcyjnym (CF), dostarczał informacji o czasie emisji fotonów.

Za pomocą generatora bramki (GG) z sygnału detektora Ge(i), tworzony był sygnał logiczny szeroki na około 1 μs. Sygnał ten był podawany na wejście A układu koincydencyjnego (COINC) razem z logicznym sygnałem (wejście B) z detektora przeładowanych jonów, opóźnionym o 250 ns. Pojawienie się, na wyjściu układu koincydencyjnego, sygnału logicznego „AND" tych dwóch sygnałów świadczyło o zajściu koincydencji (zgodności czasowej) pomiędzy faktem wychwytu elektronu przez jon a emisją jednego z zarejestrowanych fotonów. Spośród pojawiających się na wyjściu układu COINC sygnałów, informujących o zajściu koincydencji, wybierane były tylko te, które przychodziły wtedy, gdy układ elektroniczny był gotowy do zarejestrowania informacji. O braku gotowości układu świadczyła obecność sygnału czasu martwego (DEAD TIME), która powodowała ignorowanie przychodzących w tym czasie sygnałów koincydencyjnych. Wyselekcjonowane w ten sposób sygnały logiczne służyły jako sygnały sterujące (TRIGGER) dla modułów układu rejestrującego. Po pierwsze, odblokowywały wejścia przetworników ADC na czas pomiaru energii zarejestrowanych fotonów. Po drugie, startując przetworniki TDC, stanowiły punkt odniesienia dla pomiaru czasu rejestracji fotonów i cząstek. I po trzecie, informowały sterownik komputerowy kasety CAMAC (ang. Computer Application for Measurement and Control) [Kulikowski93] o zajściu koincydencji. Równocześnie układ zliczał impulsy generowane przez wszystkie detektory w interwale czasu pomiędzy przyjściem dwóch kolejnych sygnałów sterujących. Dla uproszczenia schematu liczniki nie zostały uwzględnione na rysunku 2.10. Sterownik CVC kasety CAMAC odczytywał wartości rejestrów przetworników i zapisywał je na taśmie DLT (Digital Linear Tape) w specjalnym formacie ListMode typu 10.1. Format ten jest sposobem zapisu parametrów jednego zdarzenia, używanym przez programy obsługujące elektronikę doświadczalną i analizę danych w Instytucie GSI [Barth99]. Odczytane dane były również dostępne poprzez sieć komputerową dla programów służących do analizy. Równoczesna analiza



Rys. 2.10. Elektronika pomiarowa użyta w eksperymencie. Schemat pokazuje połączenia na przykładzie jednego z detektorów Ge(i). **SA** – wzmacniacz spektroskopowy, **FA** – szybki wzmacniacz, **CF** – dyskryminator stałofrakcyjny, **FIFO** – układ rozdzielający FanIn/FanOut, **DL** – linia opóźniająca, **GG** – generator bramki logicznej, **COINC** – układ koincydencyjny, **TBOX** – układ sterujący sygnałem wyzwalającym

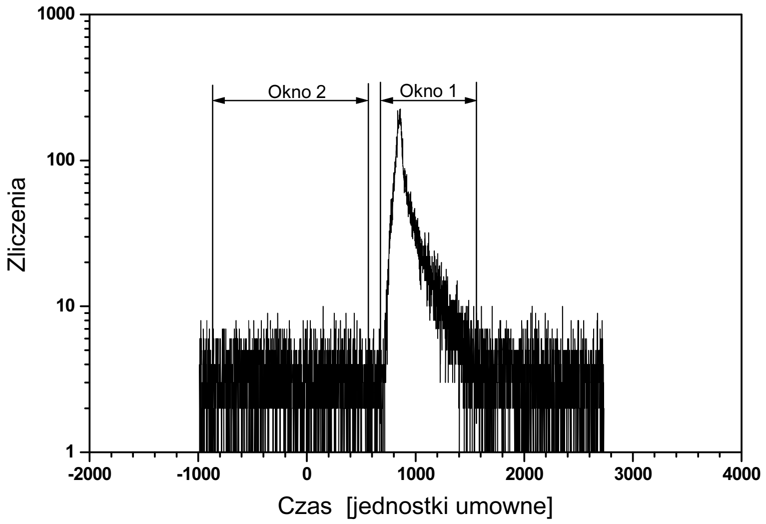


Rys. 2.11. Zależności czasowe sygnałów

wyników była prowadzona za pomocą programu GOOSY (**G**SI **O**nline **O**ffline **Sy**stem) i miała na celu kontrolę przebiegu eksperymentu i pracy elektroniki pomiarowej [Essel93].

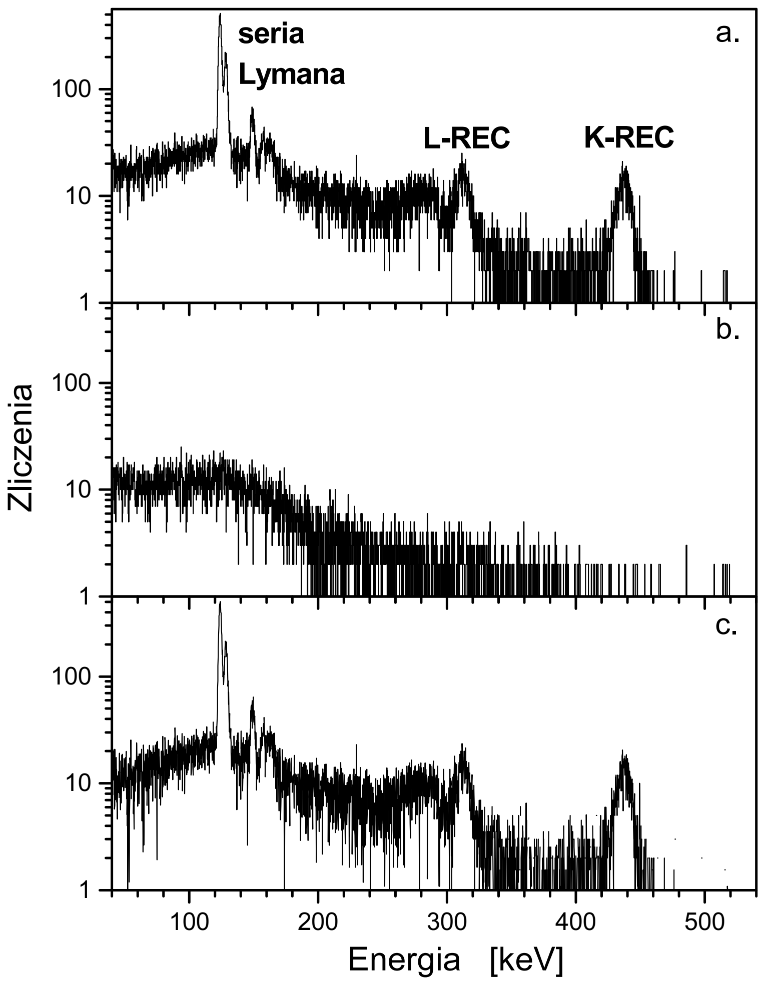
2.6 Analiza

Po wykonaniu eksperymentów, analizę zebranych danych przeprowadzono w Instytucie Fizyki UJ za pomocą programu napisanego w języku C++. Do tworzenia widm eksperymentalnych oraz do ich analizy i graficznej prezentacji wykorzystano klasy pochodzące z CERNowskiego pakietu ROOT [Brun96].



Rys. 2.12. Widmo różnic czasowych dla detektora fotonów ustawionego pod kątem 35°, zebrane podczas rozpraszania jonów Bi^{83+} na tarczy azotowej. Zakres konwersji przetwornika TDC wynosił 1 μs

Pierwszym krokiem analizy było otrzymanie widm różnic czasowych, które dla każdego detektora promieniowania X odzwierciedlały interwał czasowy pomiędzy momentem zarejestrowania fotonu, a sygnałem rejestracji jonu przeładowanego w tarczy gazowej. Przykładowe widmo różnic czasowych dla detektora koaksjalnego rejestrującego fotony emitowane pod kątem 35° w zderzeniach $Bi^{83+} \rightarrow N_2$ przedstawiono na rysunku 2.12. Typowa czasowa zdolność rozdzielcza wynosiła około 50 ns przy energii 100 keV. W widmie widać wyraźne maksimum pochodzące od „prawdziwych” koincydencji pomiędzy jednokrotnie przeładowaną cząstką, a fotonem zarejestrowanym w detektorze Ge(i). Oprócz maksimum, w widmie widoczne jest stałe tło pochodzące od koincydencji przypadkowych. Po odpowiednim unormowaniu okien „czasowych”, otrzymano widma energetyczne fotonów związanych z koincydencjami „prawdziwymi” (okno „czasowe” 1) (rysunek 2.13.a) i koincydencjami przypadkowymi (okno „czasowe” 2) (rysunek 2.13.b). Dalszym krokiem było oczyszczenie widma fotonów związanych z oknem „czasowym” 1 przez odjęcie od niego widma fotonów przypadkowych. Otrzymane w ten sposób widmo przedstawia rysunek 2.13.c. Analogicznie postąpiono z widmami zarejestrowanymi przez pozostałe detektory.



Rys. 2.13. Widmo energetyczne dla detektora ustawionego po kątem 35°, zarejestrowane podczas rozpraszania jonów Bi^{83+} na tarczy azotowej dla „prawdziwych" koincydencji (rysunek a.) i dla koincydencji przypadkowych (rysunek b.). Rysunek c. przedstawia widmo powstałe po odjęciu od widma a odpowiednio unormowanego widma b

Ponieważ celem eksperymentów było otrzymanie rozkładów kątowych fotonów emitowanych w procesie K-REC, w drugim kroku analizy, po dokonaniu kalibracji wydajnościowej otrzymanych widm, przeanalizowano intensywności linii K-REC oraz linii Ly-α. Do otrzymania rozkładów kątowych promieniowania REC można wykorzystać fakt, że rozkład kątowy promieniowania Ly-α_2 jest izotropowy w układzie pocisku (patrz rozdział 4.1). Ponieważ kąty bryłowe, z których poszczególne detektory zbierały promieniowanie były niewielkie (patrz tabela 2.3), więc różniczkowy przekrój czynny dla mierzonego promieniowania zmienia się zaniedbywalnie mało w przedziale kątów obserwowanych przez każdy z detektorów. Dlatego liczbę fotonów promieniowania K-REC, $N_{\mathrm{fot}}^{\mathrm{REC}}(\vartheta_{\mathrm{det}})$ zarejestrowanych przez detektor, zbierający promieniowanie emitowane pod kątem ϑ_{det}, można otrzymać ze wzoru:

$$N_{fot}^{K-REC}(\vartheta_{det}) = N \int \frac{\partial^2 \sigma_{K-REC}(\vartheta_{det}, E_{K-REC})}{\partial \Omega_{LAB} \partial E_{K-REC}} \Delta\Omega_{det} f_{eff}(E_{K-REC}) dE_{K-REC}, \qquad (2.14)$$

gdzie $\Delta\Omega_{det}$ jest kątem bryłowym detektora, a $f_{eff}(E)$ jest funkcją jego wydajności energetycznej. N jest stałą uwzględniającą intensywność wiązki, gęstość tarczy oraz czas trwania pomiaru. Dla każdego z detektorów użytych w eksperymencie dokonano pomiaru jego wydajności energetycznej i użyto jej do kalibracji wydajnościowej zarejestrowanych widm. Znając funkcję wydajności energetycznej detektora można otrzymać liczbę fotonów $N_{eff}^{K-REC}(\vartheta_{det})$ promieniowania K-REC, które do niego wpadły:

$$N_{eff}^{K-REC}(\vartheta_{det}) = N' \frac{d\sigma_{K-REC}(\vartheta_{det})}{d\Omega_{LAB}} \Delta\Omega_{det}, \qquad (2.15)$$

gdzie N' jest iloczynem N i czynnika wynikającego z obliczenia całki 2.14 po energii fotonów. Zatem, aby obliczyć różniczkowy przekrój czynny dla badanego procesu REC należy znać kąt bryłowy detektora. Jeśli jednak detektor rejestruje równocześnie promieniowanie o znanym rozkładzie kątowym, w tym przypadku Ly-α_2 (rozdział 1.4), możemy wykorzystać ten fakt do unormowania kątów bryłowych detektorów promieniowania X i otrzymania rozkładu kątowego badanego promieniowania bez konieczności wyznaczania tych kątów. Liczba fotonów promieniowania Ly-α_2, $N_{eff}^{Ly-\alpha_2}(\vartheta_{det})$, które wpadły do tego samego detektora, w tym samym czasie pomiarowym, jest równa:

$$N_{eff}^{Ly-\alpha_2}(\vartheta_{det}) = N' \frac{d\sigma_{Ly-\alpha_2}(\vartheta)}{d\Omega_{LAB}} \Delta\Omega_{det}, \qquad (2.16)$$

gdzie $d\sigma_{Ly-\alpha_2}(\vartheta_{det})/d\Omega_{LAB}$ jest znanym rozkładem kątowym fotonów promieniowania Ly-α_2, po transformacji do układu laboratoryjnego. Korzystając z równań 2.15 i 2.16, można otrzymać rozkład kątowy promieniowania K-REC:

$$\frac{d\sigma_{REC}(\vartheta)}{d\Omega_{LAB}} = \frac{N_{eff}^{K-REC}}{N_{eff}^{Ly-\alpha_2}} \cdot \frac{d\sigma_{Ly-\alpha_2}(\vartheta)}{d\Omega_{LAB}}. \qquad (2.17)$$

Alternatywnie, do analizy rozkładów kątowych wykorzystano symulacje komputerowe widm, otrzymanych w eksperymencie, za pomocą metod Monte Carlo. Założono tutaj pełną znajomość geometrii ustawienia detektorów promieniowania X, w tym, znajomość kątów bryłowych każdego detektora. Zamiast linii Ly-α_2, do unormowania liczby zarejestrowanych fotonów K-REC użyto liczby fotonów wygenerowanych podczas symulacji Monte Carlo procesu o zadanym (izotropowym w układzie pocisku) rozkładzie kątowym. Szczegóły zastosowanej procedury będą opisane w rozdziale 4.

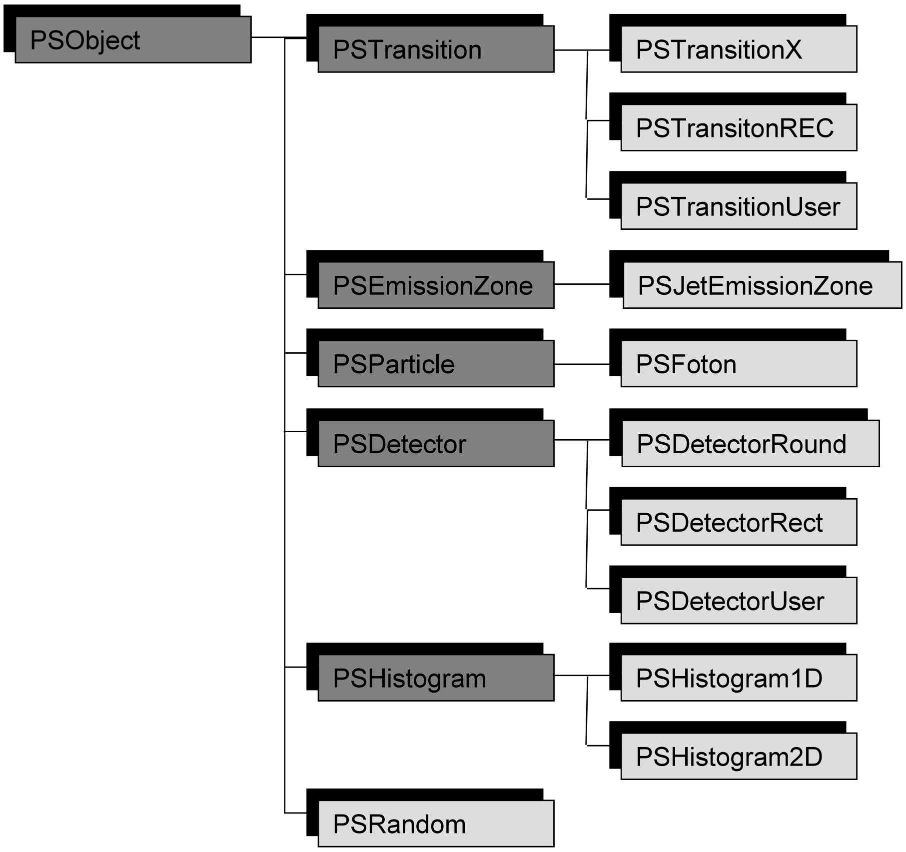
3. Program Monte Carlo

Aby właściwie przeanalizować wyniki doświadczalne, otrzymane podczas pomiarów prowadzonych na tarczy gazowej pierścienia kumulującego jony, konieczne jest uwzględnienie wielu parametrów związanych z właściwościami wiązki jonów (kierunek, rozmiary, gęstość) i tarczy (rozmiary, rozkład gęstości). Należy również uwzględnić informacje dotyczące detektorów: położenie, rozmiary, wydajności oraz energetyczne zdolności rozdzielcze. Bardzo złożone układy eksperymentalne zmuszają do rozważenia wielu parametrów będących źródłami niepewności. Bardzo często analityczny opis rezultatów doświadczenia, uwzględniający wpływ tych parametrów jest niemożliwy. Dlatego, w wielu przypadkach, „odpowiedź" detektorów na zaistniały proces fizyczny może zostać opisana jedynie poprzez symulację komputerową [Ali97]. Symulacja taka pozwala na określenie znaczenia niektórych parametrów doświadczalnych, a w konsekwencji daje możliwość optymalizowania układu eksperymentalnego i minimalizowania czasu potrzebnego do wykonania pomiaru.

W niniejszym rozdziale przedstawiono uniwersalny program do symulacji Monte Carlo typowych eksperymentów przeprowadzonych na tarczy gazowej pierścienia kumulującego jony. Program został przygotowany i przetestowany dla celów tej pracy, dlatego szczególną uwagę zwrócono na symulację procesu radiacyjnego wychwytu elektronu, chociaż testy programu przeprowadzono również dla procesów emisji promieniowania charakterystycznego. Jakość kodu komputerowego była testowana poprzez porównanie widm będących wynikiem symulacji z rezultatami pochodzącymi z doświadczeń przeprowadzonych na tarczy gazowej pierścienia ESR w Instytucie GSI w Darmstadt. Widma promieniowania X użyte do testów zostały zarejestrowane podczas zderzeń jonów uranu, przy energiach rzędu kilkuset MeV/u, z tarczami N_2 i Ar.

3.1 Budowa programu

Program został zaprojektowany i napisany w języku C++ [Stroustrup94]. C++ jest językiem obiektowym. Pozwala on na użycie wszystkich technik programowania obiektowego, takich jak enkapsulacja, dziedziczenie, polimorfizm [Stroustrup94, Coad93]. Programowanie obiektowe ułatwia zbudowanie czytelnego i wolnego od błędów modelu symulowanej sytuacji. Ponadto napisany w taki sposób kod może zostać ponownie użyty w innym programie. Zasady programowania obiektowego oraz opis języka C++ można znaleźć w [Grębosz93, Stroustrup94].



Rys. 3.1. Struktura klas użytych w programie Monte Carlo

Strukturę klas użytych w programie przedstawia rysunek 3.1. Wszystkie klasy pochodzą od wspólnego przodka, klasy `PSObject`. Klasa ta jest klasą abstrakcyjną. Oznacza to, że nie można utworzyć obiektu tej klasy. Klasy abstrakcyjne są wyróżnione na wykresie ciemniejszym kolorem tła. Metodami tej klasy są dwie funkcje wirtualne: `Print()` oraz `GetName()`, z których pierwsza drukuje własności obiektu danej klasy, a druga jego nazwę. Wszystkie klasy pochodzące od klasy `PSObject` muszą ponownie zdefiniować te funkcje w sposób dla siebie odpowiedni.

Klasa abstrakcyjna `PSTransition` zawiera definicje podstawowych parametrów i metod wspólnych dla klas, które są modelami różnych procesów radiacyjnych. Każda z tych klas posiada funkcję `GenerateFoton()` zwracającą obiekt typu `PSFoton`. Obiekt ten opisuje foton wyemitowany w danym procesie, poprzez jego parametry: energię, punkt emisji, kierunek emisji. Dodatkowo obiekt typu `PSFoton` zawiera informację na temat procesu, w wyniku którego został wyemitowany. „Właściwości" fotonu są generowane drogą losową przy użyciu różniczkowych przekrojów czynnych charakteryzujących symulowany proces.

Klasa `PSJetEmissionZone` modeluje zachowanie się obszaru emisji fotonów jakim jest przecięcie wiązki jonów z tarczą gazową. Geometria obu strumieni cząstek jest charakteryzowana przez ich szerokość połówkową oraz położenie względem centrum komory eksperymentalnej, przyjętego za środek układu odniesienia. Klasa zawiera ponadto informację na temat energii wiązki jonów, a jej składnikiem jest lista symulowanych procesów radiacyjnych. Pozwala to, dla każdego kolejnego zdarzenia, na określenie punktu, z którego następuje emisja fotonu i rodzaju procesu. Sam proces, tzn. obiekt typu klasy pochodnej od klasy `PSTransition`, określa parametry wyemitowanego fotonu, a więc jego energię oraz kierunek emisji w układzie pocisku. Następnie, parametry fotonu transformowane są do układu laboratoryjnego, a informacja o emisji jest przekazywana detektorom.

Klasa `PSDetektor` modeluje zachowanie detektora germanowego. Obiekty klas pochodnych od tej klasy zawierają informacje dotyczące położenia detektora względem centrum komory eksperymentalnej oraz jego rozmiary. Ponadto, klasa posiada zdefiniowane dwie metody charakteryzujące wydajność symulowanego detektora oraz jego energetyczną zdolność rozdzielczą. Fotony rejestrowane przez dany obiekt są zbierane w postaci histogramu (obiekt typu `PSHistogram`), którego zawartość jest zapisywana po zakończeniu działania programu.

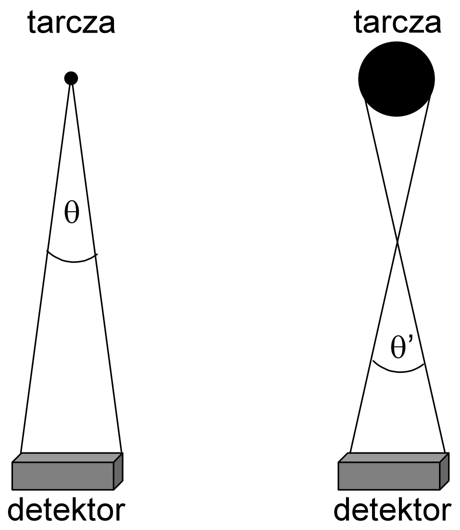
Ponieważ symulacja metodą Monte Carlo opiera się głównie na generowaniu liczb losowych o różnych rozkładach, dlatego utworzono specjalną klasę `PSRandom`, w której zgrupowano procedury generujące różne rozkłady, np. rozkład jednorodny, rozkład Gaussa, Lorentza oraz Poissona.

3.2 Parametry startowe

Program czyta parametry początkowe ze specjalnego pliku, którego nazwę odczytuje z linii poleceń. Struktura tego pliku jest oparta na formacie plików typu `.ini` dla Windows. Plik jest podzielony na sekcje, a parametry w każdej sekcji są podawane w formie `NazwaParametru=wartość_parametru`.

3.2.1 Obszar emisji

Naogół, przy wyznaczaniu kątów bryłowych detektorów, obszar emisji fotonów jest uważany za punktowy. Jednak w rzeczywistości rozmiary tego obszaru mogą być porównywalne z rozmiarami niektórych detektorów użytych podczas eksperymentu. W takim przypadku zakres kątów obserwowanych przez detektor, a co za tym idzie rozmycie energetyczne linii widmowych spowodowane poszerzeniem dopplerowskim, będzie dużo większe. Zakres kątów w tych dwóch przypadkach przedstawia schematycznie rysunek 3.2.

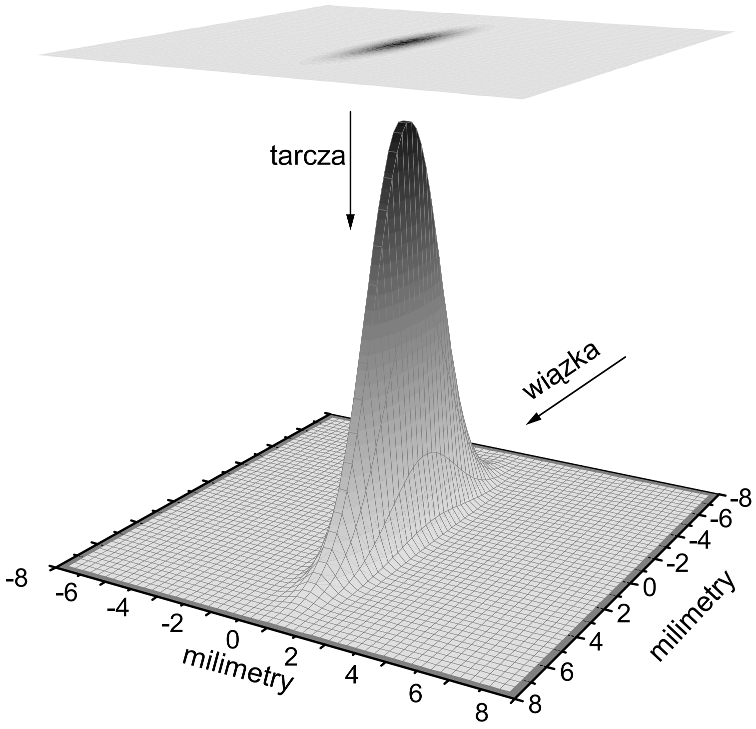


Rys. 3.2. Zakres kątów obserwowanych przez detektor dla tarczy punktowej i tarczy o skończonej szerokości

Przy opracowaniu programu dokonano założenia, że gęstości tarczy gazowej i wiązki jonów można opisać rozkładem Gaussa [Reich97]. Szerokości połówkowe wiązki jonów i tarczy można oszacować specjalnymi metodami [Reich97], lub mierząc rozmycie dopplerowskie linii i porównując je z rozmyciem otrzymanym na drodze symulacji komputerowej (patrz rozdział 3.3) [Świat99]. W przypadku ESR, typowe szerokości tarczy to około 5 mm, a wiązki około 2 mm [Reich97].

Prawdopodobieństwo emisji fotonu z określonego punktu przestrzeni jest proporcjonalne do iloczynu gęstości tarczy i wiązki w danym punkcie. A zatem prawdopodobieństwo to jest dane rozkładem Gaussa, którego parametry zależą od szerokości połówkowej wiązki jonów i tarczy gazowej. Rysunek 3.3 przedstawia rozkład prawdopodobieństwa emisji fotonu w funkcji położenia na płaszczyźnie prostopadłej do strumienia gazu z tarczy gazowej przechodzącej przez centrum komory eksperymentalnej, przy założeniu typowych szerokości połówkowych (wiązka: 2 mm, tarcza: 5 mm).

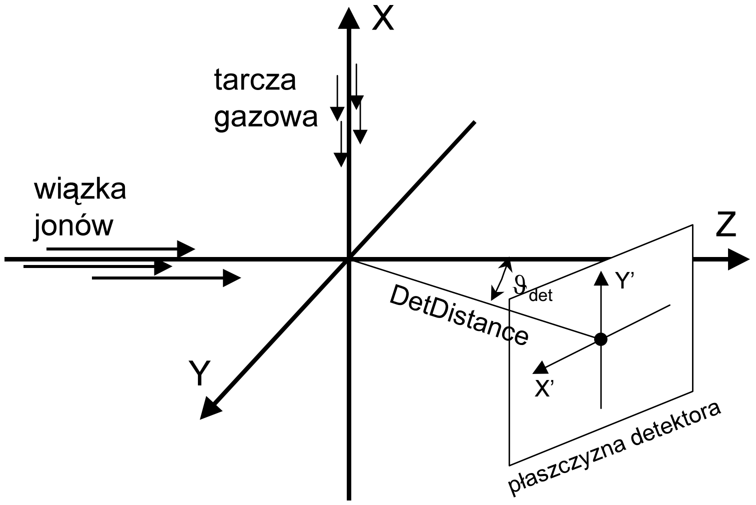
Parametry wejściowe programu Monte Carlo charakteryzujące wiązkę i tarczę gazową przedstawiono w tabeli 3.1. Rysunek 3.4 przedstawia układ współrzędnych zastosowany w programie. Wiązka jonów porusza się wzdłuż osi Z, natomiast oś tarczy gazowej pokrywa się z osią Y. Parametry BeamXPos i BeamYPos są współrzędnymi centrum wiązki jonów na płaszczyźnie X-Y, podanymi w milimetrach.



Rys. 3.3. Prawdopodobieństwo emisji fotonu w funkcji położenia na płaszczyźnie prostopadłej do strumienia gazu z tarczy gazowej przechodzącej przez centrum komory eksperymentalnej. Założono typowe szerokości połówkowe: dla wiązki 2 mm, a dla tarczy 5 mm

Tabela 3.1. Parametry startowe programu Monte Carlo charakteryzujące wiązkę jonów i tarczę gazową

Nazwa parametru	Opis
Parametry tarczy	
ZT	Liczba atomowa pierwiastka tarczy
TargetWidth	Szerokość połówkowa tarczy w milimetrach
Parametry wiązki	
ZP	Liczba atomowa jonów
BeamWidth	Szerokość połówkowa wiązki w milimetrach
BeamXPos, BeamY-Pos	Przesunięcie wiązki w milimetrach względem centrum komory rozproszeń, odpowiednio X i Y
BeamEnergy	Energia wiązki w MeV/u albo
BeamBeta	Prędkość jonów w jednostkach prędkości światła



Rys. 3.4. Układ współrzędnych używany w programie Monte Carlo

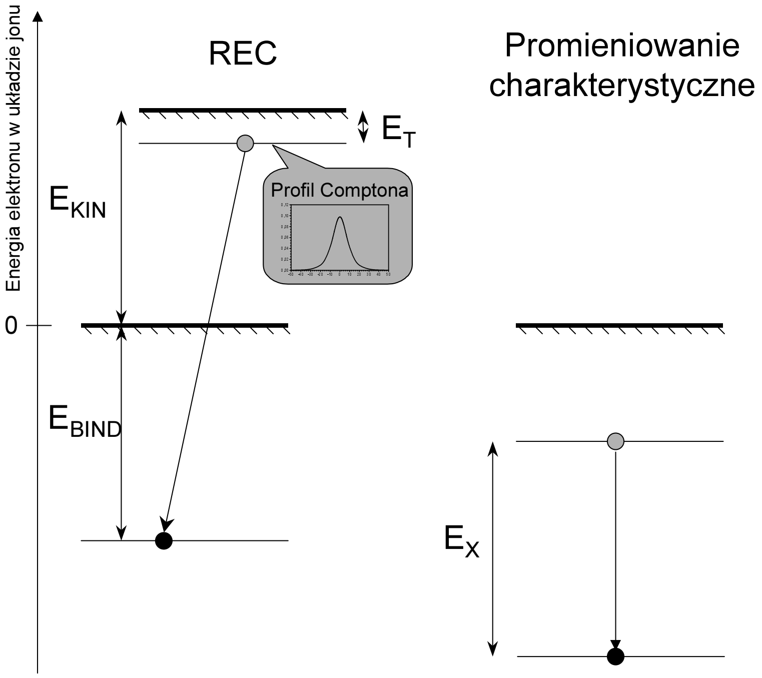
3.2.2 Symulowane procesy radiacyjne

Program może symulować trzy rodzaje procesów radiacyjnych: radiacyjny wychwyt elektronu, promieniowanie charakterystyczne oraz dowolny proces, dla którego rozkład energetyczny i kątowy emitowanych fotonów zostanie zadany poprzez funkcję zdefiniowaną w pliku startowym. Symulacja procesu REC wymaga podania w pliku startowym początkowej energii wiązania elektronu w atomie tarczy, jego profilu komptonowskiego w atomie tarczy i energii wiązania elektronu w jonie (pocisku) po wychwycie (rysunek 3.5). Profil komptonowski jest podawany w osobnym pliku w formie dwóch kolumn, z których pierwsza zawiera prędkość (pęd) elektronu w jednostkach atomowych, a druga, wartość profilu Comptona dla danej prędkości [Biggs75]. Wszystkie funkcje podane w postaci listy punktów, są w programie interpolowane wielomianami trzeciego stopnia (*spline*) [Björck87, Jankowski90].

W przypadku emisji promieniowania charakterystycznego, symulowanego przez program, jego energia jest opisana rozkładem Lorentza o szerokości zadanej w pliku startowym. Plik ten zawiera również wartości energii odpowiadające centrum tego rozkładu. Ponieważ szerokość naturalna Γ linii widmowej [Kopystyńska89] jest o kilka rzędów wielkości mniejsza od energetycznej zdolności rozdzielczej detektorów germanowych, dlatego parametr ten nie wpływa w sposób istotny na kształt linii rejestrowanej przez detektor.

Symulacja trzeciego (dowolnego) rodzaju procesu wymaga jedynie podania funkcji rozkładu energetycznego fotonów w postaci pliku, zawierającego dwie kolumny: energię i prawdopodobieństwo emisji fotonu dla danej energii. Wszystkie parametry, które opisują energię, muszą być podane w keV.

Dla wszystkich procesów rozkład kątowy promieniowania emitowanego w układzie pocisku można zdefiniować na dwa sposoby. Albo przez podanie parametrów P_0 i P_1 formuły $\mathrm{F}(\vartheta_{\mathrm{CM}}) = \mathrm{P}_0 + \mathrm{P}_1 \sin^2 \vartheta_{\mathrm{CM}}$, dla typowego w fizyce atomu rozkładu izotropo-



Rys. 3.5. Parametry charakteryzujące procesy radiacyjne symulowane w programie

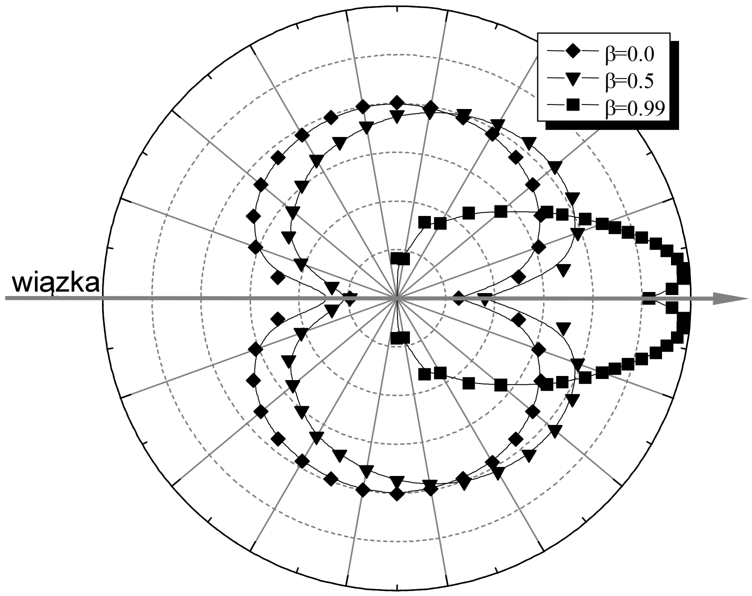
wego z domieszką dipolowego, albo, w przypadku bardziej złożonym, poprzez podanie listy punktów w postaci dwóch kolumn: kąt i prawdopodobieństwo. Rozkład ten jest w programie transformowany do układu laboratoryjnego.

Jako wstępny test poprawności generowania i transformowania przez program rozkładów kątowych , przeprowadzono symulację promieniowania charakterystycznego o energii 100 keV i rozkładzie kątowym w układzie pocisku $\propto \sin^2 \vartheta_{\mathrm{CM}}$ (P_0=0, P_1=1). Emitowane „fotony" były rejestrowane przez macierz jednakowych detektorów ustawionych pod różnymi kątami. Rysunek 3.6 przedstawia kształt rozkładu kątowego, otrzymanego w układzie laboratoryjnym, w wyniku symulacji dla różnych prędkości jonów (β). Linie ciągłe prezentują analityczne rozwiązanie problemu. Punkty przedstawiają wygenerowany przez program rozkład promieniowania zarejestrowany przez detektory.

Tabela 3.2 przedstawia listę parametrów startowych charakteryzujących procesy radiacyjne symulowane przez program. Dla każdego procesu należy określić prawdopodobieństwo jego zajścia (np. podać jego przekrój czynny w barnach).

3.2.3 Detektory

Wygenerowany foton jest przesyłany do obiektów symulujących zachowanie detektorów promieniowania rentgenowskiego. Obiekt typu `PSDetector` najpierw sprawdza, czy trajektoria fotonu przetnie powierzchnię detektora. Kształt i pozycja detektora musi zostać najpierw zdefiniowana. Aby to zrobić, należy podać w pliku startowym współrzędne wektora, łączącego centrum komory eksperymentalnej z płaszczyzną, na której



Rys. 3.6. Rozkłady kątowe promieniowania w układzie laboratoryjnym, otrzymane w wyniku symulacji procesu, którego różniczkowy przekrój czynny jest proporcjonalny do $\sin^2 \vartheta_{\mathrm{CM}}$ w układzie emitera (jonu), dla różnych prędkości wiązki jonów

Tabela 3.2. Parametry startowe programu Monte Carlo charakteryzujące symulowane procesy radiacyjne

Nazwa parametru	Opis
Wspólne	
TransitionKind	Rodzaj procesu (REC, promieniowanie charakterystyczne, promieniowanie zdefiniowane przez użytkownika)
TransitionProbability	Prawdopodobieństwo zajścia procesu
TransitionDistributionP0(1)	Parametry formuły $\mathrm{P}_0 + \mathrm{P}_1 \sin^2 \vartheta$ definiującej rozkład kątowy
TransitionDistributionFile	Nazwa pliku zawierającego listę punktów definiujących rozkład kątowy
Radiacyjny wychwyt elektronu	
TransitionInitialEnergy	Energia wiązania w atomie tarczy w keV
TransitionFinalEnergy	Energia wiązania w pocisku po wychwycie w keV
TransitionComptonProfileFile	Nazwa pliku zawierającego definicję profilu Comptona
Promieniowanie charakterystyczne	
TransitionFinalEnergy	Energia przejścia charakterystycznego w keV
TransitionNaturalWidth	Szerokość naturalna linii w keV
Proces definiowany przez użytkownika	
EnergyDistributionFile	Nazwa pliku zawierającego listę punktów definiujących rozkład energetyczny

leży powierzchnia detektora, prostopadłego do tej płaszczyzny: kąty ϑ i ϕ (kierunek obserwacji) oraz odległość od centrum komory do płaszczyzny detektora (rysunek 3.4. Od klasy `PSDetector` pochodzą trzy klasy modelujące trzy typy kształtów detektorów: prostokątny, okrągły i zdefiniowany przez użytkownika za pomocą ciągu punktów. Jeśli trajektoria fotonu przechodzi przez powierzchnię detektora, foton jest rejestrowany z prawdopodobieństwem f(E), zależnym od energii fotonu, gdzie funkcja f(E) jest wydajnością detektora.

Energia fotonów jest rejestrowana przez rzeczywiste detektory ze skończoną energetyczną zdolnością rozdzielczą. Ogólnie, kształt linii widmowej o stałej energii E_0, zarejestrowanej przez detektor germanowy, jest opisany za pomocą dość skomplikowanej funkcji analitycznej [Longoria90]. Na ogół, do opisu linii widmowej wystarczy (dla detektorów Ge(i)) użyć rozkładu Gaussa. W programie, energia fotonu zarejestrowana przez detektor jest generowana losowo, za pomocą rozkładu Gaussa, wokół energii fotonu, który „wpadł" do detektora. Szerokość połówkowa tego rozkładu jest parametrem podawanym w pliku startowym (energetyczna zdolność rozdzielcza). Ponieważ jest ona funkcją energii fotonu, dla widm rejestrowanych w szerokim przedziale energetycznym, można ją zadać za pomocą funkcji zdefiniowanej poprzez ciąg punktów. Dla wąskich przedziałów energetycznych wystarczy podać jedną wartość.

Przetransformowana w ten sposób energia fotonu jest następnie zbierana w postaci histogramu, w którym przechowywane są ilości fotonów zarejestrowanych dla każdego z przewidzianych przedziałów energii. W celu zdefiniowania właściwości histogramu, dla każdego z detektorów należy, w pliku startowym, podać dolny i górny zakres rejestrowanej energii oraz liczbę kanałów na jaki ma on zostać podzielony. Pełną listę parametrów definiujących obiekty symulujące pracę detektorów promieniowania rentgenowskiego przedstawiono w tabeli 3.3.

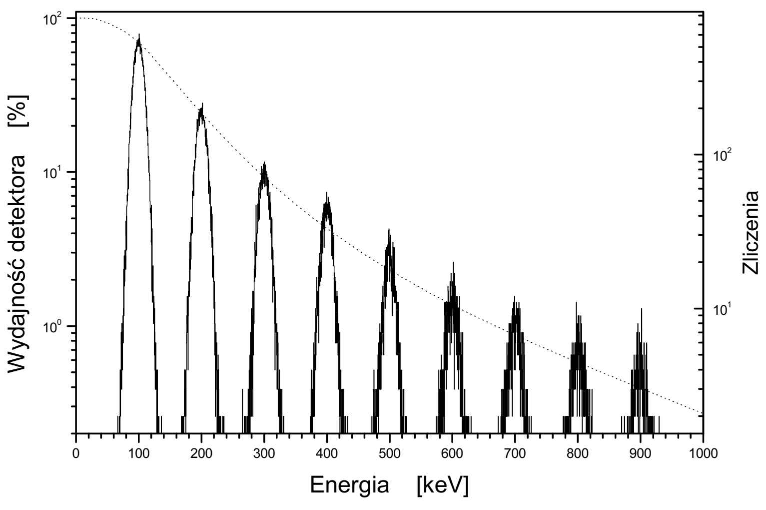
Program nie uwzględnia relacji czasowych pomiędzy kolejnymi fotonami, a zatem takie efekty jak zwiększenie się obserwowanej energii w wyniku równoczesnej rejestracji dwóch fotonów (*pile-up*) nie są symulowane. Program daje informacje na temat kształtu profili obserwowanych linii oraz względnej ilości fotonów pochodzących z różnych procesów i rejestrowanych przez poszczególne detektory. Symulowane widma pozwalają, między innymi, na uzyskanie informacji niezbędnych do oszacowania czasu trwania eksperymentu i sposobu ustawienia detektorów.

3.3 Testy programu

Widmo wygenerowane w ramach wstępnego testu pracy programu i właściwego użycia parametrów startowych przedstawia rysunek 3.7. Program symulował hipotetyczne linie

Tabela 3.3. Parametry startowe programu Monte Carlo charakteryzujące symulowane detektory

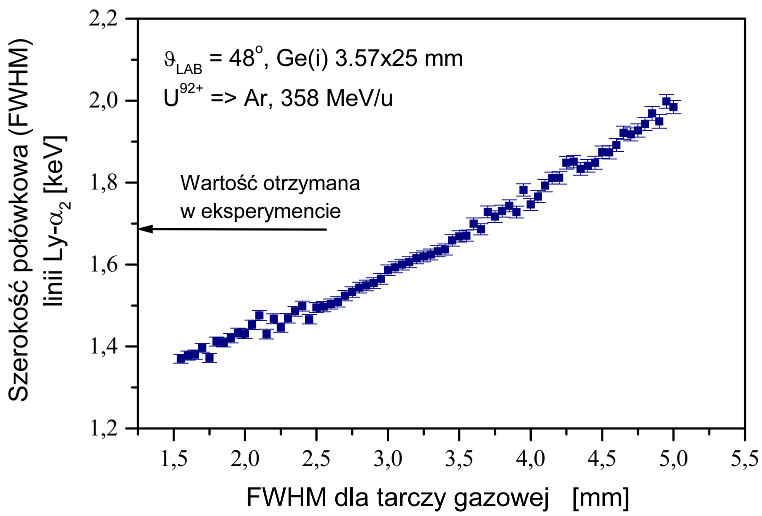
Nazwa parametru	Opis
Wspólne	
DetAngleTheta	Kąt obserwacji ϑ
DetAnglePhi	Kąt azymutalny detektora
DetDistance	Odległość od centrum komory do płaszczyzny detektora
DetDimCX	Położenie centrum detektora na płaszczyźnie zawierającej powierzchnię
DetDimCX	detektora
EfficiencyFileName	Nazwa pliku zawierającego listę punktów definiujących wydajność detektora
DetResolution	Rozdzielczość detektora
DetResolutionFile	Nazwa pliku zawierającego listę punktów definiujących rozdzielczość detektora
EnergyOffset	Dolna granica przedziału analizowanych energii fotonów
EnergyRange	Górna granica przedziału analizowanych energii fotonów
ChanNumber	Liczba przedziałów (kanałów), na które ma zostać podzielony przedział energii fotonów
Detektor prostokątny	
DetDimWidth	Szerokość detektora w milimetrach
DetDimHeight	Wysokość detektora w milimetrach
Detektor okrągły	
DetDimRadius	Promień detektora
Detektor o kształcie zdefiniowanym przez użytkownika	
DetDimFile	Plik zawierający listę punktów definiujących kształt detektora. Jeśli pierwszy i ostatni punkt listy są różne obszar detektora jest domykany dodatkowym odcinkiem



Rys. 3.7. Widmo otrzymane w wyniku symulacji przy założeniu, że $\beta = 0$. Kształt otrzymanego widma zależy wyłącznie od parametrów detektora – jego wydajności i zdolności rozdzielczej

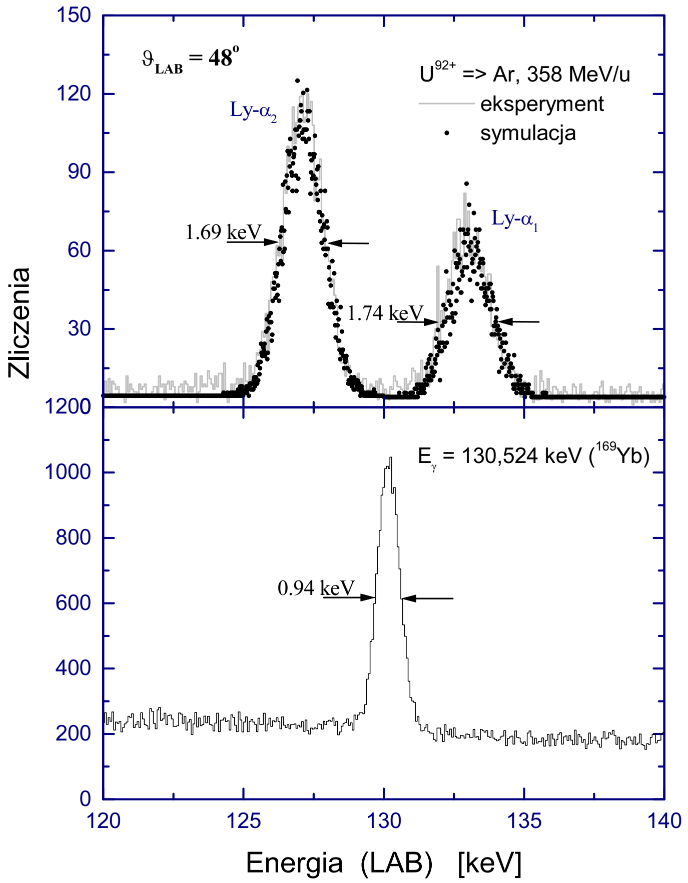
promieniowania charakterystycznego o energiach od 100 do 900 keV, występujących w odstępach co 100 keV. Założona prędkość wiązki wynosiła 0, a zatem zarejestrowana energia $E_{LAB} = E_{CM}$. Przerywaną linią zaznaczono krzywą wydajności użytą do symulacji. Aby można było porównać intensywności linii, otrzymanych w wyniku symulacji, z funkcją wydajności założono niezależną od energii zdolność rozdzielczą równą 20 keV. Tak niską zdolność rozdzielczą detektora założono, aby pokazać kształt linii generowanych podczas symulacji. W tym przypadku symulowano widmo rejestrowane tylko przez jeden detektor.

Z kolei, przeprowadzono symulacje dwóch procesów radiacyjnych [Świat99]. Najpierw przeanalizowano kształt linii promieniowania charakterystycznego Ly-α emitowanego podczas rozpraszania jonów U^{92+} na tarczy azotowej i argonowej. W szczególności, otrzymano szerokość (FWHM) składowych Ly $-$ α_1 i Ly $-$ α_2 z widm wysymulowanych przy założeniu różnych szerokości tarczy gazowej. Rysunek 3.8 pokazuje tę zależność dla linii Ly-α_2. Dla porównania użyto danych eksperymentalnych zebranych przez jedną z części siedmiosegmentowego detektora Ge(i) [Stöhlker97b], umieszczonego pod kątem 48° w stosunku do osi wiązki. Taki wybór detektora był podyktowany faktem, że szerokość jednego elementu detektora, wynosząca 3,57 mm, była porównywalna z rozmiarami tarczy gazowej. Energetyczna zdolność rozdzielcza detektora, została zmierzona za pomocą źródła radioaktywnego (^{169}Yb) i wynosiła 940 eV dla energii około 130 keV. Dodatkowym argumentem, przemawiającym za wyborem tego właśnie widma do testowania programu, był fakt, że położenia i rozmiary detektorów były znane w tym eksperymencie z dużą dokładnością [Stöhlker97b].



Rys. 3.8. Szerokość (FWHM) wysymulowanej linii $Ly\!-\!\alpha_2$ wodoropodobnego uranu narysowana w funkcji szerokości tarczy gazowej

Dla porównania z widmem wysymulowanym, linie Ly $-$ α_1 i Ly $-$ α_2 zaobserwowane w eksperymencie (emitowane przez wodoropodobny uran), oraz linia kalibracyjna, są pokazane na rysunku 3.9. Znaczące poszerzenie linii $Ly-\alpha_1$ i $Ly-\alpha_2$ w stosunku do linii kalibracyjnej, jest spowodowane skończoną szerokością obszaru oddziaływania pomiędzy wiązką jonów i tarczą oraz rozmiarami detektora (poszerzenie dopplerowskie).



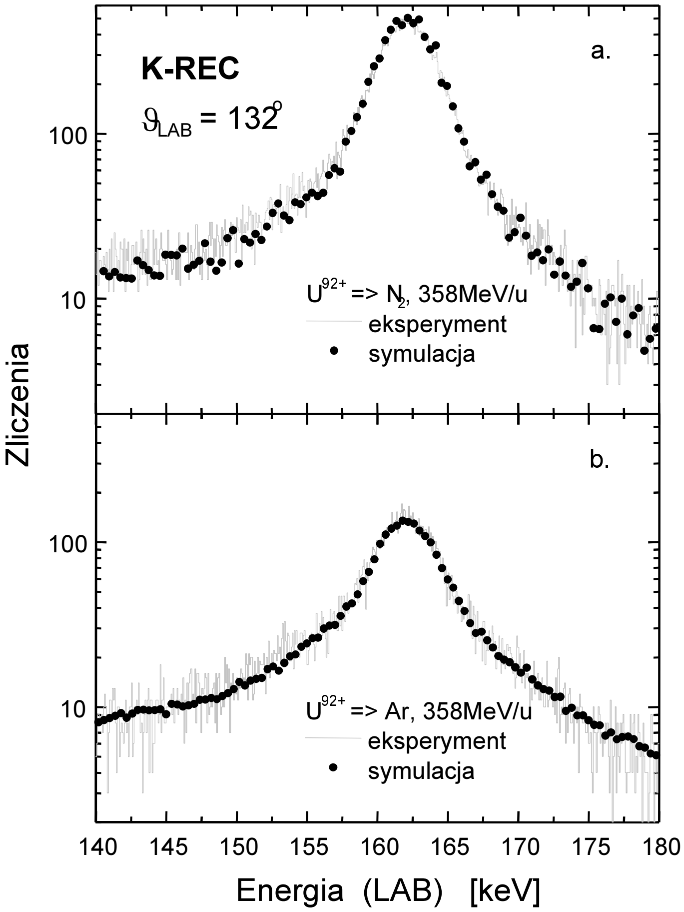
Rys. 3.9. Porównanie widma $Ly-\alpha$, doświadczalnego i wysymulowanego za pomocą programu Monte Carlo, otrzymanego w zderzeniu wodoropodobnego uranu o energii 358 MeV/u z argonem. Dolny rysunek przedstawia linię kalibracyjną, o energii około 130 keV, zarejestrowaną przez ten sam detektor

W obliczeniach założono typową szerokość wiązki jonów wynoszącą 2 mm. Obserwowaną szerokość linii $Ly-\alpha_2$ o wartości 1,69 keV (rysunek 3.9) można wytłumaczyć poprzez założenie skończonej szerokości tarczy równej $3,60 \pm 0,45$ mm (rysunek 3.8). Odpowiednie wartości otrzymane dla każdej ze składowych linii $Ly-\alpha$, dla tarcz Ar i N_2, są przedstawione w tabeli 3.4. Wartości te pozostają w zgodzie z wartościami otrzymanymi w niezależnych pomiarach rozkładu gęstości tarczy gazowej pierścienia kumulującego ESR w Darmstadt zawartych w przedziale 5 ± 1 mm [Reich97]. W tym przypadku program Monte Carlo umożliwił proste wykonanie diagnostyki geometrii tarczy gazowej.

Drugim przykładem procesu radiacyjnego, symulowanego podczas testów, było promieniowanie REC zarejestrowane przez planarny detektor Ge(i) ustawiony pod kątem 132°. Wyniki działania programu porównano z danymi doświadczalnymi zebranymi podczas zderzeń jonów U^{92+} o energii 358 MeV/u z różnymi rodzajami tarczy

Tabela 3.4. FWHM tarczy gazowej, dla azotu i argonu, otrzymane na podstawie symulacji komputerowych dla typowych wartości szerokości wiązki jonów wynoszącej 2 mm

Rodzaj tarczy	$Ly-\alpha_1$	$Ly-\alpha_2$
Azot (N_2)	$3,93\pm0,61$ mm	$3,94\pm0,46$ mm
Argon (Ar)	$3,58\pm0,63$ mm	$3,60\pm0,45$ mm



Rys. 3.10. Porównanie doświadczalnych i wysymulowanych widm promieniowania K-REC otrzymanych podczas zderzeń jonów U^{92+} o energii 358 MeV/u z tarczami: (a) azotową i (b) argonową

gazowej. Szczegóły tego eksperymentu znajdują się w pracy [Stöhlker97b]. W obliczeniach użyto tablicowych profili komptonowskich tarcz: azotowej (N_2) i argonowej (Ar) [Eisenberger72, Biggs75]. Na rysunku 3.10 przedstawiono porównanie danych eksperymentalnych i otrzymanych w symulacji. Widoczna jest doskonała zgodność między widmami doświadczalnymi i wygenerowanymi przez program symulacyjny. W szczególności, szerokość (FWHM) rozkładu REC dla tarczy Ar jest znacznie większa niż w przypadku tarczy N_2, ze względu na silniejsze wiązanie elektronów w atomie tarczy, a co za tym idzie, ze względu na bardziej „rozmyte" profile komptonowskie.

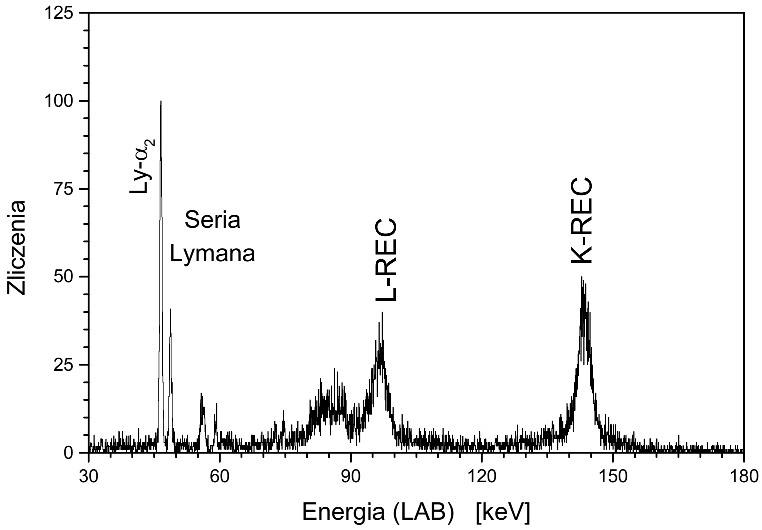
Opisany i przetestowany program Monte Carlo dostarcza wartościowych informacji o strukturze widm rentgenowskich, produkowanych podczas zderzeń jonów z tarczą gazową. Osiągnięto doskonałą zbieżność pomiędzy symulowaną przez program strukturą linii a danymi doświadczalnymi, przy założeniu wielu określonych parametrów fizycznych i eksperymentalnych. Zatem, w dalszych badaniach, każde odstępstwo wyników symulacji dla uproszczonych modeli fizycznych opisujących dany proces, od danych zarejestrowanych w eksperymencie, pozwala na badanie wpływu efektów wyższych rzędów na kształt (strukturę, profil) i intensywności linii, a co za tym idzie na przebieg konkretnego procesu fizycznego.

4. Wyniki doświadczalne

4.1 Radiacyjny wychwyt elektronu do powłoki K jonów $^{238}U^{92+}$

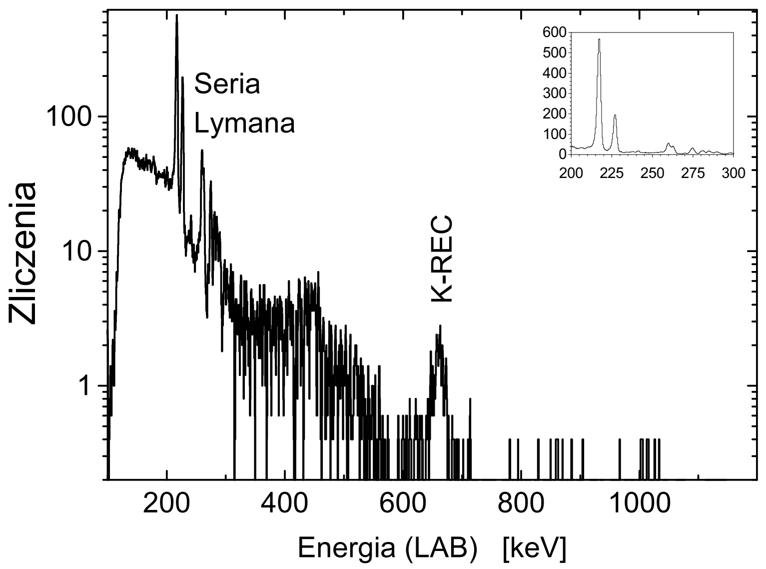
Jako pierwszy z eksperymentów przeprowadzono pomiar rozkładów kątowych promieniowania K-REC emitowanego podczas zderzeń jonów $^{238}U^{92+}$ o energii 309,7 MeV/u, zebranych w pierścieniu ESR, z atomami wewnętrznej tarczy azotowej. Każdy cykl pomiarowy rozpoczynano, gdy liczba jonów zebranych w pierścieniu wynosiła około 10^8. Gęstość tarczy gazowej podczas eksperymentu była rzędu 10^{12} cząstek/cm^3 (patrz rozdział 2). Strefa przecięcia się wiązki jonów z tarczą gazową znajdowała się wewnątrz specjalnie zaprojektowanej komory eksperymentalnej (rozdział 2.4), pozwalającej na rejestrację promieniowania emitowanego pod kątami $\approx 0°$, 35°, 60°, 90°, 120° oraz 150° w stosunku do osi wiązki. Obszar emisji obserwowały detektory Ge(i) o grubościach kryształów od 12 do 15 milimetrów (tabela 2.3). Za wyjątkiem detektora czterosegmentowego, ustawionego pod kątami bliskimi 0°, wszystkie detektory były wyposażone w szczeliny kolimacyjne ograniczające ich obszar aktywny (typowo w przedziale od 200 do 800 mm^2) (tabela 2.3). Rozmiary kolimatorów były dobrane w sposób, umożliwiający obserwację rozdzielonych składowych promieniowania Ly-α (Ly-α_1 i Ly-α_2). Różnica energii tych dwóch linii wynosi w układzie pocisku około 4,5 keV. Jony, które wychwyciły elektron były rejestrowane za pierwszym magnesem odchylającym przez detektor scyntylacyjny (rysunek 2.9). Podczas doświadczenia rejestrowano wyłącznie promieniowanie X, emitowane w koincydencji z jonami jednokrotnie przeładowanymi.

Rysunek 4.1 przedstawia widmo obserwowane pod kątem 150° w koincydencji z cząstkami jednokrotnie przeładowanymi. Promieniowanie K-REC wyraźnie dominuje w prezentowanym widmie. Wychwyt elektronu do stanów wzbudzonych (L, M i wyższych) prowadzi, przez kaskady, do obserwowanych (rysunek 4.1) charakterystycznych przejść serii Lymana. Dla porównania, na rysunku 4.2 przedstawiono widmo zebrane przez najbardziej wewnętrzny z segmentów detektora czterosegmentowego (rysunek 2.9). Położenie tego segmentu odpowiadało obserwacji promieniowania pod kątem 4,7°. W widmie można łatwo zidentyfikować promieniowanie K-REC, które w tym położeniu detektora ma energię około 660 keV. Dodatkowo, rozseparowane przejścia Ly-α, pokazane na mniejszym wykresie umieszczonym wewnątrz, świadczą o wystarczająco dobrej ener-



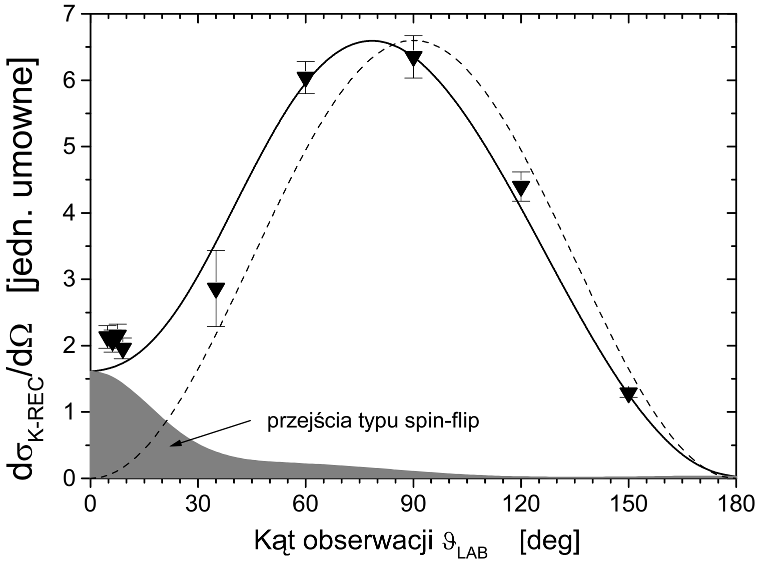
Rys. 4.1. Widmo promieniowania X zebrane pod kątem 150° podczas zderzeń $U^{92+} \to N_2$ przy energii 309,7 keV w koincydencji z wychwytem elektronu

getycznej zdolności rozdzielczej, pozwalającej na zastosowanie opisanej w rozdziale 2.6 metody normowania do intensywności linii Ly-α_2, emitowanej izotropowo w układzie pocisku.



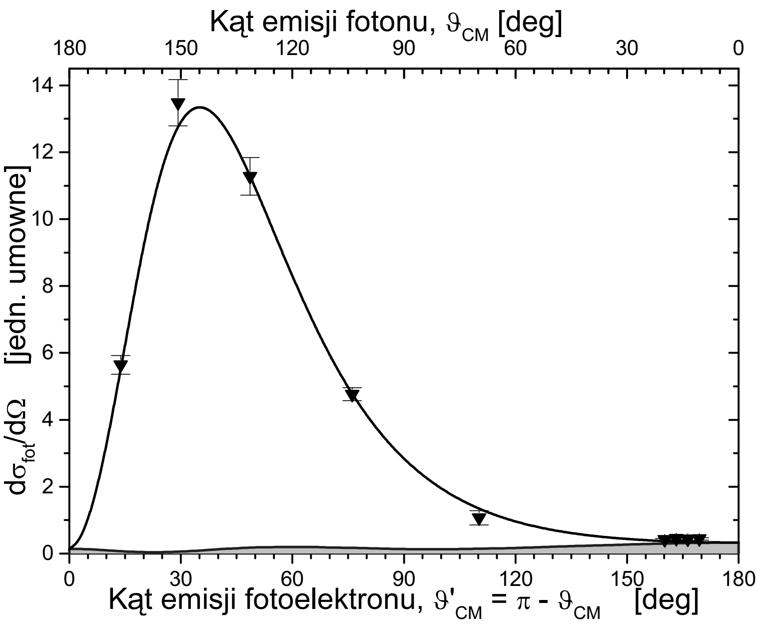
Rys. 4.2. Widmo promieniowania X zebrane pod kątem bliskim 0° podczas zderzeń $U^{92+} \to N_2$ przy energii 309,7 keV w koincydencji z wychwytem elektronu. Na wewnętrznym rysunku przedstawiono zarejestrowane przejścia serii Lymana. Przy energii 660 keV rozpoznawalna jest linia K-REC

Wszystkie otrzymane widma były najpierw kalibrowane energetycznie i korygowane ze względu na wydajność detektorów, zależną od energii fotonów. Następnie, do zarejestrowanych w eksperymencie linii K-REC, dopasowano funkcje, oparte na profilach komptonowskich (patrz rozdział 1.3 [Biggs75]), opisujące ich kształt. Całkując ten profil, po energii fotonów, otrzymamy intensywność linii REC obserwowanej pod danym kątem. Procedurę tę zastosowano do analizy widm zarejestrowanych przez wszystkie detektory. Jedynie w przypadku detektora czterosegmentowego, ze względu na stosunkowo małą statystykę, intensywność linii K-REC otrzymano przez zsumowanie ilości fotonów leżących w odpowiednim przedziale energetycznym widma (po odjęciu tła). Dalsza część analizy została skoncentrowana na otrzymaniu rozkładów kątowych promieniowania. W tym celu wykorzystano równocześnie obserwowane przejście Ly-α_2 ($2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) połączone z przejściem M1 ($2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) (patrz rozdział 2.6, rysunek 1.13). Ponieważ oba przejścia są wynikiem rozpadu stanów o j=1/2, rozkład kątowy emitowanego promieniowania jest izotropowy w układzie pocisku (rozdział 1.4), a zatem, można łatwo określić jak przebiega on w układzie laboratoryjnym (patrz strona 20). Należy dodać, że odległość energetyczna między poziomami $2p_{1/2}$ i $2s_{1/2}$ wynosi tylko 75,3 eV (przesunięcie Lamba stanu $2s_{1/2}$) [Johnson85], co nie pozwoliło, przy dostępnej zdolności rozdzielczej detektorów, na rozdzielenie obu linii.



Rys. 4.3. Rozkład kątowy promieniowania K-REC przedstawiony jako funkcja kąta obserwacji ϑ_{LAB} (309,7 MeV/u $U^{92+} \rightarrow N_2$). Ciągła linia przedstawia wynik pełnych relatywistycznych obliczeń, a zacieniony obszar to wkład pochodzący od przejść typu *spin-flip* [Ichihara94, Eichler95]. Kształt $\propto \sin^2 \vartheta_{LAB}$, dany przez opis nierelatywistyczny jest przedstawiony za pomocą linii przerywanej

Po wykorzystaniu zależności 2.15, 2.16 oraz 2.17, omówionych w rozdziale 2.6, uzyskano rozkłady kątowe K-REC. Tak otrzymany rozkład kątowy promieniowania K-REC jest przedstawiony na rysunku 4.3, jako funkcja kąta obserwacji (trójkąty), wraz z przewidywaniami teoretycznymi, uwzględniającymi efekty relatywistyczne [Ichihara94, Eichler95]. Aby porównać eksperymentalny i teoretyczny kształt rozkładu kątowego, do otrzymanych w wyniku analizy wartości dopasowano, metodą najmniejszych kwadratów, funkcję teoretyczną. Jak widać (rysunek 4.3), otrzymano bardzo dobrą zgodność pomiędzy danymi eksperymentalnymi a obliczeniami uwzględniającymi efekty relatywistyczne. Aby pokazać konieczność zastosowania dla bardzo ciężkich jonów (duże Z_P) pełnego opisu relatywistycznego, rysunek zawiera, dla porównania, odpowiednio unormowany rozkład (linia przerywana), który otrzymuje się w ramach przybliżenia nierelatywistycznego z uwzględnieniem retardacji i transformacji Lorentza (rozdział 1.2). Dane eksperymentalne w widoczny sposób nie zachowują symetrii względem 90°, a co najistotniejsze, można zauważyć obecność dużej liczby fotonów K-REC emitowanych dla kątów bliskich 0° (porównaj rysunek 4.2), co jednoznacznie wskazuje, w tym zakresie kątów, na dominującą, w procesie radiacyjnego wychwytu elektronu, rolę oddziaływań związanych ze spinem elektronu. W pełnym relatywistycznym ujęciu, oddziaływanie pomiędzy momentem magnetycznym elektronu, związanym ze spinem, a polem elektromagnetycznym poruszającego się jonu, powoduje pojawienie się przejść typu *spin-flip*, które dla kątów emisji bliskich 0° kompensują moment pędu unoszony przez foton. Zaprezentowane na rysunku 4.3 dane eksperymentalne, stanowią pierwszą ewidencję przejść magnetycznych, przewidzianego dla promieniowania REC na drodze rozważań teoretycznych [Ichihara94, Eichler95, Ichihara96].



Rys. 4.4. Rozkład kątowy elektronów emitowanych w procesie fotojonizacji wodoropodobnego uranu (energia fotonów 300 keV). Górna oś odpowiada rozkładowi kątowemu promieniowania K-REC w układzie pocisku. Ciągła linia przedstawia rozkład kątowy otrzymany w wyniku obliczeń relatywistycznych, natomiast obszar zacieniowany wkład przejść typu *spin-flip*

Wykorzystując, zawartą w zasadzie równowagi szczegółowej, możliwość podejścia do procesu K-REC, jako do odwróconego w czasie procesu fotojonizacji, otrzymano rozkład kątowy fotoelektronów emitowanych w procesie fotojonizacji wodoropodobnego uranu dla energii fotonów wynoszącej 300 keV. W ramach zasady równowagi szczegółowej energia ta koresponduje z energią jonów równą 307,9 MeV/u. Pierwszym krokiem, w kierunku uzyskania rozkładu kątowego fotoelektronów, była transformacja kątów z układu laboratoryjnego do układu emitera (jonu). Następnie kąt emisji fotonu ϑ_{CM} zastąpiono kątem emisji fotoelektronu ϑ'_{CM} zgodnie z relacją $\vartheta'_{\mathrm{CM}} = \pi - \vartheta_{\mathrm{CM}}$. Rysunek 4.4 przedstawia tak otrzymany rozkład kątowy fotoelektronów w układzie pocisku (dolna oś wykresu) razem z odpowiednimi przewidywaniami teorii [Pratt64, Pratt73, Ichihara96]. Jak widać na rysunku, zarówno rozkład teoretyczny, jak i eksperymentalny jest silnie przesunięty do przodu, ponieważ efekt retardacji nie jest już kompensowany przez transformację Lorentza do układu laboratoryjnego. Maksimum rozkładu jest teraz ulokowane w pobliżu 30°, a przekrój czynny drastycznie spada dla kątów bliskich 0° i 180°. Obecność przejść związanych z odwróceniem spinu (zacieniony obszar na rysunku 4.4) wydaje się tu być jedynie słabym efektem o rozkładzie zbliżonym do izotropowego. Pozostaje to w oczywistym kontraście z rozkładem kątowym K-REC obserwowanym w układzie laboratoryjnym, gdzie transformacja Lorentza nie tylko kompensowała wpływ retardacji, ale również wzmacniała o prawie rząd wielkości udział przejść typu *spin-flip* dla kątów bliskich 0°. Jest rzeczą oczywistą, że zaobserwowanie tego efektu w bezpośrednich badaniach fotojonizacji byłoby niezmiernie trudne.

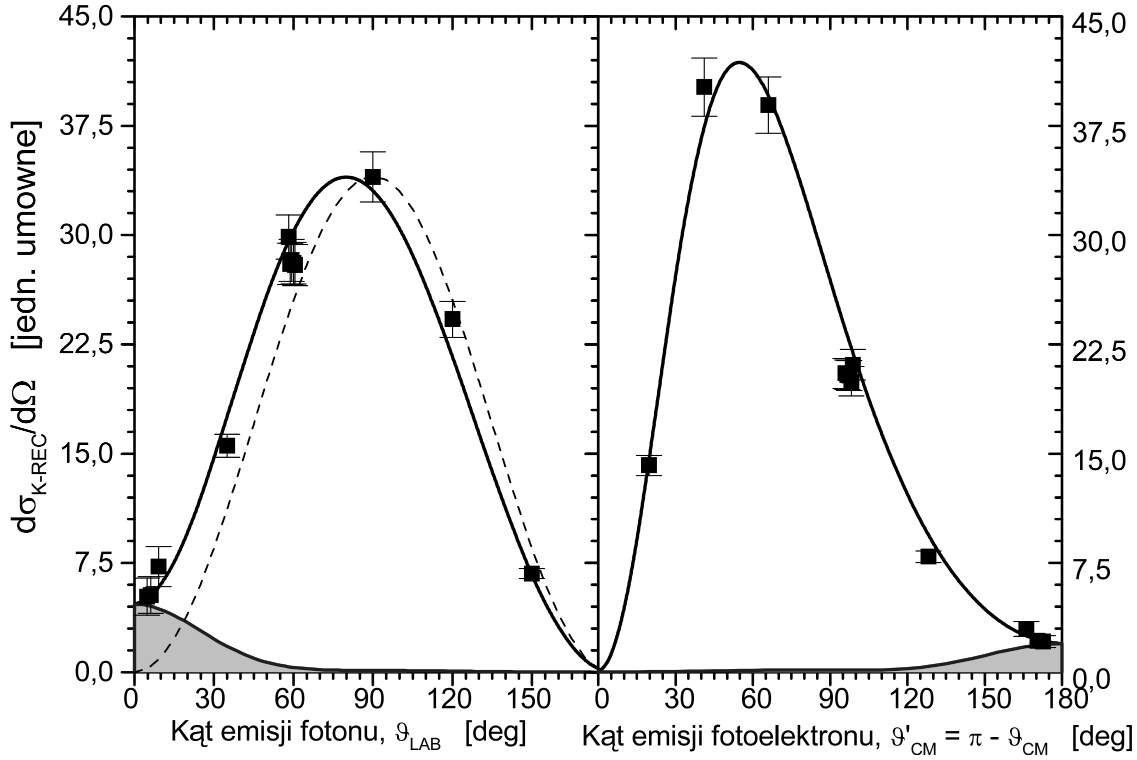
Analogiczny pomiar przeprowadzono dla niższej energii jonów uranu, równej 88 MeV/u, co dla procesu fotojonizacji, odpowiada energii fotonu około 176 keV. Rysunek 4.5, analogicznie do rysunków 4.3 i 4.4, przedstawia rozkład kątowy promieniowania K-REC (wykres lewy) oraz, otrzymany za pomocą omówionej powyżej metody, rozkład kątowy fotoelektronów emitowanych podczas fotojonizacji wodoropodobnego uranu (fotony o energii 176 keV, wykres prawy). Wyniki eksperymentalne otrzymane dla tej energii są również wyśmienicie opisane przez zastosowany model teoretyczny [Eichler99].

Rezultaty zastosowanej powyżej procedury odwrócenia czasu przekonują, że przeprowadzony eksperyment może być potraktowany jako bardzo efektywna metoda badania procesu fotojonizacji egzotycznych układów atomowych. Warto zauważyć, że w przypadku bezpośrednich badań procesu fotojonizacji ciężkich atomów w tarczy stałej, obserwuje się znaczne rozmycie kątów emisji fotoelektronów, związane z ich wtórnym rozpraszaniem w ciele stałym. Ten efekt nie występuje dla tarcz gazowych i nie musiał być uwzględniany w naszym przypadku.

4.2 Radiacyjny wychwyt elektronu do powłoki K jonów $^{209}Bi^{83+}$ i $^{209}Bi^{82+}$

Kolejny eksperyment miał na celu, przy wykorzystaniu uprzednio sprawdzonej metody, potwierdzenie, dla nieco lżejszego jonu bizmutu (Z_P=83), słuszności pełnego relatywistycznego opisu fotojonizacji. Innowacją było użycie jądra o niezerowym spinie. Eksperyment przeprowadzono z wiązką o energii równej 298 MeV/u, podobnej do energii użytej dla jonów uranu, z wykorzystaniem azotowej tarczy gazowej. Ze względu na niezerowy spin jądra bizmutu ($\frac{9}{2}\hbar$), prace pozwoliły na zbadanie wpływu momentu magnetycznego jądra (oddziaływań nadsubtelnych), nie uwzględnionego w dotychczas prezentowanym modelu teoretycznym [Eichler99] opisującym rozkłady kątowe promieniowania REC.

Pomiary wykonano z zachowaniem analogicznej geometrii detektorów (patrz tabela 2.3), korzystając z tej samej komory eksperymentalnej. Jedynie detektor czteroseg-

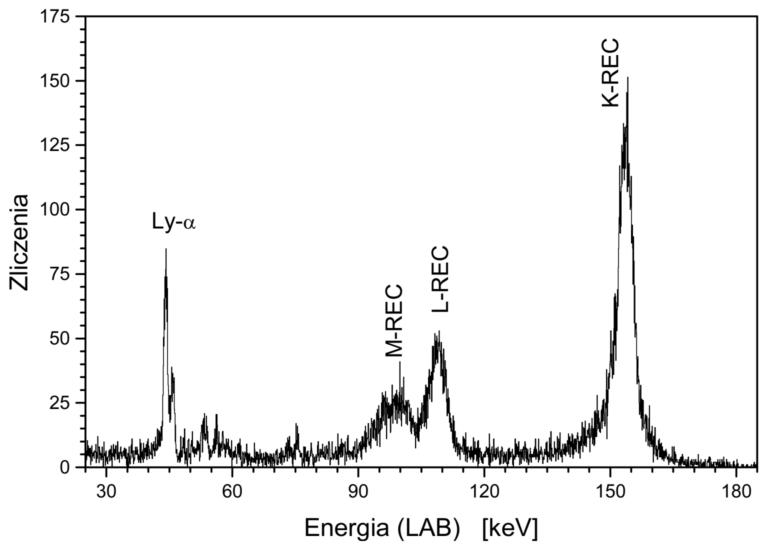


Rys. 4.5. Wykres po lewej stronie przedstawia rozkład kątowy promieniowania K-REC zarejestrowanego podczas zderzeń jonów U^{92+} o energii 88 MeV/u z atomami azotowej tarczy gazowej. Na wykresie zaprezentowano również, za pomocą ciągłej linii, teoretyczne przewidywania rozkładu kątowego otrzymane z uwzględnieniem efektów relatywistycznych. Ponadto, zacieniowany obszar ilustruje wkład pochodzący od przejść typu *spin-flip*. Prawy wykres przedstawia otrzymany za pomocą omówionej wcześniej procedury rozkład kątowy fotoelektronów emitowanych w procesie fotojonizacji wodoropodobnego uranu fotonami o energii 176 keV

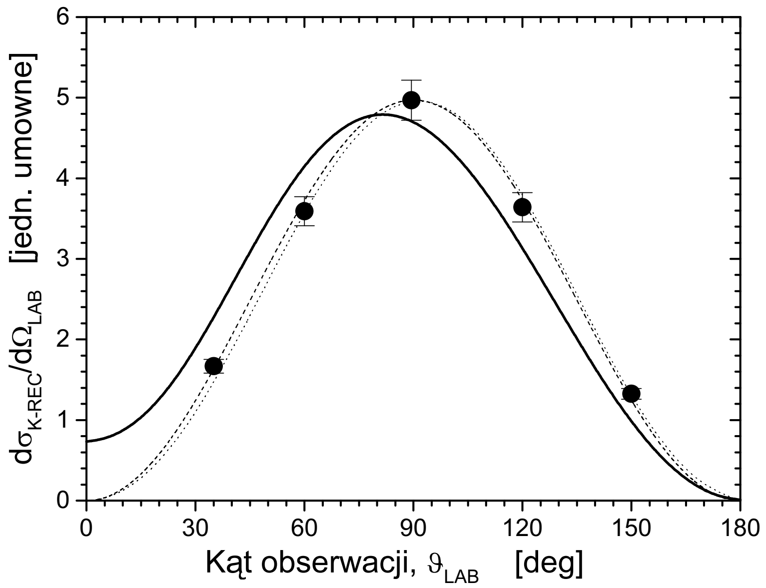
mentowy, rejestrujący promieniowanie emitowane pod kątami bliskimi 0°, nie był użyty podczas tego eksperymentu. Wymiary szczelin zastosowanych do ograniczenia kątów bryłowych detektorów, w celu rozseparowania składowych Ly-α, podano w tabeli 2.3. Widma promieniowania rentgenowskiego były kumulowane w koincydencji z jednokrotnie przeładowanymi jonami rejestrowanymi przez detektor scyntylacyjny znajdujący się za pierwszym magnesem odchylającym, podobnie jak w poprzednim eksperymencie.

Rysunek 4.6 przedstawia widmo zebrane przez detektor Ge(i) ustawiony pod kątem 120° w stosunku do osi wiązki. Tak samo, jak w przypadku uranu, dominującym w widmie procesem jest radiacyjny wychwyt elektronu do powłoki K. Szerokość linii, związana z rozmyciem pędów w atomie tarczy, którą w tym przypadku był również azot, pozostała praktycznie niezmieniona. W widmie widoczne są również linie związane z procesem wychwytu do wyższych stanów pocisku, oraz promieniowanie charakterystyczne serii Lymana.

Do analizy danych zastosowano sprawdzoną już metodę normowania do sumy linii Ly-α_2 i linii M1. Otrzymany rozkład kątowy promieniowania, wraz z kompletnymi

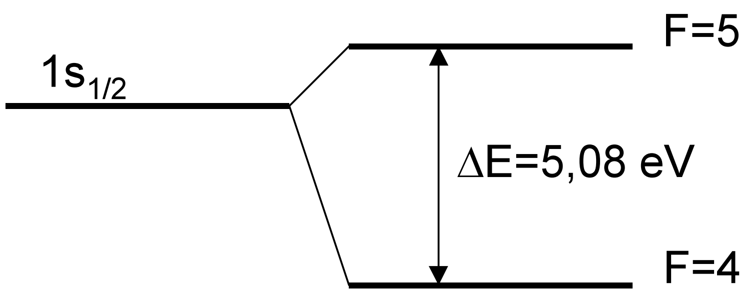


Rys. 4.6. Widmo promieniowania X zebrane pod kątem 120° podczas zderzeń $Bi^{83+} \rightarrow N_2$ przy energii 298 MeV/u, w koincydencji z wychwytem elektronu



Rys. 4.7. Rozkład kątowy promieniowania K-REC przedstawiony jako funkcja kąta obserwacji ϑ (298 MeV/u $Bi^{83+} \rightarrow N_2$). Ciągła linia przedstawia kompletne obliczenia w przybliżeniu relatywistycznym. Linia kreskowana – rozkład $\propto \sin^2 \vartheta_{LAB}$, otrzymany w nierelatywistycznym modelu Stobbego, natomiast linią kropkowaną przedstawiono rozkład kątowy promieniowania otrzymany w relatywistycznym modelu Sautera

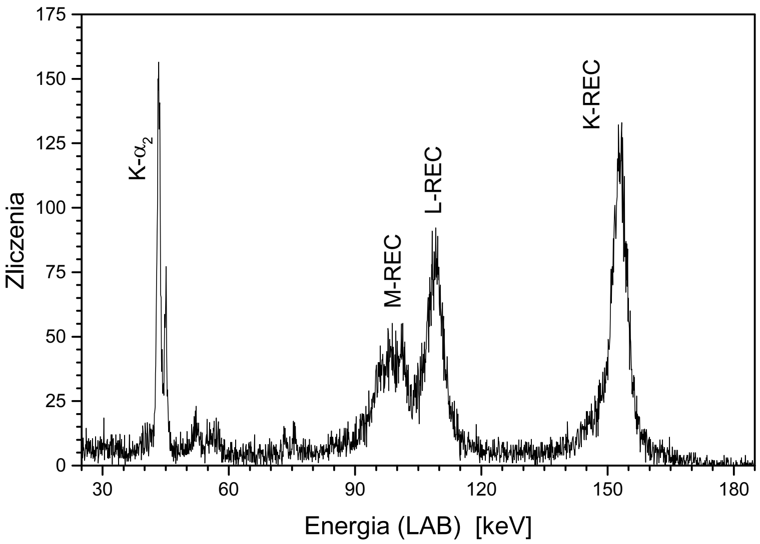
obliczeniami relatywistycznymi dla bizmutu przedstawiono na rysunku 4.7. Do otrzymanego rozkładu kątowego dopasowano, metodą najmniejszych kwadratów, teoretyczną funkcję rozkładu [Eichler99]. Ponadto, rysunek zawiera wykres funkcji $\propto \sin^2 \vartheta_{\mathrm{LAB}}$, aby można było porównać otrzymane wyniki z krzywą otrzymaną w przybliżeniu Stobbego z uwzględnieniem retardacji (linia przerywana) [Bethe57], oraz z rozkładem kątowym promieniowania REC przewidywanym w relatywistycznym przybliżeniu Sautera (linia kropkowana) [Sauter31, Fano59].



Rys. 4.8. Struktura nadsubtelna stanu podstawowego wodoropodobnego jonu bizmutu ^{209}Bi82+

Wyniki eksperymentalne pozostają w sprzeczności z przewidywaniami teoretycznymi modelu relatywistycznego uwzględniającego przejścia typu *spin-flip* [Eichler99]. Otrzymany eksperymentalnie rozkład kątowy sugeruje brak tych przejść w przypadku wychwytu elektronu na powłokę K bizmutu.

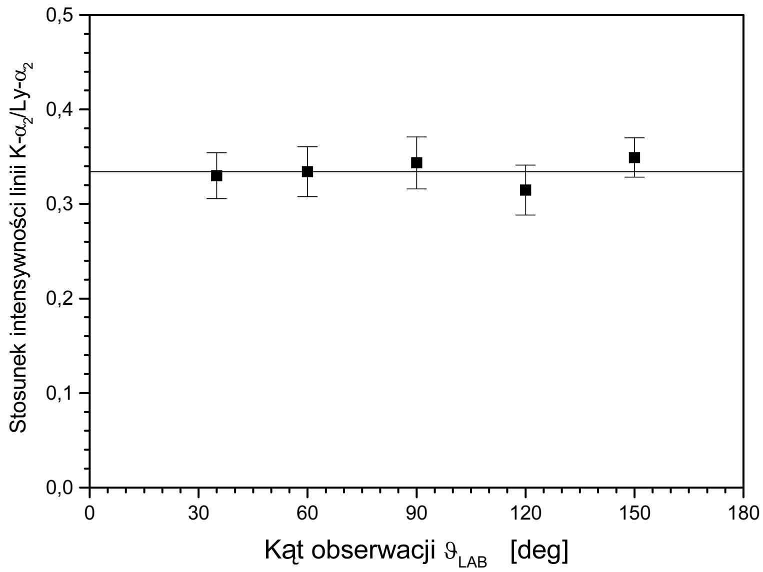
W odróżnieniu od jonów uranu $^{238}U^{92+}$, którego jądro nie posiada momentu magnetycznego, jądro bizmutu (^{209}Bi) posiada w stanie podstawowym spin równy $\frac{9}{2}\hbar$. Obecność spinu jądrowego powoduje, w wyniku oddziaływań nadsubtelnych, rozszczepienie poziomu $1s_{1/2}$ na dwa poziomy opisane liczbami kwantowymi F równymi 4 oraz 5 (rysunek 4.8). Różnica energii pomiędzy tymi stanami wynosi zaledwie 5,08 eV [Klaft94]. Aktualne obliczenia, dotyczące wielkości tego rozszczepienia nie uwzględniają wszystkich istotnych parametrów struktury jądra [Klaft94], a teoretyczne podejście do określenia wpływu spinu jądra na rozkłady kątowe promieniowania REC nie jest jeszcze zrealizowane. Dlatego, robocza hipoteza, łącząca ze sobą fakt obecności spinu jądra z brakiem w strukturze rozkładów kątowych cech charakterystycznych przejścia związanego z odwróceniem kierunku momentu magnetycznego elektronu podczas jego wychwytu do powłoki K, nie znajduje, przynajmniej na razie, uzasadnienia teoretycznego. Odpowiedź na pytanie, czy brak przejść typu *spin-flip* jest spowodowany pojawieniem się dodatkowego pola magnetycznego pochodzącego od jądra i występowaniem dodatkowych oddziaływań magnetycznych, wymaga szczegółowych obliczeń teoretycznych, wykraczających poza ramy tej pracy. Dodatkowo, wydaje się konieczne przeprowadzenie podobnego eksperymentu np. z jonami $^{208}Pb^{82+}$, którego jądro, podobnie jak ^{238}U, posiada spin równy 0, a liczba atomowa (Z_P=82) jest bardzo zbliżona do liczby atomowej bizmutu. Doświadczenie takie powinno rozstrzygnąć, czy obserwowany efekt jest związany wyłącznie ze spinem jądra, czy, być może, jest on związany z inną, niż przewidywana na podstawie rozważań teoretycznych, zależnością prawdopodobieństwa przejść typu *spin-flip* od liczby atomowej pocisku (Z_P).



Rys. 4.9. Widmo promieniowania X zebrane pod kątem 120° podczas zderzeń $Bi^{82+} \rightarrow N_2$ przy energii 298 MeV/u, w koincydencji z wychwytem elektronu

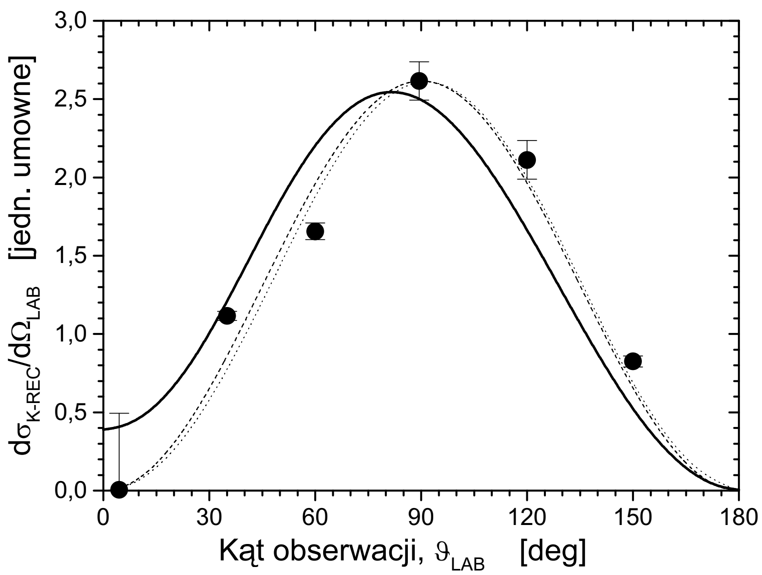
Kolejne pomiary przeprowadzono z wykorzystaniem tego samego układu (patrz tabela 2.3), dla wodoropodobnych jonów bizmutu ($^{209}Bi^{82+}$). Eksperyment miał na celu zbadanie procesu fotojonizacji w układzie helopodobnym (jon z dwoma elektronami). Pozwolił on ocenić wpływ obecności drugiego elektronu na rozkład kątowy promieniowania K-REC. Dodatkowo, w tej części eksperymentu użyto detektora czterosegmentowego, rejestrującego promieniowanie emitowane pod kątami bliskimi 0° względem kierunku wiązki jonów, podobnie jak w przypadku eksperymentu z uranem. Rysunek 4.9 przedstawia widmo zebrane przez detektor ustawiony pod kątem 120° względem osi wiązki jonów. Jak widać, stosunek intensywności linii K-REC do intensywności pozostałych linii REC (L, M,...) oraz intensywności linii charakterystycznych, jest około dwukrotnie mniejszy niż w przypadku wychwytu przez całkowicie zjonizowany bizmut (patrz rysunek 4.6). Jest to związane z obecnością w powłoce K tylko jednej dostępnej wakancji dla chwytanego elektronu.

W przypadku wychwytu elektronu przez wodoropodobny bizmut, jako linii referencyjnej, do analizy rozkładów kątowych REC, użyto linii K-α_2. Najpierw sprawdzono jednak, czy jej rozkład kątowy jest izotropowy w układzie emitera. W tym celu, dla każdego detektora, obliczono stosunek intensywności linii K-α_2 do intensywności linii Ly-α_2, otrzymanej w poprzedniej części eksperymentu z bizmutem. Ze względu na taką samą



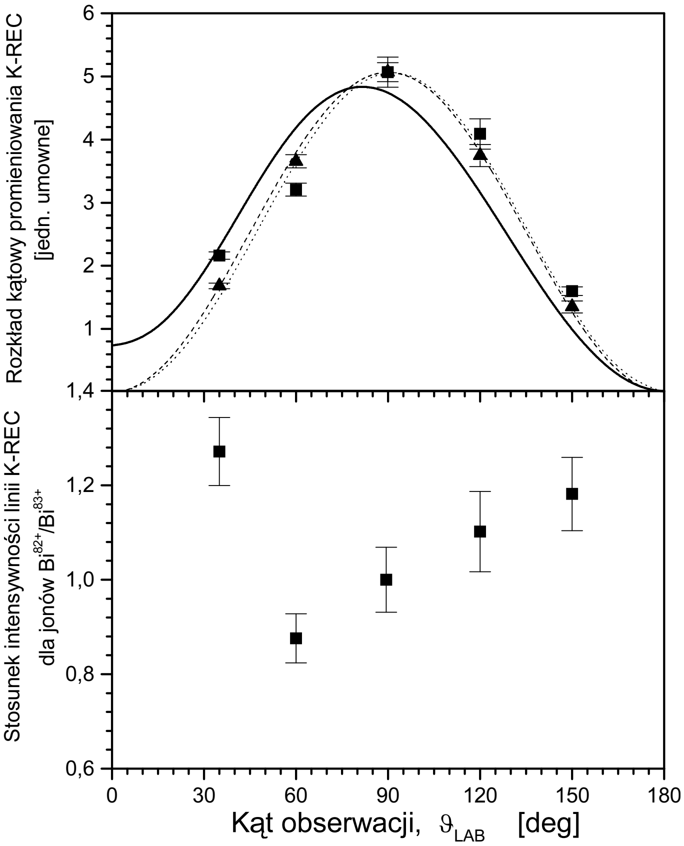
Rys. 4.10. Stosunek intensywności linii K-α_2 i Ly-α_2 z dwóch kolejnych części eksperymentu

geometrię układu pomiarowego oraz energię wiązki, stosunek ten powinien być stały w przypadku, gdy rozkład kątowy promieniowania K-α_2 jest izotropowy w układzie emitera. Ponieważ, otrzymany stosunek intensywności linii pozostawał stały w granicy błędu pomiarowego (rysunek 4.10), dlatego do unormowania rozkładu kątowego K-REC użyto linii K-α_2. Rozkład kątowy otrzymany w oparciu o taką normalizację przedstawiono na rysunku 4.11.



Rys. 4.11. Rozkład kątowy promieniowania K-REC przedstawiony jako funkcja kąta obserwacji ϑ_{LAB} (298 MeV/u $\mathrm{Bi}^{82+} \to \mathrm{N}_2$). Ciągła linia przedstawia kompletne obliczenia w przybliżeniu relatywistycznym. Linia kreskowana – rozkład $\propto \sin^2 \vartheta_{\mathrm{LAB}}$, otrzymany w nierelatywistycznym modelu Stobbego

Wyniki eksperymentalne wykazują odstępstwa zarówno od rozkładu teoretycznego [Eichler99, Fano59], jak i od rozkładu kątowego zmierzonego podczas zderzeń $\mathrm{Bi}^{83+} \to \mathrm{N}_2$ (rysunek 4.11). Różnice pomiędzy porównywanymi rozkładami kątowymi są najsilniejsze dla kątów obserwacji 35° i 60° i są rzędu trzech odchyleń standardowych. Wpływ dodatkowego elektronu, którego obecność, jak widać, należy uwzględnić w obliczeniach, jest dużo silniejszy od przewidywanego w aktualnie proponowanych obliczeniach teoretycznych. Dla układów wieloelektronowych, teoria dotycząca procesu REC (a także procesu fotojonizacji [Pratt73, Pratt64]) przewiduje tylko niewielkie różnice w kształcie rozkładu kątowego emitowanego promieniowania (lub fotoelektronów) w stosunku do układów z jednym elektronem. Należy podkreślić, że w tej części eksperymentu również nie zaobserwowano przejść typu *spin-flip* dla kątów bliskich 0°.



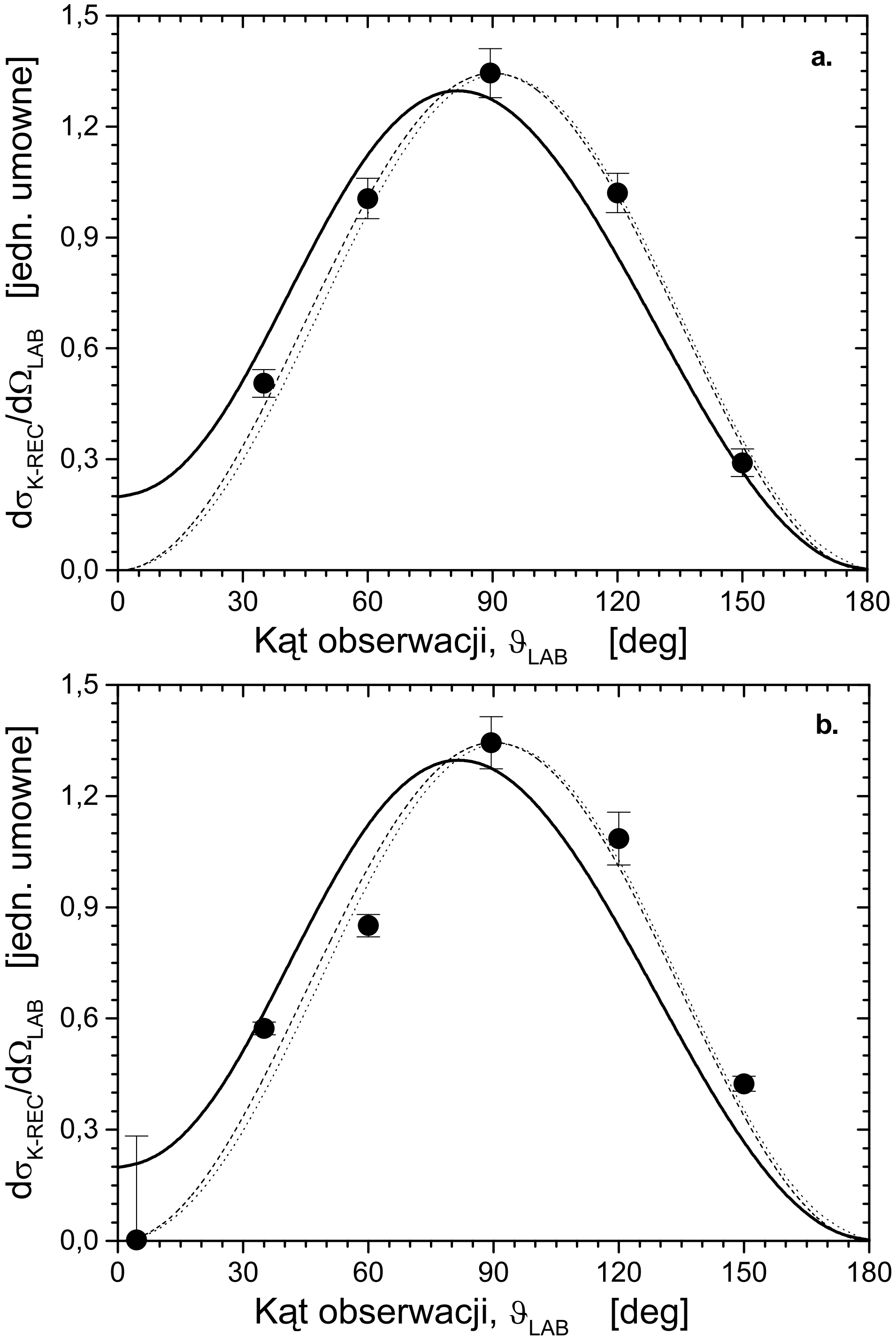
Rys. 4.12. Porównanie rozkładów kątowych promieniowania K-REC przedstawionych jako funkcja kąta obserwacji ϑ, zmierzonych podczas zderzeń $Bi^{83+} \rightarrow N_2$ (trójkąty) oraz $Bi^{82+} \rightarrow N_2$ (kwadraty). Dolny wykres prezentuje stosunek wartości tych dwóch rozkładów

Aby wyraźniej zaprezentować różnicę w zależności kątowej obu różniczkowych przekrojów czynnych ($^{209}Bi^{83+}$, $^{209}Bi^{82+}$), na rysunku 4.12, oprócz przedstawienia na jednym wykresie punktów doświadczalnych z obu części eksperymentu, dolny wykres przedstawia rozkład kątowy stosunku intensywności linii K-REC zmierzony dla jonów Bi^{83+} i Bi^{82+}. Z dolnego wykresu wynika, że stosunek ten nie jest stały i silnie zmienia się w zależności od kąta. Ze sposobu prezentacji obu rozkładów na jednym wykresie wynika normowanie tego stosunku do jedności dla kąta 90°.

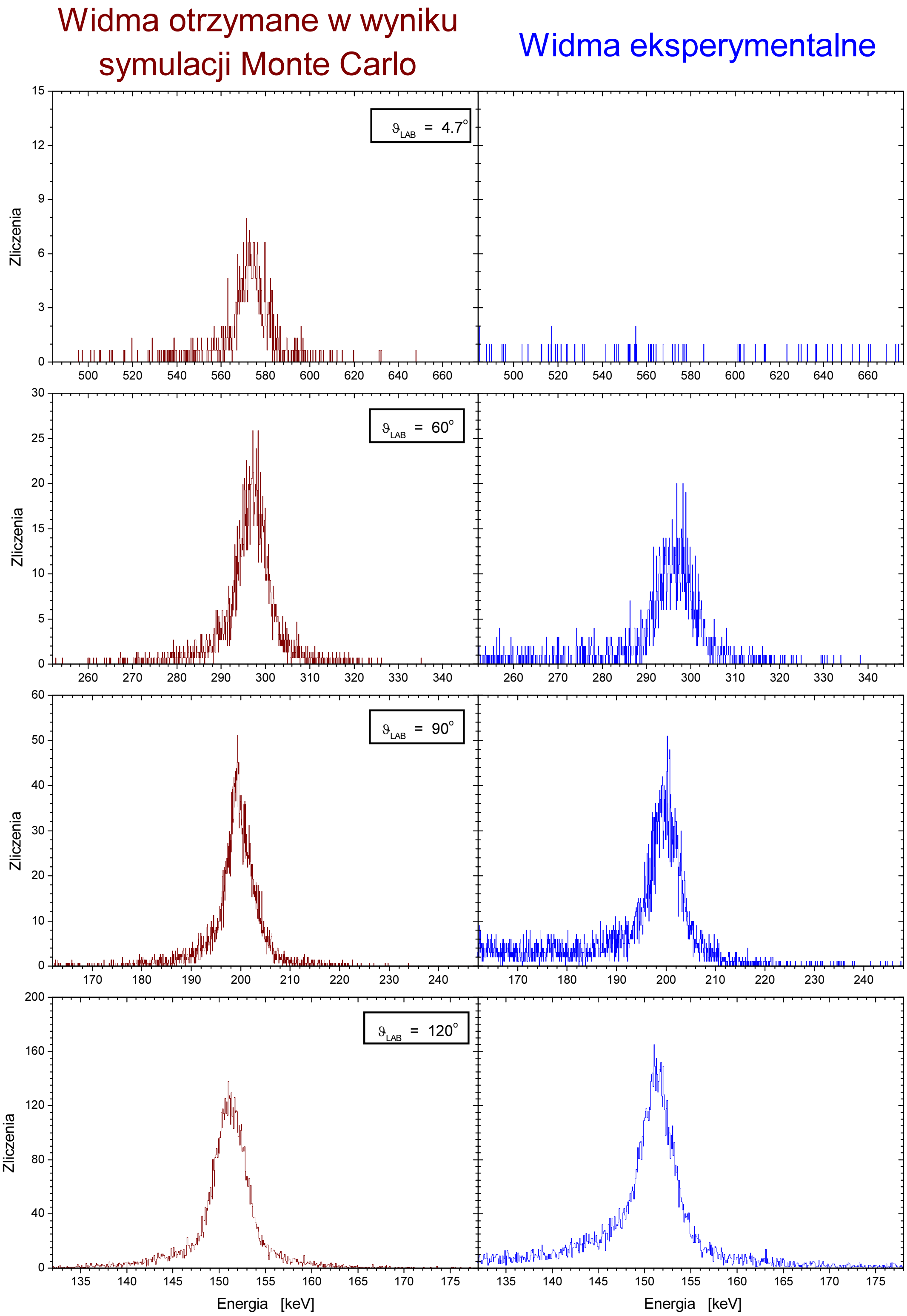
Nieoceniony wkład w potwierdzenie poprawności wyników tak przeprowadzonej analizy eksperymentów z bizmutem, dla obu stanów ładunkowych, wniosły symulacje komputerowe metodą Monte Carlo przeprowadzone za pomocą przetestowanego programu (rozdział 3). Uzyskane wyniki pozwoliły na alternatywną analizę rozkładów kątowych promieniowania REC, niezależną od normowania do izotropowo emitowanej linii K-α_2 i Ly-α_2. Symulacje te pozwoliły również na zaprezentowanie różnic pomiędzy widmami otrzymanymi podczas eksperymentu, a widmami, przewidywanymi w ramach modelu relatywistycznego uwzględniającego przejścia typu *spin-flip*. Widma promieniowania K-REC wygenerowano z uwzględnieniem wszystkich istotnych parametrów, takich jak energia i kształt wiązki, kształt i rodzaj tarczy gazowej, położenie i kształt detektorów, oraz ich wydajności i energetyczne zdolności rozdzielcze. Do normowania rozkładów kątowych użyto, zamiast linii Ly-α_2 czy K-α_2, wygenerowanej, dla każdego z detektorów, linii referencyjnej o rozkładzie izotropowym w układzie pocisku. Otrzymane w ten sposób rozkłady kątowe promieniowania K-REC, dla obu stanów ładunkowych jonów bizmutu, przedstawiono na rysunkach 4.13.a i 4.13.b.

Wyniki otrzymane dzięki nowej metodzie analizy, wykorzystującej symulację procesów zachodzących w tarczy gazowej, pozostają w idealnej zgodzie z wynikami, otrzymanymi metodą normowania do linii Ly-α_2 i K-α_2 (porównaj z rysunkami 4.7 i 4.11). Użycie tej metody pozwala na weryfikację wiarygodności analizy, a również na analizę rozkładów kątowych promieniowania w przypadkach, gdy w zarejestrowanych widmach brak jest linii o znanym rozkładzie kątowym, lub gdy linia taka nie może zostać wyseparowana z widma ze względu na małą energetyczną zdolność rozdzielczą. Metoda pozwala również na analizę danych pochodzących z pomiarów promieniowania o małych intensywnościach [Warczak95], gdy ważny jest duży kąt bryłowy detektorów i duże wydajności energetyczne, możliwe do osiągnięcia kosztem energetycznej zdolności rozdzielczej.

Na rysunku 4.14 przedstawiono widma promieniowania K-REC zarejestrowane podczas pomiarów promieniowania emitowanego w zderzeniach Bi^{82} o energii 298 MeV/u z atomami tarczy azotowej (wykresy w prawej kolumnie). Dla porównania, w lewej kolumnie znajdują się widma otrzymane podczas symulacji komputerowej wykorzystującej, dla promieniowania K-REC, rozkład kątowy obliczony w ramach przybliżenia relatywistycznego uwzględniającego udział spinu elektronu w procesie wychwytu [Eichler99]. Intensywności linii unormowano tak, aby były one identyczne w detektorze rejestrującym promieniowania emitowane pod kątem 90°. Zmierzony rozkład kątowy różni się znacznie od rozkładu kątowego otrzymanego w ramach sprawdzanego opisu teoretycznego [Eichler99]. Jest to najbardziej widoczne dla detektora rejestrującego promieniowanie emitowane pod kątem 4,7° względem kierunku wiązki. Oczekiwana przez teorię liczba fotonów REC zarejestrowanych przez ten detektor w wyniku symulacji komputerowej przekracza znacznie liczbę rzeczywiście zaobserwowaną w eksperymencie.



Rys. 4.13. Porównanie rozkładów kątowych promieniowania K-REC emitowanego podczas zderzeń a. $Bi^{83+} \rightarrow N_2$ oraz b. $Bi^{82+} \rightarrow N_2$ dla energii 298 MeV/u. Analizę danych doświadczalnych przeprowadzono z wykorzystaniem widm wygenerowanych przez program Monte Carlo. Linią ciągłą zaznaczono rozkład kątowy otrzymany w przybliżeniu relatywistycznym z uwzględnieniem przejść typu *spin-flip*. Linia przerywana przedstawia przewidywania teorii nierelatywistycznej z uwzględnieniem retardacji, a linia kropkowana przewidywania teorii Sautera



Rys. 4.14. Porównanie widm promieniowania K-REC zarejestrowanych podczas eksperymentu z jonami wodoropodobnego bizmutu o energii 298 MeV/u, rozpraszanych na tarczy azotowej (prawa kolumna), z odpowiednimi widmami wygenerowanymi przez program Monte Carlo. Symulację wykonano przy założeniu rozkładu kątowego otrzymanego w ramach modelu relatywistycznego uwzględniającego przejścia typu *spin-flip* (krzywa ciągłą na rysunku 4.13.b)

5. Podsumowanie

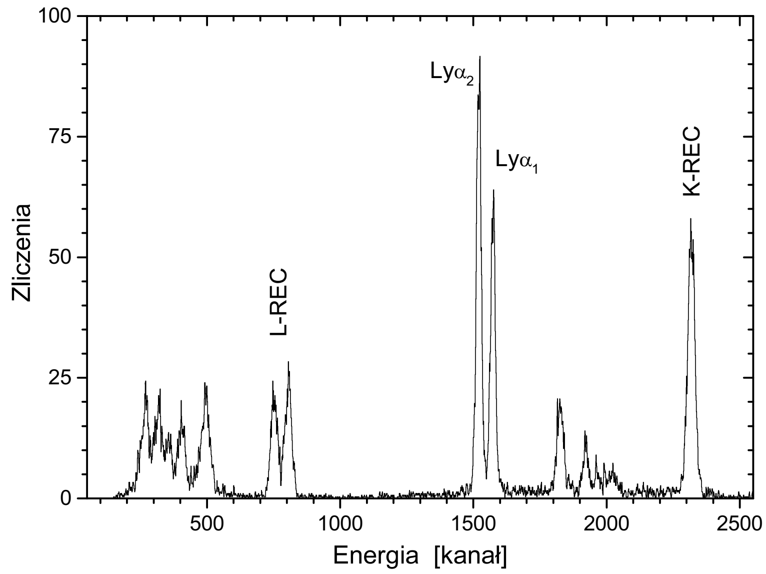
W pracy zaprezentowano wyniki pomiarów rozkładów kątowych fotonów emitowanych w procesie radiacyjnego wychwytu elektronów do stanu podstawowego ciężkich, wysokoładunkowych jonów $^{238}U^{92+}$, $^{209}Bi^{83+}$ oraz $^{209}Bi^{82+}$, o energiach relatywistycznych, rozpraszanych na wewnętrznej tarczy gazowej pierścienia kumulującego jony, ESR, w Instytucie GSI w Darmstadt.

W szczególności, zmierzono rozkład kątowy promieniowania K-REC emitowanego podczas zderzeń całkowicie zjonizowanego uranu o energii 309,7 MeV/u z molekułami tarczy azotowej. Wyniki otrzymano stosując normowanie do intensywności równocześnie obserwowanej linii Ly-α_2. Stwierdzono doskonałą zgodność z opisem teoretycznym. Szczególnie, przejścia magnetyczne związane z równoczesną zmianą położenia spinu elektronu, biorącego udział w oddziaływaniu, tzw. *spin-flip*, są doskonale widoczne w otrzymanym rozkładzie kątowym. Ponadto, dzięki zasadzie równowagi szczegółowej, rozkłady kątowe promieniowania REC posłużyły do otrzymania rozkładów kątowych fotoelektronów, emitowanych w procesie fotojonizacji tak egzotycznego układu jakim jest jon uranu z jednym elektronem. Przetestowana w ten sposób metoda badania procesu fotojonizacji pozwala na uniknięcie szeregu trudności występujących w pomiarach bezpośrednich.

W dalszych pomiarach, zbadano wpływ spinu jądrowego jonów ^{209}Bi na rozkłady kątowe promieniowania K-REC. W rozkładach kątowych, otrzymanych podczas rejestracji fotonów emitowanych w zderzeniach jonów $^{209}Bi^{83+}$ o energii 298 MeV/u z atomami tarczy gazowej, zaobserwowano brak wkładu związanego z przejściami typu *spin-flip*. Wytłumaczenie tego zjawiska wymaga dalszych studiów zarówno teoretycznych, jak i eksperymentalnych. Konieczne jest przeprowadzenie pomiarów rozkładów kątowych promieniowania K-REC dla jonów o zbliżonej do bizmutu liczbie atomowej, np. ołowiu. Pomiar taki pozwoliłby sprawdzić, czy brak przejść związanych ze zmianą kierunku momentu magnetycznego elektronu jest wynikiem obecności spinu jądrowego, czy też wynika on z innej, niż przewidywana teoretycznie, zależności intensywności tego typu przejść od liczby atomowej jonu.

Dodatkowo, przeprowadzono pomiary rozkładów kątowych promieniowania K-REC emitowanego podczas zderzeń jonów $^{238}Bi^{82+}$ z molekułami tarczy azotowej. Pomiar pozwolił ocenić wpływ obecności dodatkowego elektronu w powłoce K pocisku, a więc efektów korelacji między elektronami, na kształt rozkładu kątowego badanego promieniowania. Otrzymany rozkład kątowy różni się znacznie od rozkładu kątowego otrzymanego dla układu z jednym elektronem. Efekt ten pozostaje w sprzeczności z przewidywaniami teoretycznymi, które oszacowują wpływ obecności dodatkowych elektronów jako niewielki. Warto ponadto zauważyć, że w otrzymanym rozkładzie kątowym także nie zaobserwowano cech charakterystycznych dla przejść typu *spin-flip*.

W celu zaprojektowania przebiegu eksperymentów, oraz zapewnienia możliwości analizy ich wyników, napisano program do symulacji metodą Monte Carlo procesów radiacyjnych zachodzących w tarczy gazowej. Pełna analiza wyników, otrzymanych podczas eksperymentów z jonami bizmutu, została wykonana za pomocą tego programu. Otrzymane w ten sposób rozkłady kątowe zgadzają się znakomicie z rozkładami otrzymanymi za pomocą metody normalizacji do linii Ly-α_2. Opracowany program stanowi doskonałe narzędzie do projektowania i analizy tego typu eksperymentów, zwłaszcza w przypadku, gdy w zarejestrowanym widmie brak jest linii referencyjnej o znanym rozkładzie kątowym.



Rys. 5.1. Widmo promieniowania X zarejestrowane pod kątem 150° podczas zderzeń $Pb^{82+} \rightarrow H_2$ przy energii 25 MeV/u

W ramach niniejszej pracy odpowiedziano na szereg postawionych pytań, ale również postawiono nowe. Odpowiedzi na nie dostarczą, miejmy nadzieję, kolejne eksperymenty pozwalające jeszcze głębiej wniknąć w strukturę ciężkich jonów, w mechanizmy procesów oddziaływania pomiędzy elektronami związanymi w silnych polach elektromagnetycznych a fotonami. Opracowana w niniejszej pracy metoda badania procesu fotojonizacji daje możliwość studiowania, poprzez analizę promieniowania REC emitowanego podczas wychwytu do wyższych powłok (L, M), procesu fotojonizacji atomu wzbudzonego. Pierwsze prace w tym kierunku zostały już wykonane [Stöhlker97a]. Ostatnio wykonano testy wodorowej tarczy gazowej. Bardzo wąski profil komptonowski cząsteczki wodoru sprawia, że obserwowane linie REC mają szerokości tego samego rzędu co linie charakterystyczne (patrz rysunek 5.1). Pozwala to na rozseparowanie linii REC związanych z wychwytem elektronu do podpowłok powłoki L o j=1/2 i j=3/2. Połączenie wodorowej tarczy gazowej z procedurą wyhamowania jonów zebranych w pierścieniu pozwala na studiowanie procesu fotojonizacji w pobliżu progu, co stanowi kolejny cel badań.

Nie bez znaczenia są również wynikające z tej pracy postulaty na temat badań teoretycznych dotyczących obserwowanych zjawisk. W szczególności, należy wyjaśnić rolę spinu jądrowego w przebiegu zjawiska fotojonizacji (REC) oraz wpływ efektów korelacyjnych między elektronami. Bardzo precyzyjne pomiary wykonane w ramach niniejszej pracy stanowią poważny impuls w tym kierunku.

Acknowledgements

First of all, I would like to express my thanks to Professor Andrzej Warczak for all I learned during our work, fruitful inspirations and discussions on various aspects of physics. I acknowledge very much the continuous help I received from him during writing this thesis.

It was honour for me to participate in experiments performed by the Atomic Physics group of GSI in Darmstadt. I would like to thank Professor Jürgen Kluge, the Head of the Atomic Physics Department, for this opportunity. Especially, I want to thank Dr. Thomas Stöhlker, for very fruitful collaboration, discussions and for his custody during my stays in Darmstadt. Moreover, I benefited very much from discussions with Professor Paul Mokler, Dr. Christophor Kozhuharov, Dr. Zbigniew Stachura, and Dr. Tomasz Ludziejewski.

I also benefited very much from work with the group of the Accelerator Laboratory in the Institute of Physics of the Jagiellonian University. I want to express my thanks to Dr. Barbara Warczak and Adam Malarz, for their help in preparation of this manuscript.

And last but not least, I want to thank my family for its continuous support and encouragement.

This work was supported by the State Committee for Scientific Research (Poland) under research Grant No. 2P03B10910 and by the WTZ collaboration Grant No. POL-229-96.

Literatura

[Ali97] ALI R, AHMAD I, DUNFORD RW, *et al.*. Shape of the two-photon-continuum emission from the $1s2s^1S_0$ state in He-like krypton. Physical Review A **55**, (1997) 994.

[Anholt84] ANHOLT R, A. ADRIAMONJE S, MORENZONI E, *et al.*. Observation of Radiative Capture in Relativistic Heavy-Ion–Atom Collisions. Physical Review Letters **53**, (1984) 235.

[Anholt86] ANHOLT R, STOLLER C, MOLITORIS JD, *et al.*. Atomic collisions with relativistic heavy ions: VI. Raditive processes. Physical Review **33**, (1986) 2270.

[Autin84] AUTIN B. Introduction to beam optics. *CAS - Antiprotons for colliding beam facilities, CERN, Geneva, Switzerland*, wydawcy P Bryant, S Neuman, tom CERN 84-15, 9–32(1984).

[Barth99] BARTH R, DU Y, ESSEL HG, *et al.*. *GSI Multi-Branch System Refernce Manual*. GSI, Darmstadt 1999. Wersja elektroniczna: `http://www-gsi-vms.gsi.de/goodoc/GM_MBS_C.ps`.

[Berezhko77] BEREZHKO EG, KABACHNIK NM. Theoretical study of inner-shell alignment of atoms in electron impact ionisation: angular distribution and polarisation of x-rays and Auger electrons. Journal of Physics **B10**, (1977) 2467.

[Bethe57] BETHE H, SALPETHER E. *Quantum mechanics of one- and two-electron atoms*. Springer-Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg 1957.

[Biggs75] BIGGS F, MENDELSOHN LB, MANN JB. Hartree-Fock Compton Profiles. Atomic Data and Nuclear Data Tables **16**, (1975) 201.

[Björck87] BJÖRCK A, DAHLQUIST G. *Metody numeryczne*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1987.

[Bosser92] BOSSER J. Electron cooling. *CAS – Fourth advanced accelerator physics course, Leewenhorst Congres Centrum, Noordwijkerhout, Netherlands*, wydawca S Turner, tom CERN 92-01, 147–203(1992).

[Brun96] BRUN R, BUNCIC N, FINE V, *et al.*. *ROOT Overview*. CERN 1996. Zobacz również: `http://root.cern.ch`.

[Buon91] BUON J. Beam phase space and emittance. *CAS – Fourth General Accelerator Physics Course, KFA, Jülich, Germany*, wydawca S Turner, tom CERN 91-04, 30–52(1991).

[Coad93] COAD P, NICOLA J. *Programowanie obiektowe*. Oficyna Wydawnicza READ ME, Warszawa 1993.

[Eichler94] EICHLER J. Angular distribution of de-excitation X-rays from radiative electron capture in relativistic atomic collisions. Nuclear Physics **A527**, (1994) 147.

[Eichler95] EICHLER J, MEYERHOF WE. *Relativistic atomic collisions*. Academic Press, San Diego 1995.

[Eichler99] EICHLER J. Informacja prywatna (1999).

[Einstein05] EINSTEIN A. Annalen der Physik **17**, (1905) 132.

[Eisenberger70] EISENBERGER P, PLATZMAN PM. Compton Scattering of X Rays from Bound Electrons. Physical Review A **2**, (1970) 415.

[Eisenberger72] EISENBERGER P, REED WA. Gamma-Ray Compton Scattering: Experimental Compton Profiles for He, N_2, Ar, and Kr. Physical Review A **5**, (1972) 2085.

[Essel93] ESSEL HG. *GOOSY Introduction*. GSI, Darmstadt 1993. Wersja elektroniczna: `http://www-gsi-vms.gsi.de/goodoc/GM_INTRO.ps`.

[Fano59] FANO U, MCVOY KW, ALBERS JR. Sauter Theory of the Photoelectric Effect. Physical Review **116**, (1959) 1147.

[Fano73] FANO U, MACEK JH. Impact Excitation and Polarization of the Emitted Light. Reviews of Modern Physics **45**, (1973) 553.

[Franzke87] Franzke B. The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B24/25**, (1987) 18.

[Gorriz83] Gorriz M, Briggs JS, Alston S. Strong-potential Born theory of radiative electron capture. Journal of Physics **B16**, (1983) L665.

[Grębosz93] Grębosz J. *Symfonia C++*. Oficyna Kallimach, Kraków 1993.

[Greiner98] Greiner W. *Quantum Mechanics. Special chapters*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York 1998.

[Hausmann98] Hausmann M, Beckert K, Eickhoff H, *et al.*. Opretaion of the ESR at Transition Energy. Dokument dostępny w internecie pod adresem: `http://www.gsi.de/accelerator/conf/pdf/hausmann.pdf`.

[Hedgran54] Hedgran A, Hultberg S. Angular Distribution of Photoelectrons from Gamma Radiation of 0.4 and 1.4 MeV. Physical Review **94**, (1954) 498.

[Hino87] Hino K, Watanabe T. Cross sections of relativistic radiative electron capture by use of the strong-potential Born calculation. Physical Review A **36**, (1987) 581.

[Hino89] Hino K, Watanabe T. Theory of the relativistic radiative electron capture incorporating effects of the internal conversion. Physical Review A **39**, (1989) 3373.

[Ichihara94] Ichihara A, Shirai T, Eichler J. Radiative electron capture in relativistic atomic collisions. Physical Review A **49**, (1994) 1875.

[Ichihara96] Ichihara A, Shirai T, Eichler J. Radiative electron capture and the photoelectric effect at high energies. Physical Review A **54**, (1996) 4954.

[Jackson82] Jackson. *Elektrodynamika klasyczna*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1982.

[Jakubaßa84] Jakubassa DH, Höppler R, Betz HD. Radiative electron capture in fast ion-atom collisions. Journal of Physics **B17**, (1984) 3943.

[Jankowski90] Jankowski M. *Elementy grafiki komputerowej*. Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1990.

[Johnson85] Johnson WR, Soff G. The Lamb Shift in Hydrogen-like Atoms, $1 \leqslant Z \leqslant 110$. Nuclear Data and Nuclear Data Tables **33**, (1985) 405.

[Kienle73] Kienle P, Kleber M, Povh B, *et al.*. Radiative Capture and Bremsstrahlung of Bound Electrons Induced by Heavy Ions. Physical Review Letters **31**, (1973) 1099.

[Klaft94] Klaft I, Borneis S, Engel T, *et al.*. Precision Laser Spectroscopy of the Ground State Hyperfine Splitting of Hydrogenlike $^{209}Bi^{82+}$. Physical Review Letters **73**, (1994) 2425.

[Kleber75] Kleber M, Jakubassa DH. Radiative Electron Capture in Heavy-Ion Collisions. Nuclear Physics **A252**, (1975) 152.

[Kopystyńska89] Kopystyńska A. *Wykłady z fizyki atomu*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1989.

[Krämer99] Krämer A. Informacja prywatna (1999).

[Kulikowski93] Kulikowski JL. *Komputery w badaniach doświadczalnych*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1993.

[Landau79] Landau LD, Lifszyc EM. *Mechanika kwantowa. Teoria nierelatywistyczna.*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1979.

[Longoria90] Longoria LC, Naboulsi AH, Gray PW, *et al.*. Analytical peak fitting for gamma-ray spectrum analysis with Ge detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A299**, (1990) 308.

[Möhl84] Möhl D. Stochastic cooling for beginners. *CAS – Antiprotons for colliding beam facilities, CERN, Geneva, Switzerland*, wydawcy P Bryant, S Neuman, tom CERN 84-15, 97–125(1984).

[Pratt64] Pratt RH, Leeve RD, Pexton RL, *et al.*. *K*-Shell Photoelectric Cross Sections from 100 keV to 2 MeV. Physical Review **134**, (1964) A898.

[Pratt73] Pratt RH, Ron A, Tseng HK. Atomic Photoelectric Effect Above 10 keV. Reviews of Modern Physics **45**, (1973) 273.

[Reich97] Reich H, Bourgeois W, Franzke B, *et al.*. The ESR internal target. Nuclear Physics **A626**, (1997) 417c.

[Ron94] Ron A, Goldberg IB, Stein J, *et al.*. Relativistic, retardation, and multipole effects in photoionization cross sections: *Z, n,* and *l* dependence. Physical Review A **50**, (1994) 1312.

[Sauter31] SAUTER F. Annalen der Physik **9**, (1931) 217.

[Schnopper72] SCHNOPPER HW, BETZ HD, DELVAILLE JP, *et al.*. Evidence for Radiative Electron Capture by Fast, Highly Stripped Heavy Ions. Physical Review Letters **29**, (1972) 898.

[Schuch89] SCHUCH R, BÁRÁNY A, DANARED H, *et al.*. Storage rings, a new tool for atomic physics. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B43**, (1989) 411.

[Sobelman79] SOBELMAN II. *Atomic Spectra and Radiative Transitions*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York 1979.

[Spindler79] SPINDLER E, BETZ HD, BELL F. Influence of Retardation on the Angular Distribution of Radiative Electron Capture. Physical Review Letters **42**, (1979) 832.

[Stöhlker95] STÖHLKER T, KOZHUHAROV C, MOKLER PH, *et al.*. Radiative electron capture studied in relativistic heavy-ion–atom collisions. Physical Review A **51**, (1995) 2098.

[Stöhlker97a] STÖHLKER T, BOSCH F, GALLUS A, *et al.*. Strong Alignment Observed for the Time-Reversed Photoionization Process Studied in Relativistic Collisions with Bare Uranium Ions. Physical Review Letters **79**, (1997) 3270.

[Stöhlker97b] STÖHLKER T, REICH H, BECKERT K, *et al.*. First experiment with decelerated bare uranium ions conducted at the ESR storage ring. Hyperfine Interactions **108**, (1997) 29.

[Stöhlker98] STÖHLKER T. *Atomphysik sehr starker Zentralfelder: Die Röntgenstrahlung der schwersten Ein- und Zwei-Elektronensysteme*. GSI, Darmstadt 1998. Praca habilitacyjna.

[Stöhlker99] STÖHLKER T, LUDZIEJEWSKI T, BOSCH F, *et al.*. Angular Distribution Studies for the Time-Reversed Photoionization Process in Hydrogenlike Uranium: The Identification of Spin-Flip Transitions. Physical Review Letters **82**, (1999) 3232.

[Stroustrup94] STROUSTRUP B. *Język C++*. Wydawnictwa Naukowo Techniczne, Warszawa 1994.

[Świat99] ŚWIAT P, WARCZAK A, STÖHLKER T, *et al.*. Monte Carlo simulations of atomic processes at the gas jet target of the ESR storage ring. Physica Scripta **T80**, (1999) 326.

[Tanis81] TANIS JA, SHAFROTH SM, WILLIS JE, *et al.*. Radiative electron capture by Cl ions incident on C and Cu foils. Physical Review A **23**, (1981) 366.

[Tawara82] TAWARA H, RICHARD P, KAWATSURA K. Radiative electron-capture process in zero- and one-electron heavy-ion collisions with He. Physical Review A **26**, (1982) 154.

[Warczak95] WARCZAK A, KUCHARSKI M, STACHURA Z, *et al.*. Radiative double electron capture in heavy-ion collisions. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B98**, (1995) 303.