

ANDRZEJ ANDREJCZUK

**INTENSYWNE PROMIENIOWANIE X
ŹRÓDŁA, OPTYKA I NIEKTÓRE ZASTOSOWANIA**

ROZPRAWA HABILITACYJNA



BIAŁYSTOK 2010

Recenzenci:
prof. dr. hab. Ludwik Dobrzyński
dr. hab. Edward A. Görlich

Projekt okładki:
Andrzej Andrejczuk

Redakcja:
Marta Rogalska

Korekta:
Marta Rogalska

Skład i redakcja techniczna:
Andrzej Andrejczuk

© Copyright by Uniwersytet w Białymstoku, Białystok 2010

Wydanie publikacji sfinansowano ze środków Wydziału Fizyki
Uniwersytetu w Białymstoku

ISBN 978-83-7431-269-1

Wydawnictwo Uniwersytetu w Białymstoku
15-097 Białystok, ul Marii Skłodowskiej-Curie 14
tel. 085 745-71-20, e-mail ac-dw@uwb.edu.pl
<http://wydawnictwo.uwb.edu.pl>

Druk i oprawa: totem.com.pl

Spis treści

OD AUTORA	7
1. WSTĘP	9
2. SILNE ŹRÓDŁA PROMIENIOWANIA X	15
2.1 Promieniowanie synchrotronowe	16
2.2 Synchrotrony	24
2.2.1 Emitancja i jasność	27
2.2.2 Magnesy stosowane w synchrotronach	33
2.3 Lasery na swobodnych elektronach	41
2.4 Inne źródła promieniowania rentgenowskiego	47
2.5 Porównanie źródeł promieniowania rentgenowskiego	51
3. REFRAKCYJNA OPTYKA RENTGENOWSKA	59
3.1 Złożona soczewka refrakcyjna	66
3.1.1 Własności optyczne złożonej parabolicznej soczewki refrakcyjnej	72
3.1.2 Transmisja parabolicznej soczewki refrakcyjnej	76
3.1.3 Wpływ błędów ułożenia elementów w złożonej soczewce parabolicznej na jakość ogniskowania	80
3.2 Soczewka wielopryzmowa (soczewka typu Aligator)	84
3.3 Soczewki refrakcyjno-dyfrakcyjne	87
4. ZASTOSOWANIA SILNYCH ŹRÓDEŁ PROMIENIOWANIA X	91
4.1 Badania plazmy	99
4.2 Obrazowanie pojedynczych molekuł	118
4.3 Spektrometria komptonowska	124
4.4 Soczewka dla twardego promieniowania X	141
4.5 Komptonowskie badania WDM	150
5. PODSUMOWANIE	163
6. UZUPEŁNIENIA	169
6.1 Rozkład widmowy promieniowania synchrotronowego	169
6.2 Polaryzacja promieniowania synchrotronowego	170
6.3 Ogniskowanie za pomocą refrakcji na krzywej stożkowej	171
6.4 Transmisja przez soczewkę paraboliczną	176
6.5 Spektrometr czasu przelotu (TOF)	177

6.6	Badanie kształtu soczewek niklowych	180
7.	LITERATURA	183
8.	SUMMARY	203

OD AUTORA

Celem poniższej monografii jest zapoznanie Czytelnika ze współczesnymi metodami generowania silnego promieniowania elektromagnetycznego w pasmie promieniowania rentgenowskiego oraz niektórymi aspektami wykorzystania tego promieniowania, obecnie oraz w najbliższej przyszłości. Monografia ta zawiera efekt kilkuletnich doświadczeń autora związanych z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego w spektrometrii komptonowskiej oraz udziałem w pionierskich pracach prowadzonych w polskiej grupie badawczej, kierowanej przez dr. Jacka Krzywińskiego, a mających na celu rozwój XFEL w Hamburgu. Z kolei, podczas swojej pracy przy synchrotronie SPring-8, autor prowadził badania nad soczewką refrakcyjną przeznaczoną do ogniskowania promieniowania rentgenowskiego o wysokiej energii.

W literaturze polskiej jest, jak na razie, niewiele publikacji na temat techniki synchrotronowej oraz najnowszych osiągnięć w tej dziedzinie. Bez wątpienia, ze względu na obecny gwałtowny rozwój wykorzystania promieniowania rentgenowskiego z laserów na swobodnych elektronach, ta pustka zostanie wkrótce wypełniona¹. Autor ma nadzieję, że ta monografia, chociaż wybiórcza, będzie pozycją, w której Czytelnik znajdzie wiele ciekawych i użytecznych informacji na temat promieniowania synchrotronowego, rentgenowskiej optyki refrakcyjnej, badań plazmy i współczesnej spektrometrii komptonowskiej. Autor starał się opisać te zagadnienia w przystępny i przejrzysty sposób. Z tego powodu komentarze i wyjaśnienia są umieszczone w przypisach na dole stron, a część rachunków i dodatkowe informacje zostały umieszczone w uzupełnieniach. Ze względu na połączenie ze sobą wielu różnych aspektów wykorzystania promieniowania rentgenowskiego, niektóre zagadnienia są z konieczności omówione krótko. Autor ma jednak nadzieję, że liczne odesłania do literatury źródłowej pomogą zainteresowanemu Czytelnikowi na pogłębienie jego wiedzy w zakresie przedstawionych problemów.

Dziękuję mojej żonie i córkom za wyrozumiałość, że przez ostatni okres całkowicie poświęciłem się tej pracy. Dziękuję również mojemu tacie, za niegasnące zainteresowanie postępami w pracy naukowej. Dziękuję dr. Jackowi Krzywińskiemu, za współpracę i wiele pouczających dyskusji. Dziękuję prof. dr.

¹ Autorowi wiadomo, że są plany wydania polskiego podręcznika na temat promieniowania synchrotronowego.

hab. Eugeniuszowi Żukowskiemu za koleżeńską pomoc i cenne uwagi dotyczące tej pracy. Dziękuję dr. hab. Krzysztofowi Szymańskiemu za szereg ekscytujących dyskusji, współpracę oraz uwagi dotyczące tej pracy. Dziękuję prof. dr. hab. Ludwikowi Dobrzyńskiemu za nieustającą życzliwość i opiekę. Dziękuję mgr. Markowi Brancewiczowi za współpracę, wspólne eksperymenty i koleżeńską pomoc oraz wszystkim pozostałym pracownikom Zakładu Fizyki Ciała Stałego Wydziału Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku za wiele lat wspólnej pracy w miłej atmosferze. Dziękuję dr. Jadwidze Kwiatkowskiej, dr. Yoshiharu Sakurai, dr. Masayoshi Itou, inż. Noriyoshi Adumi, dr. Ryszardowi Sobierajskiemu, dr. Jerzemu Pełce, mgr. inż. Markowi Jurkowi oraz dr. Jakobowi Andreasson za współpracę.

Eksperymenty związane z badaniami soczewek refrakcyjnych opisane w tej książce zostały przeprowadzone na stacji BL08W, SPring-8 za zgodą JASRI (ang. *Japan Synchrotron Radiation Research Institute*) w ramach projektów badawczych: 2005A5890-PU1, 2005B7003 oraz 2006A0097.

Opisany w tej książce eksperyment na plazmie wytwarzanej za pomocą wiązki z lasera FLASH był sponsorowany przez Swedish Research Council through a Centre of Excellence Award to prof. Janos Hajdu and Grant 2006-3127, Virtual Institute Program of the Helmholtz Association (VH-VI-302) oraz DFG Cluster of Excellence at the Munich Centre for Advanced Photonics. Użycie lasera FLASH było sponsorowane przez Unię Europejską w ramach kontraktu RII3-CT-2004-506008 (IA-SFS).

Wszystkie rysunki i tabele, w podpisach których nie ma informacji (odniesienia) o przedruku z innych źródeł lub o posłużeniu się danymi z innych źródeł, zostały opracowane i wykonane przez autora na podstawie własnych danych lub danych zebranych przy współudziale autora.

1. WSTĘP

Promieniowanie rentgenowskie jest promieniowaniem elektromagnetycznym o długościach fal znacznie krótszych niż długości fal promieniowania widzialnego. Zostało odkryte przez Williama Röntgena w 1895 roku pod nazwą promieniowanie X i w krótkim czasie znalazło szerokie zastosowanie w medycynie. Wytwarzane było w lampach próżniowych, w których płynął prąd pod wysokim napięciem, nazywanych odtąd lampami rentgenowskimi. Po odkryciu elektromagnetycznej natury tego promieniowania i stwierdzeniu jego krótkiej długości fali (rzędu 10^{-10} m) zaczęto wykorzystywać je do badań naukowych. Przede wszystkim rozwinęła się krystalografia strukturalna i poznano budowę krystaliczną wielu materiałów. Badania te wymagały coraz silniejszych źródeł, co skutkowało polepszeniem konstrukcji i wreszcie tworzeniem wiązek promieniowania w sposób impulsowy w lampach z wirującą anodą. W latach 1980-2000 nastąpił przełomowy wzrost jasności źródeł promieniowania rentgenowskiego w związku z budową synchrotronów (a zwłaszcza synchrotronów III generacji)². Synchrotrony emitują promieniowanie elektromagnetyczne, nazywane promieniowaniem synchrotronowym, które charakteryzuje się bardzo szerokim widmem, rozciągającym się do długości fal wysokoenergetycznego promieniowania rentgenowskiego.

Promieniowanie synchrotronowe, oprócz tego, że może mieć krótką falę oraz duże natężenie, posiada również specyficzną strukturę czasową oraz jest silnie spolaryzowane. Promieniowanie to jest obecnie ważnym narzędziem badawczym w wielu dziedzinach nauk przyrodniczych. Stosowane jest do badań materii skondensowanej we wszystkich jej formach. Fizycy stosują je do badania struktury materii (a w szczególności ciał stałych), chemicy studiują dynamikę reakcji chemicznych, a biolodzy badają strukturę białek. Rozwijają się intensywne prace mające na celu zastosowania medyczne zarówno w diagnostyce jak i terapii. Promieniowanie synchrotronowe jest głównym tematem drugiego rozdziału niniejszej pracy będącego opisem silnych źródeł promieniowania rentge-

² Źródła synchrotronowe III generacji były do niedawna najnowocześniejszymi i najsilniejszymi źródłami promieniowania rentgenowskiego. Historia rozwoju źródeł synchrotronowych będzie pokrótce omówiona w podrozdziale 2.2. Dokładniejsze informacje o generacjach źródeł synchrotronowych można znaleźć w książce Winicka [1994].

nowskiego³. Czytelnik znajdzie w nim opis fizycznych podstaw powstawania promieniowania synchrotronowego, a także omówienie różnych aspektów działania synchrotronów. Wykorzystanie źródeł synchrotronowych III generacji przyczyniło się do wielu nowych odkryć i ogólnego rozwoju nauk przyrodniczych. Jest niemal pewne, że nie byłoby takiego postępu, gdybyśmy dysponowali do dzisiaj tylko lampami rentgenowskimi. Dlatego wiąże się wielkie nadzieje z nowymi źródłami promieniowania synchrotronowego, jakimi są rentgenowskie lasery na swobodnych elektronach, które będą takim skokiem w jakości i intensywności promieniowania jak synchrotron w stosunku do lampy rentgenowskiej. W rozdziale drugim Czytelnik znajdzie opis idei działania laserów na swobodnych elektronach oraz szereg informacji dotyczących dwóch laserów: FLASH⁴, który osiągnął energię 180 eV (przekraczając tym samym granicę miękkiego promieniowania rentgenowskiego) i LCLS⁵ - laser, który potrafi wytworzyć niezwykle jasną wiązkę promieniowania rentgenowskiego o energii do 8 keV. Wspomnimy także o urządzeniach mniejszej i większej skali wykorzystujących emisję promieniowania rentgenowskiego z gorącej plazmy, a także o innych rozwiązaniach (lub pomysłach) na uzyskanie krótkich i jasnych impulsów promieniowania rentgenowskiego.

Bardzo szerokim zagadnieniem jest obserwowanie źródeł promieniowania rentgenowskiego w kosmosie. Po długim okresie, w którym człowiek mógł obserwować niebo tylko w zakresie promieniowania widzialnego, w zeszłym stuleciu rozpoczęto obserwacje w pasmie fal radiowych, a także w obszarze promieniowania X. Okazało się, że w kosmosie jest wiele źródeł, które wysyłają promieniowanie synchrotronowe. Jego źródłem są ultra relatywistyczne cząstki, których torę są zakrzywane w polach magnetycznych różnych obiektów astronomicznych. Znajomość mechanizmu generowania tego promieniowania, zależności jego widma od energii cząstek oraz jego stanu polaryzacji od kierunku pola magnetycznego, jaką zbadaliśmy w synchrotronach na Ziemi, pozwala na określenie niektórych z tych parametrów w dalekich galaktykach, z których to promieniowanie dociera do nas. Ciekawostką tu może być to, że wiele źródeł kosmicznych emituje promieniowanie synchrotronowe również w pasmie wi-

³ W wielu eksperymentach wykorzystuje się inne zakresy energii promieniowania synchrotronowego. Są przykłady jego zastosowań w podczerwieni, w pasmie widzialnym, a także w ultrafiolecie. W tych obszarach długości fal promieniowania elektromagnetycznego dysponujemy innymi, równie silnymi, a nawet silniejszymi, źródłami promieniowania. Promieniowanie synchrotronowe jest wykorzystywane ze względu na jego szerokie widmo, polaryzację i impulsowy charakter.

⁴ FLASH - *Free electron LASer at Hamburg*, laser na swobodnych elektronach pracujący w pasmie ultrafioletu i miękkiego promieniowania rentgenowskiego.

⁵ LCLS - *Liniac Coherent Light Source*, rentgenowski laser na swobodnych elektronach, uruchomiony w Stanford w kwietniu 2009 roku.

działnym i może być obserwowane optycznymi teleskopami. Te zagadnienia nie będą omawiane w poniższej pracy, w której będziemy skoncentrowani na dyskusji otrzymania wysokich natężeń promieniowania X i wykorzystaniu ich do badań materii skondensowanej. Czytelnik zainteresowany problemami rentgenowskich źródeł promieniowania w kosmosie może znaleźć podstawowe informacje w publikacjach polskojęzycznych Giacconi [2004] i Bednarek [2002], a także w anglojęzycznych pracach przeglądowych Böhringer i Werner [2010] oraz Gehrels i Cannizzo [2009].

Ze stosowaniem promieniowania rentgenowskiego związana jest optyka rentgenowska, dziedzina wiedzy dotycząca kształtowania wiązki promieniowania rentgenowskiego (a w szczególności lokalnego zwiększenia natężenia) w celu użycia jej w eksperymentach fizycznych. Optyka rentgenowska ma niewiele krótszą historię niż samo promieniowanie rentgenowskie. Zaczęło się od wykorzystania dyfrakcji na kryształach do monochromatyzacji promieniowania rentgenowskiego. Ponieważ promieniowanie rentgenowskie ma długości fal rzędu Angströmów, kryształy, w których odległości między atomami są tego samego rzędu, są naturalną siatką dyfrakcyjną dla tego zakresu fal. Ze względu na to, że współczynnik załamania promieniowania rentgenowskiego jest bliski jedności dla wszystkich materiałów, ulega ono intensywnemu odbiciu jedynie wtedy, gdy pada pod małym kątem w stosunku do powierzchni odbijającej, tak że ulega całkowitemu zewnętrznemu odbiciu. Zjawisko to wykorzystywano do ogniskowania promieniowania przy użyciu zwierciadeł. Kirkpatrick i Baez [1948] odkryli, że skrzyżowane wygięte zwierciadła pracują jak soczewka, co zapoczątkowało rozwój mikroskopii rentgenowskiej. W późniejszym okresie zaczęto stosować dyfrakcyjne płytki fazowe Fresnela. Przez długi okres sądzono, że nie można zbudować soczewki refrakcyjnej dla promieniowania rentgenowskiego ze względu na niezwykle słabe załamywanie się promieniowania rentgenowskiego i absorpcję. Rozwijano zatem metody dyfrakcyjne i budowano coraz lepsze lustra. Całkiem niedawno (bo w 1996 roku) okazało się, że jednak można zbudować refrakcyjną soczewkę rentgenowską i z powodzeniem użyć jej w eksperymentach. Soczewki refrakcyjne dla promieniowania rentgenowskiego są już szeroko stosowane dla promieniowania o energii rzędu 10 keV. Są również próby wykorzystania ich do ogniskowania wysokich energii (rzędu 200 keV). Dlatego trzeci rozdział pracy jest poświęcony tej nowej gałęzi optyki rentgenowskiej, z którą autor zetknął się podczas swojej pracy przy synchrotronie SPring-8 w Kouto w Japonii. Ponieważ jest to nowa dziedzina i w literaturze polskiej brak jest prac na ten temat, zagadnienie to będzie potraktowane obszerniej.

Z definicji, natężenie promieniowania jest ilością energii padającej na jednostkową powierzchnię w jednostce czasu⁶. Wysokie natężenie jest pomocne w badaniu małych próbek oraz zwiększaniu zdolności rozdzielczej. Nie we wszystkich rodzajach eksperymentów wysokie natężenie jest jednakowo ważne. Czasami liczy się bardziej całkowity strumień promieniowania⁷ docierający do próbki. Abstrahując od innych czynników, zwiększenie natężenia jest ważne dla eksperymentów, które obecnie trwają długo (np. spektrometria komptonowska) i dla eksperymentów, w których ze względu na dużą liczbę niezależnych pomiarów (np. mikroskopia skaningowa z wykorzystaniem zogniskowanego promieniowania rentgenowskiego) statystyka w pojedynczym pomiarze jest niska. Wysokie natężenia pozwalają na rejestrację słabych efektów wcześniej nieobserwowanych lub bardzo trudnych do zbadania przy niższych natężeniach. Najlepszymi przykładami takich eksperymentów mogą być Spektrometria Rozproszeń Nieelastycznych⁸ czy Spektrometria Absorpcji Promieniowania X w pobliżu Krawędzi Absorpcji⁹.

Większość współczesnych silnych źródeł promieniowania rentgenowskiego ma charakter impulsowy, co wynika z ich konstrukcji. W dużej mierze to dzięki temu, że impulsy są krótkie, uzyskuje się wysokie chwilowe natężenia. Impulsowy charakter promieniowania pozwala na wykorzystanie go w badaniach procesów zachodzących w krótkich odcinkach czasu. Do niedawna takie badania były prowadzone głównie przy wykorzystaniu krótkich impulsów laserowych w pasmie optycznym i bliskim nadfiolecie. Najnowsze lasery optyczne pozwalają uzyskać czasy trwania impulsów na poziomie 0.1 fs. O ile synchrotrony pozwalają na uzyskanie czasowej zdolności rozdzielczej na poziomie kilkudziesięciu pikosekund, to współcześnie budowane lasery na swobodnych elektronach pozwalają na rozdzielczość rzędu 10 fs, a w przyszłości prawdopodobnie pozwolą na pomiary z czasową zdolnością rozdzielczą poniżej jednej femtosekundy.

Obecne zastosowania promieniowania synchrotronowego w badaniach materii skondensowanej są bardzo szerokie. Bez wątpliwości zwiększenie natęże-

⁶ W układzie SI jednostką natężenia jest W/m^2 . Często natężenie promieniowania rentgenowskiego jest wyrażane jako liczba fotonów o danej energii padających na jednostkę powierzchni w jednostce czasu.

⁷ W układzie SI jednostką strumienia jest Wat. Strumień jest całą z natężenie po określonej powierzchni. Jeżeli natężenie jest wyrażone jako liczba fotonów o danej energii padających na jednostkę powierzchni w ciągu sekundy, wtedy strumień jest rozumiany jako liczba fotonów padająca w ciągu sekundy na określony wycinek powierzchni. Pomnożenie tych wielkości przez energię pojedynczego fotonu (podaną w Joulach) daje wielkości wyrażone w jednostkach układu SI.

⁸ Ang. *Inelastic X-ray Scattering* (IXS), która jest opisana na s. 96

⁹ Ang. *X-ray Absorption Near Edge Structure* (XANES), która jest opisana na s. 94

nia i skrócenie czasu trwania impulsów tego promieniowania wpłynie na dalszy rozwój już stosowanych metod doświadczalnych i najprawdopodobniej umożliwi opracowanie nowych metod, które pozwolą na dokładniejsze zbadanie właściwości wielu ważnych i interesujących materiałów. Można też sądzić, że jeżeli uzyska się czasową zdolność rozdzielczą poniżej 1 fs, to będzie można prowadzić badania, które znacznie rozszerzą naszą wiedzę podstawową o budowie materii. Wykorzystaniu silnych źródeł promieniowania rentgenowskiego w badaniach materii skondensowanej poświęcony jest 4 rozdział pracy. Po ogólnym przeglądzie podstawowych metod eksperymentalnych ograniczymy się jednak tylko do omówienia dwóch szczególnych przykładów tych badań¹⁰.

Pierwszy przykład, to badania z wykorzystaniem ekstremalnie dużych natężeń w obszarze miękkiego promieniowania rentgenowskiego¹¹ przy wykorzystaniu laserów na swobodnych elektronach. Przy wykorzystaniu tych urządzeń uzyskuje się natężenia promieniowania przekraczające 10^{17} W/cm², co powoduje silnie nieliniowe oddziaływanie z materią. Nie są to rekordowe natężenia. Podobne albo i wyższe można uzyskać przy użyciu konwencjonalnych silnych laserów pracujących w pasmie optycznym czy nadfiolecie. Występuje jednak istotna różnica w mechanizmie oddziaływania promieniowania rentgenowskiego z materią w stosunku do światła widzialnego polegająca na tym, że częstość promieniowania rentgenowskiego przewyższa częstość plazmową plazmy, która wytwarza się w materii na skutek oddziaływania promieniowania i dlatego może ono głębiej wniknąć do materiału. Stwarza to możliwość wytworzenia ciepłej plazmy o gęstości ciała stałego (ang. *Warm Dense Matter*, WDM), stanu materii, który, jak na razie, jest zbadany laboratoryjnie w niewielkim stopniu. Tym zagadnieniom będzie poświęcony podrozdział 4.1 pracy, w którym zostanie opisany przykładowy eksperyment z promieniowaniem o energii 92 eV. Jednym z głównych powodów budowy rentgenowskich laserów na swobodnych elektronach jest idea pomiaru struktury pojedynczych molekuł za pomocą pojedynczych impulsów promieniowania. Ze względu na ważność tych zagadnień dla rozwoju chemii i biologii poświęcimy temu problemowi podrozdział 4.2.

Drugi przykład, to wykorzystanie wysokiej energii fotonów i dużego natężenia promieniowania synchrotronowego w spektrometrii komptonowskiej, która służy do badania rozkładu gęstości pędów elektronów w materii (tzw. profili komptonowskich). W jednym z największych synchrotronów III generacji jakim jest SPring-8, zbudowano stację BL08W przeznaczoną do tego rodzaju badań. Silne źródło, jakim jest eliptyczny wielobiegunowy *wiggler*, zapewnia

¹⁰ Są to kierunki badań, z którymi autor zetknął się w ostatnim okresie swojej pracy.

¹¹ Promieniowanie o energii od około 100 eV do około 10 keV. Podział na zakresy miękkiego i twardego promieniowania rentgenowskiego będzie omówiony na początku czwartego rozdziału.

duże natężenie promieniowania konieczne do eksperymentów. Metoda spektrometrii komptonowskiej, opis układu doświadczalnego i przykładowych wyników przedstawione są w podrozdziale 4.3. W celu rozszerzenia możliwości badań o cienkie warstwy magnetyczne zaprojektowano i przetestowano soczewkę refrakcyjną wykonaną z niklu, ogniskującą promieniowanie o energii 175 keV na odległości 3 m, co jest opisane w podrozdziale 4.4. Idea ogniskowania promieniowania o wysokich energiach otwiera możliwości badań rozpraszania komptonowskiego na bardzo małej objętości materii np. materii w ekstremalnych warunkach, lokalnie wytworzonej w warstwie przypowierzchniowej materii skondensowanej. Zagadnieniu wykorzystania promieniowania z laserów na swobodnych elektronach w badaniach profili komptonowskich ciepłej gęstej plazmy poświęcony jest podrozdział 4.5 pracy.

W podsumowaniu pracy wymieniamy i pokrótce dyskutujemy czynniki sprzyjające uzyskaniu wysokich natężeń promieniowania rentgenowskiego. Podsumowujemy również jak wykorzystuje się wysokie natężenie w badaniach materii skondensowanej oraz jak można je będzie wykorzystać w przyszłości. Na koniec podkreślamy znaczenie możliwości wytworzenia przy użyciu laserów na swobodnych elektronach niezwykle krótkich i silnych impulsów promieniowania rentgenowskiego dla rozwoju nauk przyrodniczych. Wielu zastosowań tych nowych źródeł promieniowania rentgenowskiego nie jesteśmy dziś w stanie przewidzieć, jednak każdy tak znaczący skok w technice pomiarowej owocował w historii fizyki rozwojem nowych obszarów badawczych. Biorąc pod uwagę wzrost jakości promieniowania jaki jest właściwy tym nowym źródłom, możemy być niemal pewni znaczącego rozszerzenia obszaru naszej wiedzy.

2. SILNE ŹRÓDŁA PROMIENIOWANIA X

Przez wiele dziesiątków lat promieniowanie rentgenowskie było wytwarzane w lampach rentgenowskich, w których przyspieszone w próżni elektrony są hamowane w materiale anody i w wyniku oddziaływania z jądrami atomów, z których zbudowana jest anoda wysyłane jest promieniowanie o energii porównywalnej do energii kinetycznej elektronów. W konwencjonalnych lampach rentgenowskich można uzyskać napięcia do 100 kV. W wyspecjalizowanych lampach można te napięcie zwiększyć do kilkuset kV. Zatem energia promieniowania emitowanego przez te lampy pokrywała zakres energetyczny od około 1 do 500 keV¹². Promieniowanie o takich energiach było i jest wykorzystywane w medycynie głównie do celów diagnostycznych. W przemyśle promieniowanie rentgenowskie stosowane było głównie do defektoskopii. Największe jednak zastosowanie miało to promieniowanie w nauce, gdzie wykorzystywano je do badania struktury materii.

Nieustannie próbowano zwiększyć moc i jasność¹³ lamp rentgenowskich ale nigdy nie udało się podwyższyć tych parametrów w znaczący sposób. Pewnym postępowaniem były betatrony, w których przyspieszano wiązkę elektronów do znacznie większych energii niż w lampie rentgenowskiej. Betatrony były źródłem wysokoenergetycznych elektronów do badań w fizyce jądrowej. Wykorzystywano je również do wytwarzania promieniowania X i gamma poprzez zderzenia wiązki elektronów z tarczą wykonaną z ciężkich pierwiastków. Jednak dopiero wykorzystanie promieniowania z magnesów odchyłających w synchrotronach elektronowych przyniosło znaczny wzrost natężenia promieniowania rentgenowskiego. Relatywistyczne cząstki przyspieszane dośrodkowo polami magnetycznymi w celu utrzymania ich na okrężnej orbicie wysyłają silne promieniowanie elektromagnetyczne o szerokim widmie energii, nazywane promieniowaniem synchrotronowym¹⁴. Właściwości tego promieniowania zostaną omówione w następnym podrozdziale.

¹² Lampy rentgenowskie emitują promieniowanie o energiach mniejszych od 1 keV. Jednak w celu pozyskania tego promieniowania trzeba stosować łąca próżniowe zamiast zwykle stosowanych cienkich okienek, aby uniknąć absorpcji tego promieniowania w materiale okienek.

¹³ Jasność jest wielkością podobną do pojęcia luminancji, która jest ilorazem mocy źródła, jego powierzchni i rozbieżności kątowej promieniowania. Ścisła definicja jasności jest podana we wzorze (2.10) w dalszej części pracy.

¹⁴ W tej pracy będziemy skoncentrowani na omówieniu wytwarzania i wykorzystania promieniowania synchrotronowego o długościach fali odpowiadających zakresowi fal promieniowania

Kolejny podrozdział zawiera opis synchrotronowych źródeł promieniowania. Czytelnik znajdzie tam krótki opis działania synchrotronu oraz omówienie elementów ważnych z punktu widzenia emisji jak największego natężenia. Mowa tutaj o układach magnesów nazywanych *wigglernami* i *undulatorami*. Szczególnie te ostatnie okazały się niezwykle wydajnymi źródłami promieniowania rentgenowskiego dającymi bardzo jasną wiązkę o natężeniu setki razy przewyższającym dotychczasowe. Laserom na swobodnych elektronach (*Free Electron Laser*, FEL) poświęcony jest podrozdział 2.3. Generowanie promieniowania w tych urządzeniach opiera się na podobnych zasadach jak w synchrotronach, ale dzięki zjawisku porządkowania się paczki elektronów w długim undulatorze uzyskuje się szczytową jasność w impulsie o 9 rzędów wielkości większą niż w synchrotronach III generacji.

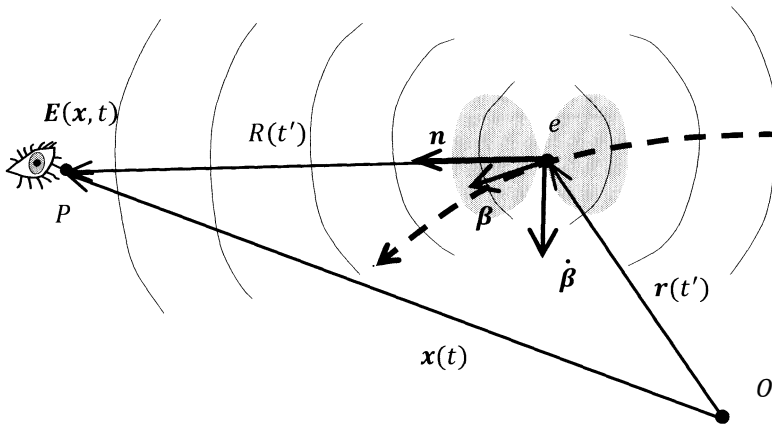
Równolegle do rozwoju źródeł synchrotronowych rozwijano nowe techniki generowania promieniowania rentgenowskiego w warunkach mniejszego laboratorium, ulokowanego w pomieszczeniu o powierzchni rzędu 200 m². Choć w większości przypadków natężenie emitowanego promieniowania jest w takich źródłach laboratoryjnych mniejsze niż w przypadku synchrotronów czy FEL, są one z powodzeniem wykorzystywane do rozlicznych eksperymentów. Przykłady takich źródeł będą omówione w podrozdziale 2.4. Te laboratoryjne urządzenia, podobnie jak synchrotrony i FEL, potrafią emitować bardzo krótkie impulsy promieniowania, co wykorzystuje się w pomiarach szybkich procesów zachodzących w materii. Dlatego często podkreśla się, że słabsze źródła, oprócz zastosowania do przeprowadzenia doświadczeń w mniejszej skali, mogą być również wykorzystywane jako testowe źródła dla eksperymentów wykonywanych z wykorzystaniem urządzeń wielkiej skali.

2.1 Promieniowanie synchrotronowe

Z elektrodynamiki wiadomo, że przyspieszane ładunki są źródłem pól elektromagnetycznych, które nazywamy promieniowaniem. Jak wynika z równań Maxwella zaburzenia pola elektromagnetycznego w próżni rozchodzą się ze skończoną prędkością równą c , stałej fizycznej, która ma w przyrodzie (a zatem i fizyce) podstawowe znaczenie. Obserwator ustawiony w pewnej odległości R od przyspieszanego ładunku w punkcie P zaobserwuje pole promieniowania po czasie R/c (rysunek 2.1), czasie propagacji promieniowania na odległości R . Natężenie i rozkład pola promieniowania zależy nie tylko od przyspieszenia ładunku, ale także od jego prędkości. Gdy prędkość ładunku jest niewielka

rentgenowskiego. Dlatego, pomimo że widmo promieniowania synchrotronowego rozciąga się po stronie dłuższych fal aż do podczerwieni, autor będzie wymiennie używał określeń „promieniowanie rentgenowskie” i „promieniowanie synchrotronowe”.

w porównaniu z prędkością c , promieniowanie rozchodzi się w szeroki kąt bryłowy symetrycznie względem wektora przyspieszenia (tak jak to schematycznie przedstawiono na rysunku 2.1). Jednak, gdy ładunek porusza się z prędkościami bliskimi prędkości światła, rozkład staje się silnie anizotropowy, o czym piszemy poniżej. Promieniowanie przyspieszanych (ultra)relatywistycznych naładowanych cząstek nazywamy promieniowaniem synchrotronowym¹⁵.



Rysunek 2.1. (*) Promieniowanie poruszającego się ładunku e . Obserwator w chwili t znajduje się w położeniu \mathbf{x} i rejestruje natężenie pola elektrycznego $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$. W chwili wcześniejszej t' ładunek znajdował się w położeniu $\mathbf{r}(t')$. W chwili t' odległość pomiędzy punktem obserwacji a ładunkiem wynosiła $R(t')$, a wektor jednostkowy wskazujący kierunek obserwatora był \mathbf{n} . Wektory $\boldsymbol{\beta}$ i $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ oznaczają odpowiednio wektory prędkości i przyspieszenia cząstki w chwili t' podzielone przez prędkość światła w próżni c . Cienkimi liniami schematycznie zaznaczono zaburzenia pola elektromagnetycznego rozchodzące się w przestrzeni. Zaciemniony obszar przedstawia schematycznie przestrzenny rozkład natężenia pola promieniowania.

(*) Rysunki w tej książce mają numerację rozdziałów oraz numer kolejny w danym rozdziale.

Dyskusję dotyczącą generowania promieniowania synchrotronowego można znaleźć w podręcznikach elektrodynamiki. Przedstawione poniżej wzory są zaczerpnięte z podręcznika *Elektrodynamika klasyczna* autorstwa Jacksona

¹⁵ W tym sensie promieniowanie synchrotronowe jest niczym innym jak promieniowaniem hamowania (niem. *bremstrahlung*), czyli promienistymi stratami energii przyspieszanych naładowanych, wysokoenergetycznych cząstek. Jednak o ile słowa *bremstrahlung* najczęściej używa się do określenia promieniowania emitowanego przez lekkie cząstki przyspieszane w elektrostatycznych polach naładowanych ciężkich centrów rozpraszania, to nazwy „promieniowanie synchrotronowe” używa się dla określenia promieniowania emitowanego przez energetyczne cząstki przyspieszane dośrodkowo w polu magnetycznym.

[1987]¹⁶. Punktem wyjścia do dyskusji właściwości promieniowania synchrotronowego jest ogólny klasyczny wzór (równanie 14.14, s. 629, Jackson [1987]) na natężenie pola elektrycznego i indukcję pola magnetycznego wytwarzanego przez poruszającą się cząstkę o ładunku e :

$$E(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4} \left[\frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{\gamma^2 (1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R^2} \right]_{ret} + \frac{1}{4} e \left[\frac{\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}}{R^3} \right]_{ret}, \quad (2.1)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c} \mathbf{n} \times \mathbf{E},$$

gdzie \mathbf{E} i \mathbf{B} oznaczają odpowiednio wektory natężenia pola elektrycznego i indukcji pola magnetycznego w jakimś punkcie \mathbf{x} i czasie t , e jest ładunkiem cząstki, \mathbf{n} jest wektorem jednostkowym w kierunku obserwacji, $\boldsymbol{\beta}$ i $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ są prędkością i przyspieszeniem cząstki podzielonymi przez prędkość światła c , R jest odległością od cząstki (rysunek 2.1). Indeks dolny „ret” (ang. *retarded*) oznacza konieczność wyznaczenia składników w czasie wcześniejszym t' o czas dojścia zaburzenia pola do punktu \mathbf{x} z odległości R ($t' = t - R/c$). Czynniki γ jest relatywistycznym czynnikiem Lorentza:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E}{mc^2}, \quad (2.2)$$

gdzie E jest całkowitą energią cząstki a m jest masą spoczynkową cząstki.

Jak widać w równaniu (2.1), pole pochodzące od poruszającej się cząstki dzieli się na pole niezależne (pierwszy składnik) i zależne (drugi składnik) od jej przyspieszenia. Pierwszy składnik reprezentuje pole statyczne ładunku przetransformowane do układu laboratoryjnego zaś drugi składnik reprezentuje pole związane z promieniowaniem. Dyskusja pola elektrycznego związanego z promieniowaniem pokazuje, że całkowita moc promieniowania P przyspieszanej cząstki wynosi:

$$P = \frac{1}{4} \frac{2e^2}{c^3} \gamma^6 \left[(\dot{\boldsymbol{\beta}})^2 - (\boldsymbol{\beta} \times \dot{\boldsymbol{\beta}})^2 \right]. \quad (2.3)$$

¹⁶ W podręczniku Jacksona [1987] zagadnienie promieniowania synchrotronowego jest przystępnie i, w stosunku do innych podręczników, obszernie opisane. O ile w podręczniku Jacksona [1987] równania są napisane w układzie jednostek Gaussa to w tej monografii cytowane równania zostały przeskalowane do układu jednostek SI. W większości przypadków przeskalowanie polegało na pomnożeniu wyrażenia przez czynnik $(4\pi\epsilon_0)^{-1}$, który, w celu ułatwienia Czytelnikowi sięgnięcia do cytowanego podręcznika, został jawnie wyróżniony.

W przypadku, gdy prędkość cząstki jest bliska prędkości światła ($\beta \approx 1$), całkowita moc promieniowania w istotny sposób zależy od kierunku wektora przyspieszenia. Można pokazać, że przy tym samym zewnętrznym polu przyspieszającym cząstka promieniuje słabo (mała moc promieniowania), gdy przyspieszana jest w kierunku wektora prędkości i promieniuje bardzo silnie (o czynnik γ^2), gdy przyspieszana jest prostopadłe do wektora prędkości. Ponieważ promieniowanie związane z przyspieszeniami zgodnymi z kierunkiem prędkości cząstki są zaniedbywalne, w celach generacji promieniowania elektromagnetycznego wykorzystuje się wyłącznie przyspieszenia dośrodkowe związane z ruchem cząstki naładowanej po torze krzywoliniowym.

Analizując przypadek, w którym wektor przyspieszenia jest prostopadły do wektora prędkości cząstki, na podstawie zależności (2.3) łatwo można wykazać, że całkowita moc promieniowania emitowanego przez przyspieszaną cząstkę wynosi:

$$P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{\rho^2} \beta^4 \gamma^4, \quad (2.4)$$

gdzie ρ oznacza promień krzywizny toru. Przy zadanym zewnętrznym polu magnetycznym o indukcji B siła Lorentza powoduje ruch po łuku o krzywiznie $1/\rho = eB/(\gamma mc\beta)$. Wtedy w przypadku ultra-relatywistycznym ($\beta \rightarrow 1$) równanie (2.4) modyfikuje się do postaci:

$$P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{3} e^2 c^3 B^2 \frac{E^2}{(mc^2)^4}. \quad (2.5)$$

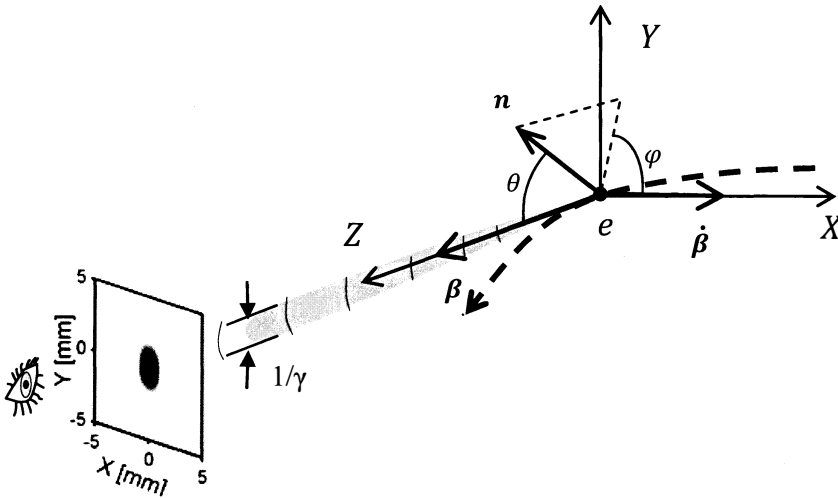
Ze wzoru (2.5) widać, że przy ustalonej indukcji pola magnetycznego całkowita moc promieniowania jest proporcjonalna do drugiej potęgi energii całkowitej cząstki i odwrotnie proporcjonalna do czwartej potęgi masy cząstki. Dlatego też elektrony znacznie bardziej promieniają niż np. protony o tej samej energii przyspieszane dośrodkowo za pomocą tych samych pól magnetycznych. Dodatkowo silne efekty relatywistyczne powodują dużą anizotropię promieniowania skupiając całą wypromieniowaną energię w wąski kąt bryłowy wokół kierunku wektora prędkości cząstek. Można pokazać, że przy założeniu, że ładunek jest przyspieszany w krótkim przedziale czasu, w którym wektory $\boldsymbol{\beta}$ i $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ nie zmieniają istotnie swoich kierunków i wartości oraz przy założeniu, że obserwujemy promieniowanie w punkcie odległym od ładunku tak, że \mathbf{n} i R można uznać za stałe, rozkład kątowy mocy promieniowania dany jest wyrażeniem:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{4} \frac{e^2}{c^3} \frac{|\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}|^2}{R^3}. \quad (2.6)$$

Licznik równania (2.6) jest czynnikiem zależnym od kierunku przyspieszenia natomiast mianownik zawierający czynnik $(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})$ jest czynnikiem relatywistycznym, który określa ogólną anizotropię promieniowania. Definiując kąty θ i φ odpowiednio pomiędzy kierunkiem obserwacji \mathbf{n} i wektorem $\boldsymbol{\beta}$ oraz rzutem wektora \mathbf{n} na płaszczyznę XY prostopadłą do orbity cząstki i wektorem $\dot{\boldsymbol{\beta}}$, tak jak na rysunku 2.2 oraz zakładając, że γ jest dużo większe od jedynki, rozkład kątowy natężenia promieniowania można przybliżyć za pomocą następującego wzoru:

$$\frac{dP}{d\Omega} \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2c}{\rho^2} \gamma^6 \frac{1}{(1+\zeta)^3} \left[1 - \frac{4\zeta}{(1+\zeta)^2} \cos^2 \varphi \right], \quad (2.7)$$

gdzie $\zeta = (\gamma\theta)^2$. Łatwo zauważyć, że dla $\zeta=1$, czyli wtedy gdy $\theta=1/\gamma \equiv \theta_g$, współczynnik przed $\cos^2(\varphi)$ równy jest 1 i jest to jego maksymalna wartość. Dla kątów



Rysunek 2.2. Promieniowanie poruszającego się relatywistycznego ładunku e przyspieszanego prostopadłe do wektora prędkości. Cienkimi liniami schematycznie zaznaczono zaburzenia pola elektromagnetycznego rozchodzące się w przestrzeni. Schematyczny rozkład natężenia promieniowania jest zacieniowany. Tor cząstki leży w płaszczyźnie XZ i jest narysowany grubą przerywaną linią. Wektor prędkości $\boldsymbol{\beta}$ jest skierowany zgodnie z kierunkiem osi Z układu współrzędnych. Przyspieszenie $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ jest skierowane wzdłuż osi X układu współrzędnych. Kąt θ jest kątem pomiędzy kierunkiem obserwacji \mathbf{n} a kierunkiem prędkości cząstki. Kąt φ jest kątem pomiędzy rzutem wektora \mathbf{n} na płaszczyznę XY a kierunkiem wektora przyspieszenia. Obraz w lewym dolnym rogu rysunku (widoczny również na okładce tej książki) przedstawia chwilowy rozkład natężenia rejestrowany na małym ekranie o rozmiarach 1cm x 1cm ustawionym w odległości 30 m od początku układu współrzędnych, obliczony na podstawie wzoru (2.7) dla $\gamma=12000$ i $\rho=25$ m. Kolory żółty, czerwony i czarny odpowiadają strumieniowi odpowiednio <75 , $75-150$ i $150-210$ W/sr. Maksimum odpowiada natężeniu promieniowania około $0.2 \mu\text{W}/\text{mm}^2$.

θ wyraźnie mniejszych bądź większych od θ_g jest on już mniejszy od jedynek. Dlatego też wyrażenie w nawiasie kwadratowym jest rzędu 1 i jest czynnikiem kształtującym rozkład natężenia w funkcji kąta φ . Głównym modulatorem natężenia jest czynnik zawierający ζ stojący przed nawiasem kwadratowym. Widać wyraźnie, że znaczącą moc promieniowania otrzymamy dla kątów θ mniejszych od kąta granicznego θ_g . Dla większych kątów moc promieniowania szybko maleje do zera. Typowe wartości γ w synchrotronach III generacji są rzędu 10^4 , co daje nam bardzo mały zakres kątowy promieniowania synchrotronowego (rzędu 0.1 mrad). Powoduje to, że nawet w dużej odległości od cząstki przekrój poprzeczny wiązki promieniowania jest mały, tak jak to widać na rysunku 2.2, na którym zaprezentowano ślad wiązki na ekranie odległym o 30 m od punktu emisji.

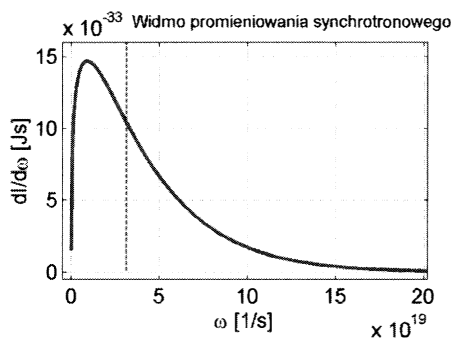
Promieniowanie synchrotronowe ładunku poruszającego się po okręgu ma szerokie widmo. Wynika to z jego specyficznej impulsowej struktury czasowej. Jak to zostało pokazane wyżej, promieniowanie emitowane w określonej chwili skupione jest w kącie bryłowym rzędu $1/\gamma$. Ponieważ promieniujący ładunek porusza się po okręgu i wektor prędkości cząstki stale się zmienia, to do obserwatora znajdującego się w pewnej odległości od punktu, w którym przyspieszany jest ładunek, promieniowanie dociera w postaci krótkiego impulsu¹⁷. Można pokazać, że czas trwania tego impulsu promieniowania wynosi $\Delta t \approx \rho/2c\gamma^3$. Z analizy Fouriera wiadomo, że widmo częstotliwościowe impulsu musi się rozciągać co najmniej do częstości równej odwrotności czasu trwania impulsu. Definiuje się zatem częstość krytyczną ω_c (ang. *critical frequency*) równą:

$$\omega_c \approx \frac{3}{2} c\gamma^3 / \rho, \quad (2.8)$$

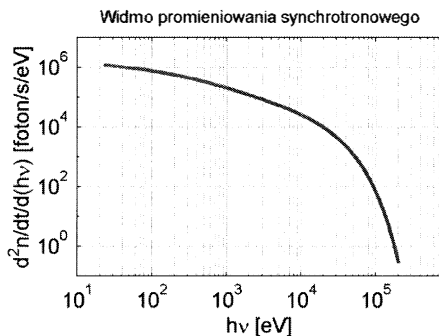
charakteryzującą widmo promieniowania synchrotronowego¹⁸. Dokładniejsze obliczenia pokazują, że rozkład przestrzenny natężenia promieniowania dla róż-

¹⁷ Często charakter emisji promieniowania synchrotronowego porównuje się do emisji światła wysyłanego przez latarnię morską. Jak wiadomo, obserwator znajdujący się w dużej odległości od latarni widzi powtarzające się impulsy światła. Czas trwania pojedynczego impulsu jest proporcjonalny do szerokości kątowej snopu światła z latarni i jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości kątowej reflektora. Podobnie jest z promieniowaniem synchrotronowym. Tutaj jednak czas trwania impulsu jest dodatkowo skrócony przez efekty relatywistyczne związane z tym, że ładunek porusza się z prędkościami bliskimi prędkości światła.

¹⁸ Czynniki Lorentza γ , jak wynika z zależności (2.2), jest miarą całkowitej energii cząstki wyrażonej w jednostkach jej masy spoczynkowej i np. dla energii elektronów w pierścieniu ESRF (Grenoble) równej 6 GeV wynosi on $1.2 \cdot 10^4$. Przyjmując, że $\rho=25$ m otrzymujemy wtedy, że $\omega_c \approx 3 \cdot 10^{19}$ 1/s, co odpowiada energii fotonów $\hbar\omega_c=20$ keV. W podręczniku Jacksona [1987] charakterystyczna częstość ω_c nazywana jest „częstością graniczną” i jest dwa razy większa od podanej tutaj (ogólnie przyjętej) definicji (2.8).



Rysunek 2.3. Rozkład widmowy energii promieniowania synchrotronowego pojedynczego elektronu wyemitowanego w jednym obiegu w funkcji ω/ω_g . Jest to taki sam rozkład promieniowania jak rozkład przedstawiony na rysunku 6.2, ale narysowany w skali liniowej¹⁹. Pionowa linia przerywana odpowiada częstości krytycznej ω_c .



Rysunek 2.4. Rozkład ilości fotonów emitowanych przez pojedynczy elektron na sekundę na jednostkowy przedział energii fotonów w funkcji energii $h\nu$ emitowanych fotonów. Rozkład obliczony na podstawie $dI/d\omega$ pokazanego na rysunku 2.3.

nych częstości nie jest taki sam. Promieniowanie o wyższych częstościach jest mniej rozbieżne niż promieniowanie o częstościach niższych. Dyskusję przestrzennego rozkładu widmowego promieniowania synchrotronowego Czytelnik znajdzie w UZUPEŁNIENIU 6.1. Jeżeli scałkuje się przestrzenny rozkład promieniowania po kątach, otrzyma się widmową zależność $dI/d\omega$ energii promieniowania I wyemitowanej przez elektron w pojedynczym obiegu po okręgu w funkcji częstości. Ta zależność (przedstawiona również w UZUPEŁNIENIU 6.1) jest narysowana w skali liniowej na rysunku 2.3. Można na nim zobaczyć (co często podkreśla się w literaturze), że całkowita moc dla częstości mniejszych niż częstość krytyczna ω_c (2.8) jest mniej więcej równa całkowitej mocy dla częstości większych od ω_c .

Jak to wynika z równania (2.1), kierunek pól elektrycznych promieniowania jest wyznaczony przez kierunek wektora przyspieszenia ładunków oraz kierunek obserwacji. Z tego powodu, jeżeli wektor \mathbf{n} leży w płaszczyźnie toru cząstki ($\theta=0$) to obserwujemy tylko ruch elektronu w kierunku wektora przyspieszenia, co powoduje, że obserwujemy promieniowanie spolaryzowane liniowo w płaszczyźnie orbity elektronu. Jeżeli jednak obserwujemy tor elektronu z punktu leżącego poza płaszczyzną orbity, widzimy dodatkowo ruch cząstki w kierunku pionowym. Dlatego też poza orbitą rejestrujemy również promieniowanie o składowej pola elektrycznego prostopadłej do orbity cząstki. To powoduje, że promieniowanie nad i pod orbitą posiada składową eliptycznej pola-

¹⁹ Rozkład obliczony dla $\gamma=12000$ i $\rho=25$ m (parametry synchrotronu ESRF).

ryzacji, przy czym skłonność tej polaryzacji jest przeciwna po obu stronach orbity. Ilościową dyskusję polaryzacji promieniowania synchrotronowego Czytelnik znajdzie w UZUPEŁNIENIU 6.2.

Z równania (2.5) widać przede wszystkim, że moc świecenia jest mocno zależna od energii naładowanej cząstki. Dlatego najsilniej świecą źródła, w których czynnik γ jest duży. Jeżeli przyjmiemy takie parametry jak w Europejskim Źródle Promieniowania Synchrotronowego (ESRF)²⁰, gdzie krążą elektrony o energii 6 GeV, czynnik γ jest w przybliżeniu równy 12000. Natężenia pól magnetycznych w magnesach odchylających tego synchrotronu wynoszą 0.8 T. Przy takich warunkach promień krzywizny toru elektronu wynosi $\rho = 25$ m. Z wyrażenia (2.4) wynika, że chwilowa moc promieniowania P wynosi $1.5 \mu\text{W}$. Wydawałoby się, że jest to niewielka moc, ale trzeba pamiętać, że jest to moc promieniowania przypadająca na pojedynczy elektron i tak naprawdę jest znaczna. Przy tej mocy i przy założeniu, że pole magnetyczne jest na całym obiegu takie samo, w pojedynczym obiegu elektron straci na promieniowanie energię $8 \cdot 10^{-13} \text{ J} = 5 \text{ MeV}$ ²¹.

Przedstawiony wyżej opis promieniowania synchrotronowego jest oparty na elektrodynamice klasycznej. W zasadzie teoria klasyczna w zadowalający sposób opisuje generację tego promieniowania. Wiadomo jednak z mechaniki kwantowej, że natura promieniowania jest kwantowa, a emisja fotonów jest procesem przypadkowym, którego prawdopodobieństwo określone jest odpowiednią statystyką kwantową. Aby opisać natężenie promieniowania za pomocą liczby fotonów należy podzielić ilość emitowanej energii przez energię pojedynczego fotonu. Przykład takiego rozkładu przedstawiony jest na rysunku 2.4. Dla energii krytycznej (20 keV) otrzymujemy wartość około 9000 fotonów na sekundę w przedziale energii o szerokości 1 elektronowolta²². Jeżeli scałkujemy rozkład liczby emitowanych fotonów, przedstawiony na rysunku 2.4, po energii fotonów, to otrzymamy całkowitą wydajność emisji fotonów. Jeżeli obliczymy wtedy średnią liczbę fotonów emitowanych przez jeden elektron na odcinku 1 m jego toru w pojedynczym przebiegu, to otrzymamy zaledwie kilka fotonów. Jest to wartość mała, co powoduje, że fluktuacje kwantowe związane ze stratami energii przyspieszanych elektronów mają znaczenie dla dynamiki wiązki elektronowej w akceleratorach. Są to jednak dość specyficzne problemy i w tej pracy nie będziemy ich dyskutować.

²⁰ Skrót ESRF pochodzi od angielskiej nazwy *European Synchrotron Radiation Facility*. Synchrotron ten znajduje się w Grenoble we Francji i jest wspólną inwestycją krajów europejskich.

²¹ Warto zauważyć, że strata energii rzędu 5 MeV w stosunku do 6 GeV jest niewielka (ok. 0.08%) i jest „uzupełniana” przez moduły przyspieszające przy każdym obiegu elektronu.

²² Trzeba pamiętać o tym, że w czasie 1 s elektron wykonuje około 350 tys. okrążeń.

Warto zauważyć, że znając energię elektronów oraz wartości natężeń pól magnetycznych, można stosunkowo dokładnie obliczyć parametry promieniowania synchrotronowego, a w szczególności jego natężenie. Z tego powodu synchrotrony wykorzystuje się jako źródła kalibracyjne dla wielu urządzeń detekcyjnych służących do rejestracji promieniowania w różnych zakresach długości fal (od podczerwieni do promieniowania X). Z drugiej strony, badając widmo promieniowania synchrotronowego możemy określić parametry pól magnetycznych, czy energie cząstek przez nie przelatujących, co jest wykorzystywane w akceleratorach do diagnostyki przyspieszanych strumieni cząstek.

Podsumowując ten podrozdział można wymienić charakterystyczne właściwości promieniowania elektromagnetycznego emitowanego przez ultra-relatywistyczny elektron przyspieszany w polu magnetycznym:

- silna anizotropia kierunkowa wzdłuż wektora prędkości elektronu
- duże natężenie całkowite
- krótkie impulsy czasowe
- szeroki zakres widmowy
- polaryzacja liniowa w płaszczyźnie orbity
- polaryzacja eliptyczna poza płaszczyzną.

2.2 Synchrotrony

W podrozdziale 2.1 pokazano, że przyspieszana ultra-relatywistyczna cząstka obdarzona ładunkiem promieniuje w specyficzny sposób. Najbardziej charakterystycznymi cechami tego promieniowania jest skoncentrowanie natężenia w wąskim kącie bryłowym wokół kierunku wektora prędkości cząstki i szerokie widmo energetyczne o charakterystycznym kształcie. Po raz pierwszy promieniowanie synchrotronowe w pasmie widzialnym zaobserwowano w 1947 roku w Laboratorium General Electric w synchrotronie, w którym docelowa energia elektronów wynosiła 70 MeV²³. Jeszcze przed tym wydarzeniem przewidywano zjawisko strat energii elektronów w cyklotronach [Blewett, 1946]. Badania jakie nastąpiły po tym odkryciu pozwoliły na zweryfikowanie i udokładnienie teorii [Schwinger, 1949].

Przez wiele lat promieniowanie synchrotronowe było postrzegane jako niepożądany efekt strat energii w akceleratorach kołowych. W takich akceleratorach wykorzystuje się silne magnesy dipolowe (o polach rzędu 1 T) do zakrzywienia toru przyspieszanych cząstek tak, aby je utrzymać na kołowej orbicie. Cząstki przelatując przez pole magnetyczne są przyspieszane prostopadle do

²³ To historyczne wydarzenie jest opisane w publikacjach Pollock [1982] i Orłowski [2006].

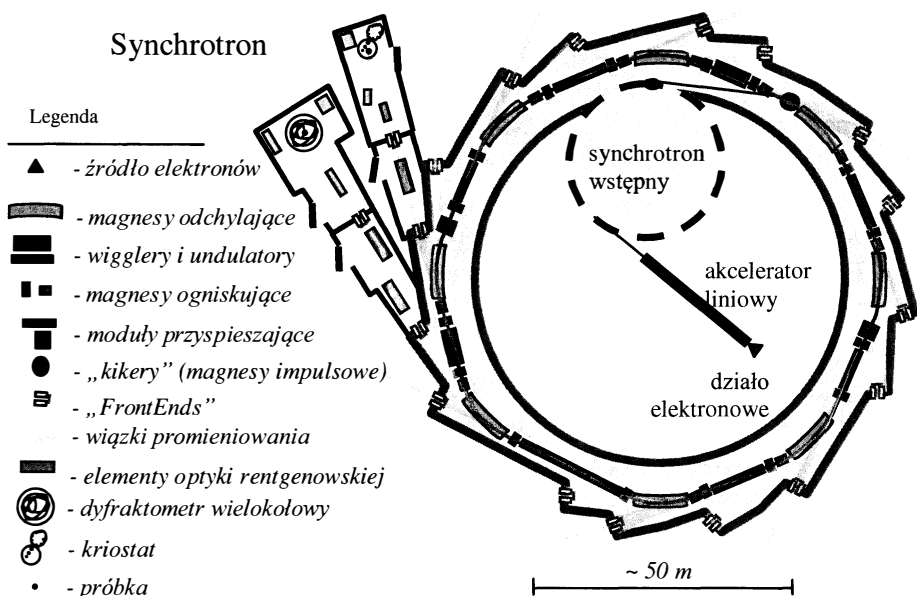
kierunku prędkości cząstek i promieniują tak, jak to zostało wyżej opisane, tracąc przy tym energię. Pomimo tych strat, energia cząstek w akceleratorze jest sukcesywnie zwiększana w modułach przyspieszających. Żeby przyspieszyć cząstki, moduły przyspieszające muszą dostarczać energii większej niż energia wypromieniowana przez cząstki w pojedynczym obiegu. Modułami przyspieszającymi są zazwyczaj rezonansowe wnęki, w których silne pole elektromagnetyczne oscyluje z częstością radiową (~100 MHz, ang. *Radio Frequency*, RF).²⁴

Chociaż niepożądane, promieniowanie synchronotry było wykorzystywane do badania stanu i jakości wiązki przyspieszanych cząstek. Jak to podkreślono w poprzednim podrozdziale, promieniowanie synchronotry jest szczególnie silne w przypadku lekkich cząstek. Gdy energie akceleratorów elektronowych wzrosły, okazało się, że natężenie promieniowania z magnesów odchylających jest na tyle duże, że można je wykorzystać w eksperymentach (I generacja). Szybko zorientowano się, że promieniowanie synchronotry (które dla wysokich energii elektronów osiągnęło już zakres energii promieniowania X) jest niezwykle użyteczne i pozwala na znacznie szybsze pomiary niż podobne, przeprowadzane przy wykorzystaniu konwencjonalnych lamp rentgenowskich. Dodatkowo, naturalna, liniowa polaryzacja promieniowania synchronotry w centrum wiązki oraz składowa kołowej polaryzacji w małym obszarze poza płaszczyznę orbity synchronotry otworzyła drogę do zupełnie nowych rodzajów badań.

To spowodowało, że zaczęto budować synchronotry przeznaczone wyłącznie do badań naukowych wykorzystujących promieniowanie rentgenowskie (II generacja), w których to synchronotrach utrzymywano stałą energię elektronów i przyspieszając je tylko po to, żeby uzupełnić straty związane z emitowanym promieniowaniem²⁵. Przykładowy schemat synchronotry przedstawiony jest na rysunku 2.5. Ponieważ wykorzystanie tych źródeł dało bardzo wiele zachęcających wyników naukowych zaczęto udoskonalać synchronotry tak, aby jeszcze bardziej rozszerzyć możliwości badań.

²⁴ W ogólności synchronotry są akceleratorami, w których cząstki krążą po ustalonej (w pewnym zakresie) okrężnej orbicie dzięki zakrzywianiu ich toru za pomocą pól magnetycznych. Przyspieszanie następuje na skutek synchronicznego zwiększania natężenia pól przyspieszających oraz wartości pól magnetycznych magnesów odchylających tak, aby cząstki o zwiększającej się energii krążyły po tej samej orbicie. Nazwa „promieniowanie synchronotry” pochodzi właśnie od akceleratorów tego typu, w których po raz pierwszy zostało doświadczalnie zaobserwowane, o czym wspomnieliśmy wyżej.

²⁵ Synchronotry, o których piszemy w tej pracy są w zasadzie tzw. pierścieniami akumulacyjnymi (ang. *accumulation ring*), w których energia elektronów utrzymywana jest na stałym poziomie, a wartości pól magnetyczny i napięcia oraz częstości RF są stałe. Jednak określenie tych urządzeń jako „synchronotry” jest bardzo mocno zakorzenione zarówno w literaturze angielskiej jak i polskiej.



Rysunek 2.5. Schemat przykładowego synchrotronu opartego na 8 magnesach odchylających. Paczki elektronów krążą w specjalnej (nienarysowanej) rurze próżniowej nazywanej pierścieniem akumulacyjnym. Pierścień jest napełniany paczkami elektronów wytwarzanymi w specjalnym działo elektronowym, które są najpierw przyspieszane w akceleratorze liniowym, a później we wstępnym synchrotronie. Paczki elektronów są wstrzeliwane do właściwego synchrotronu za pomocą impulsowych magnesów zwanych „kikerami”. Promieniowanie jest emitowane w magnesach odchylających, wigglerach i undulatorach. Straty energii na promieniowanie są uzupełniane w modułach przyspieszających (tutaj dwa moduły). Pierścień jest obudowany grubymi ścianami betonowymi (szare grube linie) w celu ochrony przed wysokoenergetycznym promieniowaniem, które może pojawić się, gdy w wyniku awarii wiązka elektronów uderzy w materiał stały. Promieniowanie jest wyprowadzane przez układy szczelin i blokad (ang. *FrontEnds*) odpornych na silne promieniowanie. Na rysunku przedstawiono dwie przykładowe stacje badawcze, które zazwyczaj składają się z części optycznej i części pomiarowej. W rzeczywistości wszystkie wiązki są wykorzystane w stacjach badawczych o różnej architekturze i wyposażeniu. Przykładowy opis stacji jest podany w podrozdziale 4.3.

Rzeczywisty rozwój techniki akceleratorowej doprowadził do wybudowania synchrotronów III generacji, które obecnie wiodą niezaprzeczalny prym w badaniach z wykorzystaniem promieniowania rentgenowskiego. Charakterystyczną cechą tych synchrotronów jest wysoka energia elektronów, niska emitancja oraz wykorzystanie układów magnesów zwanych wigglerami i undulatorami, o czym będzie mowa w dalszej części tego rozdziału. Promieniowanie synchrotronowe jest wykorzystywane do badań w stacjach badawczych usytuowanych wokół pierścienia synchrotronu. Są to pomieszczenia specjalnie osłonięte i zabezpieczone.

zione przed niepowołanym wejściem, które zabezpieczają personel przed silnym promieniowaniem. Przykładowy opis stacji jest podany w części 4.3. Czytelnik zainteresowany rozwojem źródeł synchrotronowych znajdzie więcej informacji w książce Winicka [1994].

Przegląd parametrów obecnych synchrotronów i przyszłych silnych źródeł promieniowania rentgenowskiego można znaleźć w pracy Bilderbacka [2005]. My zajmiemy się tutaj bardziej szczegółowo elementami istotnymi dla uzyskania wysokich natężeń promieniowania synchrotronowego i będziemy się odnosić do najnowocześniejszych synchrotronów działających obecnie.

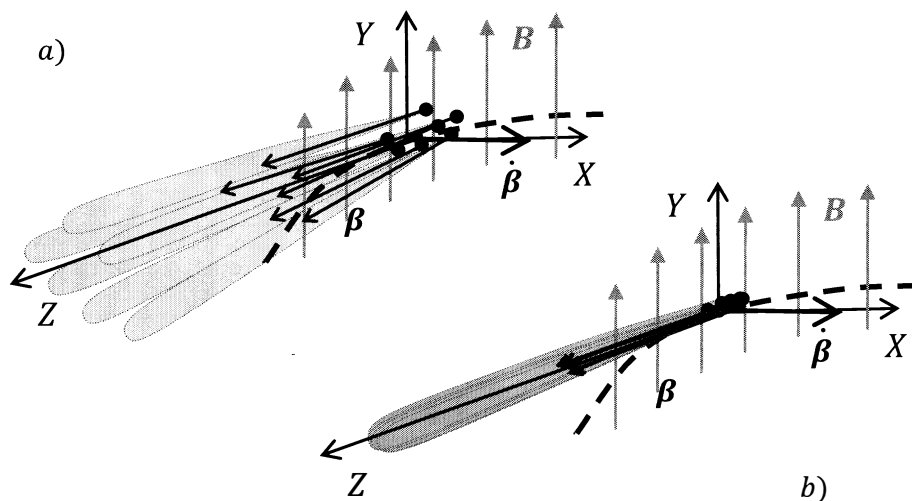
2.2.1 Emitancja i jasność

Przedstawiona w podrozdziale 2.1 krótka charakterystyka promieniowania dotyczyła promieniowania pojedynczego elektronu przyspieszanego prostopadle do jego prędkości. W rzeczywistości w synchrotronach poruszają się grupy elektronów, które będziemy w tej pracy nazywać paczkami elektronowymi lub po prostu paczkami²⁶. Oczywiście jest, że jeżeli przyspieszana jest grupa elektronów, w której są one rozmieszczone przypadkowo to otrzymamy moc promieniowania proporcjonalną do liczby elektronów. W przybliżeniu tak jest w przypadku całkowitego natężenia promieniowania. Jeżeli jednak będziemy rozważać rozkład kątowy, widmo i koherencję promieniowania, to ze względu na wysoką anizotropię przestrzenną promieniowania synchrotronowego istotna będzie przestrzenna i pędowa konfiguracja paczki.

Na rysunku 2.6 naszkicowano przykładową sytuację, w której grupa elektronów uzyskuje przyspieszenie dośrodkowe w wyniku ruchu w polu magnetycznym o indukcji B . Przedstawiono dwie sytuacje. Na rysunku a) naszkicowano paczkę, która nie dość, że jest rozproszona w przestrzeni to kierunki wektorów prędkości są rozrzucone (mają znaczną rozbieżność). Na rysunku b) narysowano paczkę, w której elektrony są skupione w przestrzeni a rozrzut wektorów prędkości jest mały. Czytelnik z łatwością widzi, jakie to ma znaczenie dla natężenia promieniowania rejestrowanego w dużej odległości od świecącej paczki.

Warto zauważyć, że nawet jeżeli będziemy mieli małą paczkę elektronów, ale ich prędkości będą rozproszone to otrzymamy niskie natężenie promie-

²⁶ W synchrotronach cząstki mogą być przyspieszane tylko w małych grupkach, których długość (rozmiar mierzony w kierunku ruchu cząstek) nie może być zbyt duży. Jest to spowodowane tym, że pola elektryczne w modułach przyspieszających są zmienne w czasie z częstością rzędu kilkuset MHz i tylko dla określonych chwil występuje konfiguracja pozwalająca na przyspieszenie przelatujących cząstek. Zatem paczki cząstek powinny być jak najkrótsze i wlatywać w obszar przyspieszania w odpowiedniej fazie pól. W literaturze angielskiej grupa cząstek przyspieszana w akceleratorze nosi nazwę *bunch*.



Rysunek 2.6 Promieniowanie grupy elektronów przyspieszanych dośrodkowo w polu magnetycznym B . Opis elementów rysunku jest taki sam jak w opisie rysunku 2.2. Część a) przedstawia rozproszoną paczkę elektronową w przestrzeni położeń i przestrzeni pędów (wysoka emitancja). Część b) przedstawia skupioną paczkę elektronową, w której cząstki dodatkowo posiadają małe rozmycie w przestrzeni pędów (niska emitancja).

niowania w pewnej odległości od źródła. Podobnie będzie, jeżeli przy małym rozrzucie wektorów prędkości paczka będzie mocno rozproszona w przestrzeni. Widać zatem, że istotny dla natężenia promieniowania emitowanego przez paczkę elektronów jest iloczyn rozmycia przestrzennego paczki i rozmycia pędowego (a szczególnie składowej pędu prostopadłej do kierunku obserwacji, Z). Dlatego też wprowadza się pojęcie poprzecznych emitancji ε_x i ε_y , które w najprostszej ujęciu są iloczynami rozmycia przestrzennego i kątowego w dwóch kierunkach prostopadłych do kierunku propagacji wiązki²⁷:

$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= \Delta x \Delta \alpha_x \\ \varepsilon_y &= \Delta y \Delta \alpha_y\end{aligned}\quad (2.9)$$

gdzie Δx i Δy są przestrzennymi rozmiarami paczki odpowiednio w kierunkach X i Y zaś $\Delta \alpha_x$ i $\Delta \alpha_y$ są kątowymi rozbieżnościami kierunków wektorów prędkości mierzonymi odpowiednio w płaszczyźnie XZ i YZ w układzie odniesienia takim jak na rysunku 2.2.

²⁷ Występuje również pojęcie emitancji znormalizowanej (ang. *normalized emittance*). Jest to emitancja ε pomnożona przez czynnik $\beta\gamma$. Wprowadza się ją dlatego, że emitancja znormalizowana nie zależy od energii cząstek, podczas gdy normalna emitancja maleje, kiedy układ cząstek jest przyspieszany.

Emitancja paczki elektronowej jest ważnym pojęciem w technice akceleratorowej. Jeżeli rozbieżność kątowna paczki wzrośnie zbyt mocno podczas procesu przyspieszania, niektóre cząstki mogą wypaść ze stabilnej trajektorii akceleratora i liczba cząstek w paczce może istotnie zmaleć. Podstawowym zastosowaniem akceleratorów cząstek jest przyspieszenie jak największej ich liczby do jak najwyższej energii. Po skupieniu ich do wiązki o małym przekroju mogą być zderzane z innymi cząstkami i można obserwować produkty procesów zderzeń. Paczki o niskiej emitancji propagują się bez większych strat w sieci magnesów akceleratora, a ponadto mogą być skupione do mniejszych przestrzennych rozmiarów tuż przed eksperymentem zderzeniowym, co zwiększa wydajność eksperymentu²⁸. Emitancja paczki elektronowej jest również ważna w synchrotronach używanych do produkcji promieniowania synchrotronowego (które omawiamy w tej pracy), gdyż wpływa ona na natężenie promieniowania wykorzystywanego w eksperymentach, o czym będzie mowa w dalszej części tego podrozdziału.

W synchrotronach służących jako źródła promieniowania synchrotronowego te same paczki elektronów krążą przez wiele godzin po (w przybliżeniu) kołowej trajektorii (orbicie). W związku z tym, że siły w magnesach odchyłających działają w płaszczyźnie orbity, a układ magnesów odchyłających tworzy w miarę periodyczną sieć, trajektorie elektronów podlega naturalnym oscylacjom w kierunku poziomym. To powoduje, że rozmiar paczki elektronowej w kierunku poziomym jest wyraźnie większy niż w kierunku pionowym. W obu kierunkach prostopadłych do trajektorii paczki rozkład gęstości elektronów w paczce jest w przybliżeniu gaussowski, ale szerokość tego rozkładu w kierunku poziomym jest o dwa rzędy wielkości większa. Aby zredukować poziome drgania wiązki stosuje się specjalne asymetryczne geometrie sieci magnesów, jednak całkowicie tych drgań nie udaje się wygasić. Emitancja i dynamika wiązki elektronowej w synchrotronach jest zagadnieniem bardzo ważnym. Dość powiedzieć, że przejście od synchrotronów II generacji do III generacji polegało głównie na radykalnym zmniejszeniu emitancji i udoskonaleniu próżni w pierścieniu (co wydłużyło czas życia wiązki). W tabeli 2.1, oprócz innych parametrów, przedstawiono wartości emitancji paczek elektronowych w czterech największych synchrotronach: ESRF, APS, SPring-8 oraz PETRA-III²⁹.

Emitancja wiązki jest w przybliżeniu stała we wszystkich punktach orbity, ponieważ optyka elektronowa (w postaci wielobiegunowych magnesów ogni-

²⁸ Tego typu eksperymenty zderzeniowe są wykonywane w fizyce wysokich energii w celu badania własności cząstek elementarnych. W tej pracy nie będziemy zajmować się tymi zagadnieniami.

²⁹ APS - *Advanced Photon Source*, Argonne, Stany Zjednoczone; SPring-8 - *SuPer ring 8 GeV*, Kouto, Hyogo, Japonia; PETRA-III - Hamburg, Niemcy.

skujących) nie może jej zmienić. Jednak rozmiary poprzeczne i rozbieżność paczki mogą być kształtowane. W niektórych partiach orbity rozbieżność kąta jest mała kosztem większych rozmiarów paczki (np. $\sigma(x)=415 \mu\text{m}$, $\sigma(\alpha_x)=10.3 \mu\text{rad}$ w sekcji prostej o parzystym numerze), a w niektórych jest odwrotnie (np. $\sigma(x)=75 \mu\text{m}$, $\sigma(\alpha_x)=111 \mu\text{rad}$ w sekcji magnesów odchylających o parzystym numerze, [ESRF, 2001]).

Tabela 2.1. (*) Wybrane parametry pierścienia oraz paczek elektronowych w czterech największych synchrotronach trzeciej generacji. Skrót RF oznacza przemienny sygnał elektromagnetyczny o częstotliwości radiowej zasilający synchron. Emitancja pozioma oznacza emitancję paczek elektronowych w płaszczyźnie pierścienia, zaś emitancja pionowa oznacza emitancję w kierunku prostopadłym do płaszczyzny pierścienia. Szczegółowy opis parametrów wiązek elektronowych można znaleźć w pracy Harkay i inni [2002]³⁰.

Parametr	ESRF	APS	SPring-8	PETRA III	jednostka
Obwód pierścienia	844.4	1104	1436	2304	m
Energia elektronów	6	7	8	6	GeV
Częstotliwość RF	352.2	351.9	508.6	499.5	MHz
Napięcie RF	9.0	9.5	16	20	MV
Emitancja pozioma	4.0	3.1	3.4	1	nm-rad
Emitancja pionowa	0.025	0.04	0.068	0.01	nm-rad

(*) Numeracja tabel w książce odnosi się do rozdziału i kolejności w tym rozdziale

W celu zwiększenia natężenia promieniowania synchrotronowego synchrotrony pracują w modzie wielopaczkowym (ang. *multi-bunch*), w którym jednocześnie w pierścieniu krąży od kilkudziesięciu do kilkuset paczek elektronowych (oczywiście w odpowiedniej fazie względem fazy drgań pól elektrycznych modułu przyspieszającego)³¹. Długość pojedynczej paczki mierzy się najczęściej czasem przelotu i wynosi około kilkudziesięciu ps (~1cm). Niezależnie od modu wypełnienia pierścienia paczkami, całkowity prąd jaki płynie w pier-

³⁰ PETRA III w odróżnieniu do innych synchrotronów przetrzymuje w pierścieniu pozytony. Można również wspomnieć o nowych synchrotronach, których budowę rozpoczęto. Wymienione poniżej synchrotrony pracują przy energii elektronów równej 3 GeV. L oznacza obwód pierścienia zaś ε_{hor} oznacza poziomą emitancję paczek elektronowych. 1) NSLS-II (Brookhaven) - $L=791.5 \text{ m}$, $\varepsilon_{hor}=0.55 \text{ nmrad}$; 2) MAX IV (Lund) - $L=528 \text{ m}$, $\varepsilon_{hor}=0.24 \text{ nmrad}$; 3) YTPS-NSRRC (Tajwan) $L=518.4 \text{ m}$, $\varepsilon_{hor}=1.6 \text{ nmrad}$.

³¹ W niektórych zastosowaniach zbyt częste impulsy promieniowania synchrotronowego są niepożądane lub wręcz uniemożliwiają eksperymenty. Dlatego też w określonych okresach czasu synchrotron pracuje w modzie pojedynczej paczki lub kilku paczek. Średnia moc promieniowania synchrotronowego jest wtedy mniejsza.

ścieniu jest ograniczony do pewnej maksymalnej wartości podyktowanej mocą jaka może być wydatkowana w modułach przyspieszających. Dla synchronotróń III generacji o energiach elektronów 6-8 GeV są to prądy od 100 do 200 mA³².

Mnożąc prąd wiązki przez okres obiegu elektronów w pierścieniu i dzieląc wynik przez ładunek elektronu otrzymujemy liczbę elektronów krążących w pierścieniu. Przy 200 mA w modzie wielopaczkowym w ESRF krąży $3.5 \cdot 10^{12}$ elektronów. Dzieląc tę liczbę przez liczbę paczek (992) otrzymamy liczbę elektronów w pojedynczej paczce: $3.5 \cdot 10^9$ elektronów (0.56 nC)³³.

Jeżeli pomnożymy liczbę elektronów w pierścieniu przez moc świecenia pojedynczego elektronu obliczoną w rozdziale 2.1 ($1.5 \mu\text{W}$), to okaże się, że chwilowa moc promieniowania synchronotróni osiąga wartość 5.3 MW. Tak by było gdyby wszystkie paczki jednocześnie świeciły. W rzeczywistości pomiędzy magnesami są odcinki prostoliniowe, w których paczki przelatują bez strat energii i w związku z tym w danej chwili część elektronów nie promieniuje. Nominalne napięcie pól we wnękach przyspieszających wynosi 9 MV, co przy 200 mA prądu daje całkowitą moc 2 MW³⁴.

Relatywistyczne paczki elektronów przelatując przez obszar stałego pola magnetycznego w synchronotróni, wysyłają promieniowanie synchronotróne. Wypadkowe promieniowanie paczki będzie niekoherentną sumą fal od poszczególnych elektronów. Rozkład widmowy promieniowania będzie podobny do narysowanego na rysunku 2.4, tylko pomnożony przez liczbę elektronów. Rozkład kątowy promieniowania emitowanego przez paczkę będzie w ogólności konwolucją rozkładu natężenia promieniowania pojedynczego elektronu i rozbieżności kątowej paczki elektronów. W dużej odległości od punktu emisji strumień fotonów w danym przedziale energii przypadający na jednostkę kąta bryłowego będzie ilorzem całkowitej liczby fotonów o danej energii emitowanych w jednostce czasu i kąta bryłowego zawierającego rzeczywisty przestrzenny rozkład promieniowania dla tej energii.

³² Wartość maksymalnego prądu zależy od energii wiązki elektronowej. W synchronotróniach z większą energią elektronów maksymalny prąd jest mniejszy. Częściowo ograniczenie na prąd wynika również ze skończonej wydajności systemu pomp próżniowych utrzymujących wysoki stan próżni w pierścieniu. Przy większych prądach większa moc promieniowania synchronotrónego powoduje zwiększone gazowanie w ściankach pierścienia, co pogarsza jakość próżni i powoduje z kolei szybsze straty ładunku w paczce.

³³ W ESRF maksymalny ładunek w paczce (w modzie pojedynczej paczki) wynosi 56 nC.

³⁴ Pierścień, w którym promień krzywizny byłby stale równy $\rho=25 \text{ m}$ miałby długość 157 m. Długość trajektorii elektronów w ESRF wynosi 844 m i jest 5.3 razy dłuższa. W takich warunkach liczba elektronów emitujących w danej chwili promieniowanie jest proporcjonalnie mniejsza i chwilowa moc powinna być równa 1 MW. Na odcinkach prostych wstawione są jednak dodatkowe układy magnesów (wigglerzy i undulatory), które również zmuszają elektrony do emisji promieniowania, co zwiększa wypromieniowaną moc do około 1.8 MW.

Jednak najbardziej użyteczną wielkość, określającą jakość emitowanej wiązki, otrzymamy jeżeli ten kątowy rozkład promieniowania podzielimy dodatkowo przez poprzeczną powierzchnię źródła. Otrzymujemy wtedy wielkość nazywaną jasnością spektralną $B(E)$ (ang. *spectral brightness*), którą po uściśleniu szerokości przedziału energii fotonów możemy zdefiniować jako liczbę fotonów emitowanych w jednostce czasu w jednostkę kąta bryłowego na jednostkę powierzchni źródła w przedziale energii fotonów ΔE równej 1 tysięcznej energii fotonów E . Jednostką jasności spektralnej najczęściej stosowanej do promieniowania synchrotronowego jest [foton/s/0.1%bw/mm²/mrad²]³⁵. Skrót 0.1%bw (powszechnie używany w literaturze anglojęzycznej) oznacza „0.1% band width” i jest wspomnianym wyżej przedziałem energii fotonów. Widać wyraźnie, że jasność spektralną otrzymujemy mnożąc całkowity strumień fotonów przypadający na jednostkę energii (taki jak narysowany na rysunku 2.4 tylko pomnożony przez ilość elektronów w paczce) przez czynnik $10^{-3} E$ i dzieląc przez iloczyn poprzecznych emitancji paczki elektronów spleciony (znak $\tilde{}$) z naturalną rozbieżnością promieniowania dla pojedynczego elektronu i dla danej energii, $\tilde{\epsilon}_x \tilde{\epsilon}_y$:

$$B(E) = \frac{d^2 N/dE/dt \cdot 10^{-3} E}{\tilde{\epsilon}_x \tilde{\epsilon}_y} \quad (2.10)$$

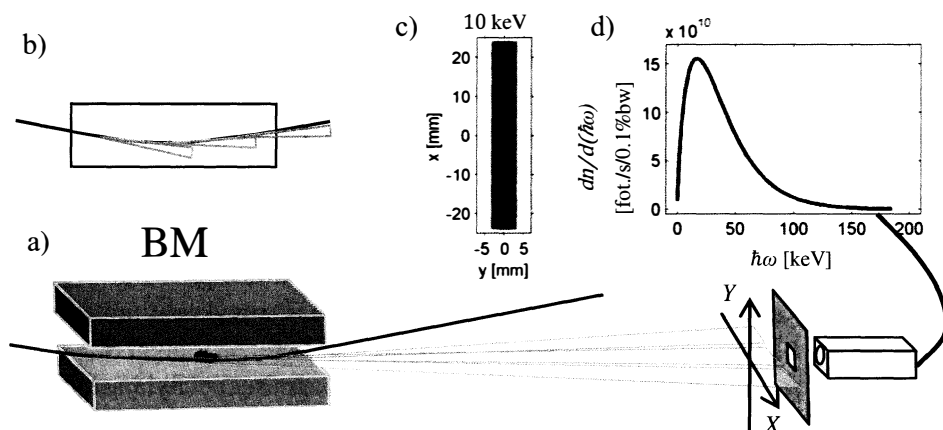
Jasność ma istotne znaczenie dla natężenia promieniowania propagującego się przez elementy optyki rentgenowskiej z dwóch powodów. Pierwszy to ten, że zazwyczaj promieniowanie synchrotronowe podlega monochromatyzacji przed użyciem w eksperymentach. W szczególności w pomiarach z wysoką zdolnością rozdzielczą używa się do monochromatyzacji odbić od płaszczyzn sieciowych płaskich monokryształów. Szerokość kątowa tzw. krzywej odbicia kryształów jest rzędu μrad i jest wyraźnie mniejsza niż naturalna rozbieżność promieniowania pojedynczego elektronu (~ 0.1 mrad). W takich przypadkach ważne jest, aby rozbieżność kątowa paczki elektronów nie była większa od $100 \mu\text{rad}$. Drugi powód to ten, że w eksperymentach wykorzystujących zogniskowaną wiązkę synchrotronową maksymalne natężenie promieniowania, jakie można uzyskać, jest odwrotnie proporcjonalne do powierzchni źródła³⁶. Zatem małe poprzeczne rozmiary paczki elektronowej są pożądane.

³⁵ Jasność spektralna jest wielkością podobną do używanego w fotometrii promieniowania widzialnego pojęcia luminancji L , której jednostką jest $\text{W}/\text{sr}/\text{m}^2$. Ścisła relacja może być zapisana następująco: $L = \int B(E) 10^3 dE$, gdzie czynnik 10^3 wynika z przyjętego przedziału energii $10^{-3} E$ w definicji jasności (0.1%bw). Energię należy wyrazić w dżulach, a całe wyrażenie pomnożyć przez przeliczniki do odpowiednich jednostek powierzchni i kąta bryłowego.

³⁶ Tak jest wtedy, gdy układ optyczny pracuje poza reżimem limitu dyfrakcyjnego.

2.2.2 Magnesy stosowane w synchrotronach

W synchrotronach można wyróżnić trzy rodzaje źródeł promieniowania synchrotronowego: magnes odchylający (BM), wiggler (WG) i undulator (UD)³⁷. O ile największe natężenie otrzymujemy z undulatorów, używane są wszystkie trzy źródła, gdyż w różnych aplikacjach potrzebne są różne właściwości promieniowania synchrotronowego. Poniżej przedstawione są charakterystyki tych trzech rodzajów źródeł. Obliczenia widm promieniowania, rozkładu strumieni fotonów i jasności zostały wykonane przy użyciu programu SPECTRA [Tanaka T. i Kitamura, 2001]. W obliczeniach przyjęto parametry



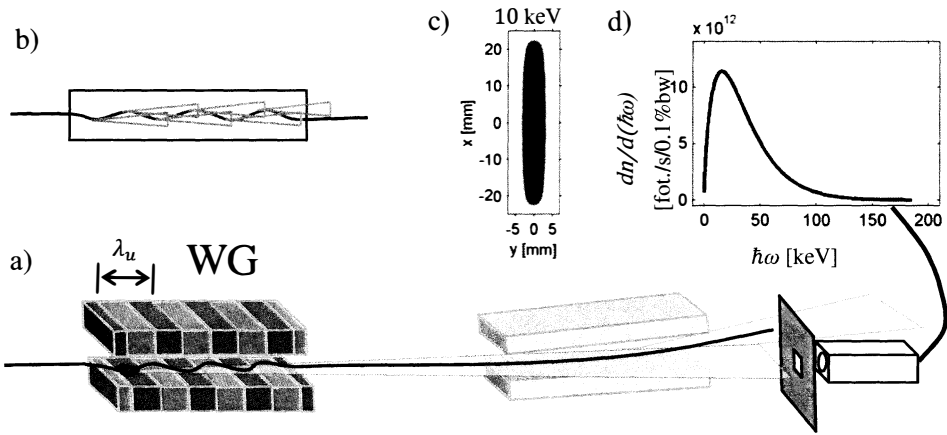
Rysunek 2.7. Promieniowanie synchrotronowe emitowane z magnesu odchylającego (BM). Część a) przedstawia przestrzenny schemat magnesu odchylającego, gdzie czerwony i niebieski kolor oznacza dwa różne bieguny pola magnetycznego. Żółtym kolorem zaznaczono ślady wiązek fotonowych. Po prawej stronie narysowano schematycznie spektrometr ustawiony za kwadratową diafragmą w odległości 30 m. Część b) przedstawia rzut z góry rozkładu wiązek fotonowych z różnych części trajektorii paczki elektronów. Część c) przedstawia przestrzenny rozkład strumienia fotonów o energii 10 keV w miejscu diafragmy. Kierunki X i Y są kierunkami prostymi do kierunku emisji promieniowania, przy czym kierunek X leży w płaszczyźnie orbity, a kierunek Y jest do niej prostopadły. Kolory żółty, czerwony i czarny odpowiadają gęstościom strumieni odpowiednio około $3 \cdot 10^{13}$, $8 \cdot 10^{13}$ i $12 \cdot 10^{13}$ fotonów/s/mrad²/0.1%bw. Część d) przedstawia zależność strumienia fotonów od ich energii, którą zarejestruje spektrometr umieszczony za kwadratową diafragmą o boku 1 mm w odległości 30 m od źródła. Dane do części c) i d) zostały obliczone przy użyciu programu SPECTRA [Tanaka T. i Kitamura, 2001] dla parametrów wiązki elektronów właściwych synchrotronowi ESRF i pola magnetycznego 0.8 T.

³⁷ Ang. *Bending Magnet* (BM), *Wiggler* (WG) i *Undulator* (UD). Nazwy *wiggler* i *undulator* nie doczekały się polskich odpowiedników (choć ostatnie urządzenie nazywane jest czasami „ondulator”) i będą w tej pracy używane w oryginalnej angielskiej formie. W literaturze angielskiej dwa ostatnie typy źródeł często są nazywane *Insertion Devices*. W literaturze polskiej można spotkać określenie „urządzenia wstawkowe”.

wiązki elektronowej synchrotronu ESRF: energia elektronów 6 GeV, prąd w pierścieniu 200 mA, oraz parametry emitancji paczek elektronowych takie jak przedstawiono w tabeli 2.1. Przykładowe, przestrzenne rozkłady strumieni fotonów zostały obliczone w odległości 30 m od źródła dla energii 10 keV. Należy pamiętać, że dla wyższych energii rozkłady te są węższe.

Magnes odchylający jest dużym magnesem dipolowym, którego zadaniem jest przede wszystkim zakrzywienie toru paczek elektronowych tak, aby utrzymać je na kołowej orbicie. Promieniowanie z magnesu odchylającego jest szeroko rozrzucone w płaszczyźnie orbity, tak jak to jest pokazane na rysunku 2.7, gdyż we wszystkich punktach toru paczki elektronów mają różne kierunki prędkości. Widać, że detektor umieszczony w pewnej odległości od magnesu może zarejestrować promieniowanie tylko z niewielkiego odcinka toru. Przy parametrach wiązki elektronowej wymienionych wyżej, z magnesu odchylającego możemy na osi wiązki uzyskać gęstość strumienia fotonów rzędu $1.3 \cdot 10^{14}$ fotonów/s/mrad²/0.1%bw dla energii 10 keV, co dla tej energii daje jasność magnesu odchylającego równą $5.5 \cdot 10^{15}$ fotonów/s/mm²/mrad²/0.1%bw. Przez kwadratową diafragmę o boku 1 mm ustawioną w odległości 30 m od źródła przechodzi strumień $1.3 \cdot 10^{11}$ fotonów/s/0.1%bw o energii 10 keV. Wartości dla innych energii można w przybliżeniu odczytać z wykresu umieszczonego w części d) rysunku 2.7.

Zwiększenie natężenia promieniowania z magnesu odchylającego nie jest możliwe, gdyż parametry pola magnetycznego oraz maksymalny prąd są ustalone dla danego synchrotronu. Zwiększenie strumienia fotonów jest możliwe przez zwielokrotnienie krzywizn toru, z których możemy jednocześnie pozyskiwać promieniowanie. Taka idea jest realizowana w układach magnesów nazywanych wigglerami. W najprostszym ujęciu wiggler jest układem magnesów ustawionych jeden za drugim, w których kierunek pola magnetycznego zmienia zwrot. Paczka elektronów przelatująca przez ten układ doznaje na przemian zakrzywień raz w jedną raz w drugą stronę tak jak to jest pokazane na rysunku 2.8. Detektor ustawiony w pewnej odległości od wigglera rejestruje promieniowanie emitowane z $2 \cdot N_u$ zakrzywień toru elektronów, gdzie N_u jest liczbą okresów wigglera. Możemy się spodziewać, że o taki czynnik zwiększy się strumień fotonów rejestrowany przez detektor, co potwierdzają wyniki obliczeń umieszczone na rysunku 2.8. Dla wigglera o 37 okresach, dla 10 keV, strumień fotonów na osi wiązki jest w przybliżeniu równy $9 \cdot 10^{15}$ fotonów/s/mrad²/0.1%bw, jasność wigglera dla tej energii jest zaś równa $2.8 \cdot 10^{16}$ fotonów/s/mm²/mrad²/0.1%bw. Przez kwadratową aperturę o boku 1 mm w odległości 30 m przechodzi strumień $9 \cdot 10^{12}$ fotonów/s/0.1%bw.

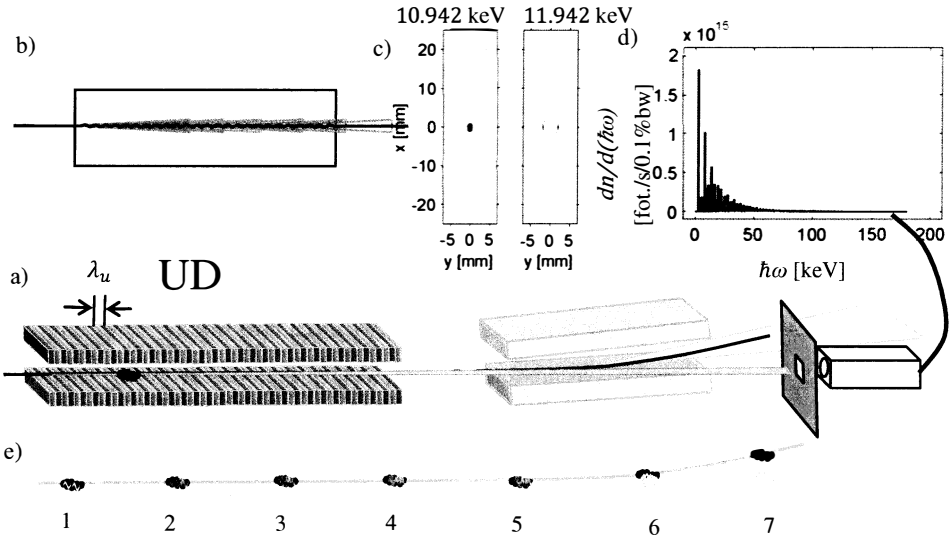


Rysunek 2.8. Promieniowanie synchrotronowe emitowane przez wiggler (WG). Opis elementów rysunku jest taki sam jak w opisie do rysunku 2.7. Obliczenia wykonano dla wigglera o $N_p=37$ okresach pola magnetycznego, o okresie przestrzennym 12 cm (λ_u zaznaczone na części a), maksymalnym polu magnetycznym 0.8 T i całkowitej długości wigglera 4.5 m. W części c) kolory żółty, czerwony i czarny odpowiadają gęstościom strumieni odpowiednio około $2 \cdot 10^{15}$, $6 \cdot 10^{15}$ i $9 \cdot 10^{15}$ fotonów/s/mrad²/0.1%bw.

Wiggler są ustawiane na prostych odcinkach toru elektronów pomiędzy magnesami odchylającymi i konfigurację magnesów dobiera się tak, aby kierunek wiązki elektronów na wyjściu był taki sam jak na wejściu wigglera. Jest wiele możliwych konfiguracji rozkładu pól magnetycznych wigglera. Jeżeli chcemy uzyskać większe natężenie dla wyższych energii stosujemy silne pola magnetyczne przy niewielkiej liczbie okresów³⁸. Jeżeli z kolei zależy nam na natężeniu przy niższych energiach stosujemy większą liczbę słabszych magnesów. Jeżeli układ magnesów jest planarny, to znaczy taki, że kierunek pola magnetycznego jest stale prostopadły do płaszczyzny orbity, a zmienia się tylko jego wartość i zwrot to, ze względu na to, że z punktu widzenia obserwatora ustawionego na osi wigglera obserwujemy równą ilość lewych i prawych zakrzywień toru, element kołowej polaryzacji ponad płaszczyznę orbity elektronów kasuje się i otrzymujemy nad orbitą również liniową polaryzację. Nie oznacza to jednak, że nie możemy uzyskać z wigglera silnej wiązki promieniowania o polaryzacji kołowej. Modyfikując układ magnesów tak, aby trajektorie elektronów wewnątrz wigglera nie była płaska tylko miała kształt śrubowy, możemy spowodować, że na osi wiązki otrzymamy polaryzację kołową. Przykładem mo-

³⁸ Najlepiej byłoby zastosować jak największą liczbę okresów. Jednak całkowita długość wigglera jest ograniczona dostępnymi miejscami pomiędzy instalacjami magnesów odchylających i magnesów ogniskujących. Aby wytworzyć silniejsze pola magnetyczne potrzebne są większe magnesy, co powoduje, że przy ograniczonej długości wigglera otrzymujemy mniej okresów.

że być wiggler na stacji BL08W, gdzie eliptycznie spolaryzowane promieniowanie jest wykorzystywane w pomiarach magnetycznych profili komptonowskich, o czym będzie mowa w podrozdziale 4.3.



Rysunek 2.9. Promieniowanie synchrotronowe z undulatora (UD). Opis części (a-d) jest taki sam jak w opisie rysunku 2.7. Obliczenia wykonano dla undulatora o $N_u=140$ okresach pola magnetycznego, o długości okresu 3.2 cm, maksymalnym polu magnetycznym 0.8 T i całkowitej długości undulatora 4.5 m. W części c) narysowano rozkłady natężenia dla dwóch energii: 10.942 keV, odpowiadającej 4-tej harmonicznej podstawowej częstotliwości undulatora oraz dla energii 11.942 keV, która jest przesunięta o 1 keV i nie odpowiada żadnej energii harmonicznej. Kolory żółty, czerwony i czarny odpowiadają gęstościom strumieni odpowiednio około $0.7 \cdot 10^{17}$, $2 \cdot 10^{17}$ i $3 \cdot 10^{17}$ fotonów/s/mrad²/0.1%bw. Część e) schematycznie przedstawia mechanizm generowania impulsów promieniowania synchrotronowego. Liczby numerują kolejne fazy przemieszczania się paczki elektronów i promieniowania.

Undulator jest w konstrukcji podobny do wigglera. Jest tak samo układem wielu magnesów o periodycznie zmieniającej się polaryzacji. Różnica polega na tym, że w undulatorze okres przestrzennej modulacji pola magnetycznego jest krótszy i amplituda oscylacji wiązki elektronów mniejsza. O ile w przypadku wigglera obserwator ustawiony w pewnej odległości od wigglera obserwuje dyskretne krótkie impulsy promieniowania synchrotronowego (tak jak w magnesie odchylającym) od poszczególnych maksimów zakrzywienia toru, to w przypadku undulatora obserwator widzi ciągłe falowanie paczki elektronowej. Jeżeli pole nie jest zbyt silne i amplituda undulacji wiązki elektronowej jest mała, to oscylacje są prawie sinusoidalne. To powoduje, że w widmie promieniowania pojawia się charakterystyczna długość fali związana z drganiami paczki. W pierwszym przybliżeniu emitowana przez undulator charakterystyczna dłu-

gość fali jest wynikiem dwóch relatywistycznych efektów. Pierwszy, to skrócenie Lorentza okresu undulatora w układzie paczki elektronów. W układzie odniesienia związanego z paczką elektrony emitują falę o długości odpowiadającej skróconemu okresowi undulatora. Drugi efekt, to istotne skrócenie długości fali obserwowanej w układzie laboratoryjnym na skutek efektu Dopplera. Daje to wyrażenie na charakterystyczną długość fali $\lambda_1 = \lambda_u/2/\gamma^2$, gdzie λ_u jest długością okresu undulatora w układzie laboratoryjnym. W rzeczywistości trajektoria elektronów nigdy nie jest idealną sinusoidą, co powoduje, że oprócz podstawowej długości fali λ_1 pojawiają się wyższe harmoniczne λ_n .

Dla undulatora natężenie jak i widmo promieniowania zależą silnie od kąta obserwacji w stosunku do osi undulatora. Można pokazać, że dla pierwszej harmonicznej kąt emisji promieniowania jest $\sqrt{N_u}$ razy mniejszy od naturalnej rozbieżności promieniowania dla pojedynczego elektronu, spektralna szerokość linii widmowej jest zaś odwrotnie proporcjonalna do liczby okresów undulatora $d\lambda/\lambda = 1/N_u$. To powoduje, że przy dużych N_u , undulator jest niezwykle jasnym źródłem dla określonych długości fali. Widać to na przykładzie rozkładu przestrzennego promieniowania przedstawionego na rysunku 2.9, gdzie obserwujemy bardzo silną małą plamkę na lewym rysunku części c). Taka pozytywna sytuacja występuje jednak tylko dla specyficznych energii, takich jak przykładowa energia 4 harmonicznej 10.942 keV, gdyż już dla energii 11.942 keV centralny plamka znika i pojawiają się słabsze plamki 2 mm pod i nad osią undulatora (prawa część rysunku 2.9c).

Mogłoby się więc wydawać, że undulator jest mało użyteczny, gdyż emituje duże natężenie selektywnie (tylko dla niektórych energii) i nie można go użyć tam, gdzie przestrajanie energii jest konieczne. Jednak, długość fali pierwszej harmonicznej (a zatem i pozostałych) jest nie tylko funkcją okresu undulatora, ale jest również funkcją natężenia pola magnetycznego. Dzieje się tak dlatego, że przy słabszym polu magnetycznym składowa prędkość elektronów wzdłuż osi undulatora jest zbliżona do prędkości elektronów na prostych odcinkach trajektorii. Jeżeli jednak pole jest silniejsze, a elektrony poruszają się po pofalowanym torze, składowa prędkości wzdłuż osi undulatora maleje. To powoduje, że dopplerowski czynnik skrócenia fali jest mniejszy i emitowana jest fala o większej długości. Dzięki temu zjawisku możemy zmieniając pole magnetyczne przestajać undulator tak, aby uzyskać silne natężenie dla pożądanej długości fali. Przestrajanie możliwe jest tylko w pewnym zakresie. Dla określonej harmonicznej dolne ograniczenie wynika ze spadku całkowitego natężenia promieniowania emitowanego przez elektrony wraz ze zmniejszaniem się pola magnetycznego, natomiast górna granica długości fali odpowiada maksymalnej wartości pól magnetycznych, które można wytworzyć w undulatorze. Zmiany natężenia pól magnetycznych w undulatorze dokonuje się przez zmianę „szcze-

liny” undulatora (ang. *undulator gap*) czyli przestrzeni między górnym i dolnym rzędem magnesów. Minimalna szczelina definiuje maksymalne pole, jakie może być wytworzone w undulatorze³⁹. Szczegółowy opis promieniowania emitowanego przez wiggler i undulatory można znaleźć w książce Onuki i Elleaume [2003].

Wspólny wpływ okresu undulatora i wartości pola magnetycznego na długość fali pierwszej harmonicznej można zapisać następującym równaniem:

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right), \quad (2.11)$$

gdzie:

$$K = \frac{eB_{max}\lambda_u}{2\pi mc}, \quad (2.12)$$

gdzie, z kolei B_{max} jest maksymalną wartością pola w undulatorze. Bezwymiarowy parametr K , zdefiniowany równaniem (2.12), nazywany jest często parametrem wychylenia, gdyż liczbowo odpowiada ilorazowi maksymalnego kąta odchylenia trajektorii elektronów w stosunku do osi undulatora i kąta $1/\gamma$ odpowiadającego naturalnej rozbieżności promieniowania synchrotronowego pojedynczego elektronu. Zatem dla $K \leq 1$ mamy sytuację, w której obserwator, usytuowany na osi undulatora w pewnej odległości od niego, będzie rejestrował nieznikający ciąg falowy. Gdy $K > 1$ charakter promieniowania staje się bardziej szeregiem impulsów, co skutkuje pojawieniem się większej liczby harmonicznych które dla dużych K poszerzają się i zlewają się w ciągłe widmo charakterystyczne dla magnesu odchylającego.

Synchrotrony są impulsowymi źródłami promieniowania, gdyż źródłem promieniowania są zlokalizowane paczki elektronów. Relatywistka ruchu elektronów jest powodem bardzo prostej relacji pomiędzy długością trwania impulsów promieniowania synchrotronowego i parametrów paczek elektronowych. Przede wszystkim trzeba zauważyć, że prędkość paczek elektronowych jest niewiele mniejsza od prędkości światła. Jeżeli obliczy się wyprzedzenie światła względem paczki elektronów o energii 6 GeV⁴⁰, kiedy paczka przelatuje przez undulator o długości 4.5 m to otrzymamy długość 16 nm. Jest to wielkość nie-

³⁹ Ostatnio pojawiły się undulatory, w których można zmieniać okres undulatora. Są to tzw. undulatory rewolwerowe, w których na obrotowym statywie są umieszczone dwa układy magnesów o różnym okresie i w zależności od potrzeb można obracając statywem najechać na rurę z wiązką elektronów jednym zestawem bądź drugim.

⁴⁰ Dla elektronów o energii 6 GeV czynnik γ wynosi 11742 zaś β jest wtedy równa 0.9999999964. Jak łatwo obliczyć, światło jest szybsze od paczki elektronów jedynie o 1.1 m/s, co przy czasie przelotu przez undulator równym 15 ns daje wyprzedzenie 16 nm.

zwykle mała w porównaniu z długością paczki, która jest rzędu 1 cm. Zatem, podczas generacji promieniowania przez undulator, promieniowanie propaguje się razem z paczką. W konsekwencji przestrzenna długość impulsu promieniowania synchrotronowego od pojedynczej paczki jest praktycznie równa długości paczki.

Tabela 2.2 Porównanie parametrów źródeł promieniowania synchrotronowego i ich jasności dla energii około 10 keV obliczonej na osi wiązki. Parametry wiązki elektronowej: energia elektronów 6 GeV, prąd w pierścieniu 200 mA, emitancji paczek elektronowych takie jak przedstawiono w tabeli 2.1 dla ESRF. BM oznacza magnes odchyłający, WG oznacza wiggler zaś UD- undulator. Obliczenia wykonane programem SPECTRA [Tanaka T. i Kitamura, 2001].

Parametr	BM	WG	UD	jednostka
Liczba okresów pola magnetycznego N_u	-	37	140	
Długość okresu pola magnetycznego L_u	-	12	3.2	cm
Indukcja pola magnetycznego B_{max}	0.8	0.8	0.8	T
Parametr wychYLENIA K	-	9	2.4	
Całkowita moc świecenia	40	13	14	kW
Strumień fotonów przez kolimator 1 mm ² ustawiony w odległości 30 m od źródła	$1.3 \cdot 10^{11}$	$9 \cdot 10^{12}$	$3.4 \cdot 10^{14}$	fotony /s/0.1%bw
Średnia jasność	$5.5 \cdot 10^{15}$	$2.8 \cdot 10^{16}$	$1.5 \cdot 10^{19}$	fotony /mm ² /mrad ² /s/0.1%bw
Szczytowa jasność ⁴¹	$7.8 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{21}$	fotony /mm ² /mrad ² /s/0.1%bw

Jeżeli policzymy czas trwania impulsu promieniowania ($\Delta t = \Delta l/c$), który w przestrzeni ma długość Δl równą 1 cm, to otrzymamy wartość 33.3 ps. Warto dodatkowo zauważyć, że przy takich proporcjach długości undulatora i paczki elektronów, czas trwania impulsów praktycznie nie zależy od długości undulatora. Jeżeli w pierścieniu krąży tylko jedna paczka to impulsy powtórzą

⁴¹ To jest szczytowa jasność obliczona dla synchrotronu, który pracuje w modzie wielepaczek. W modzie pojedynczej paczki szczytowa jasność wzrasta około 30 razy. Podana jasność undulatora jest obliczona dla czwartej harmonicznej. Przechodząc undulator tak, aby pierwsza harmoniczna znalazła się blisko energii 10 keV, jasność można jeszcze kilkakrotnie zwiększyć.

się około 355000 razy w ciągu sekundy (ESRF). W przypadku, gdy w pierścieniu krąży więcej paczek częstość impulsów dodatkowo się zwiększy.

W części e) rysunku 2.9 przedstawiono fazy przemieszczania się paczki elektronów w kolejnych chwilach. W punkcie 1 paczka wlatuje w undulator i zaczyna promieniować. W kolejnych punktach 2 i 3 natężenie promieniowania rośnie i osiąga swoją największą wartość w punkcie 4, w którym paczka wylatuje z undulatora. Paczka elektronów i światło propagują się razem aż do punktu 5, gdzie paczka wlatuje do magnesu odchylającego. Tor paczki elektronowej jest zakrzywiony przez magnes, natomiast impuls promieniowania, który nie oddziałuje z polem propaguje się dalej prosto, co powoduje rozdzielenie się elektronów i promieniowania (punkty 6 i 7). Rysunek 2.9e można również zinterpretować inaczej. Ponieważ w modzie wielupaczek w ESRF krąży 992 paczek na obwodzie 844 m, więc odległość między paczkami jest około 80 cm. Ta odległość jest porównywalna z odległością paczek na rysunku w skali długości undulatora. Można zatem traktować liczby jako numery kolejnych paczek, rysunek zaś jako „zdjęcie” wykonane w jednej chwili, gdy synchrotron pracuje w modzie wielu-paczek.

Jak to już zauważyliśmy, promieniowanie emitowane przez paczkę przesuwają się względem niej o niewielki ułamek rozmiarów samej paczki. Jest oczywistą rzeczą, że promieniowanie wyemitowane przez elektrony w środku paczki może oddziaływać z elektronami znajdującymi się nieznacznie przed nimi. Oddziaływanie to jednak jest słabe, gdyż gęstość elektronów w paczce jest nieduża, a samo promieniowanie przesuwają się względem paczki bardzo nieznacznie, ponieważ undulatory stosowane w synchrotronach są zbyt krótkie.

Ze względu na impulsowy charakter promieniowania synchrotronowego wprowadza się dodatkowe pojęcie szczytowej jasności źródeł synchrotronowych. Jest to jasność obliczona w czasie trwania impulsu. Impulsowy charakter promieniowania jest wykorzystywany w wielu rodzajach eksperymentów do badania chwilowych własności materii. W szczególnych przypadkach długości paczek mogą być skrócone do wartości pojedynczych pikosekund, co wydaje się być limitem czasowej zdolności rozdzielczej eksperymentów z wykorzystaniem promieniowania z synchrotronów.

Więcej informacji na temat promieniowania synchrotronowego Czytelnik może znaleźć w pozycjach książkowych poświęconych wytwarzaniu i wykorzystaniu promieniowania synchrotronowego takich jak: Winick [1994], Bordovitsyn [1999], Duke [2000], Wiedemann [2003] i Hofmann [2004]. Na uwagę zasługują również starsze prace przeglądowe Wille [1991] i Margaritodo [1995] oraz materiały szkoleniowe Walker [1992]. W polskojęzycznej literaturze brak jest książek poświęconych w całości tym zagadnieniom. Oprócz wspomnianego już podręcznika Jacksona [1987] można wymienić podręcznik elektrodynamiki

Suffczyńskiego [1969], w którym przedyskutowane są podstawy emisji promieniowania synchrotronowego, a także kilka publikacji napisanych po polsku, w których Czytelnik znajdzie dodatkowe informacje. W książce Olesia [1998] możemy znaleźć informację o zastosowaniach promieniowania synchrotronowego w metodach dyfrakcyjnych badania ciała stałego. W popularnonaukowych artykułach Görlicha [2005 i 2005a] przystępnie opisano metodę generowania promieniowania synchrotronowego oraz jego wykorzystania w badaniach naukowych. Kisiel [2006] przedstawia źródła promieniowania synchrotronowego oraz opisuje jego wykorzystanie w badaniach ciała stałego. Szuszkiewicz [2007] przedstawia zastosowanie promieniowania synchrotronowego w badaniach fononów, Pełka [2007] zaś opisuje zastosowanie tegoż promieniowania w biologii i medycynie.

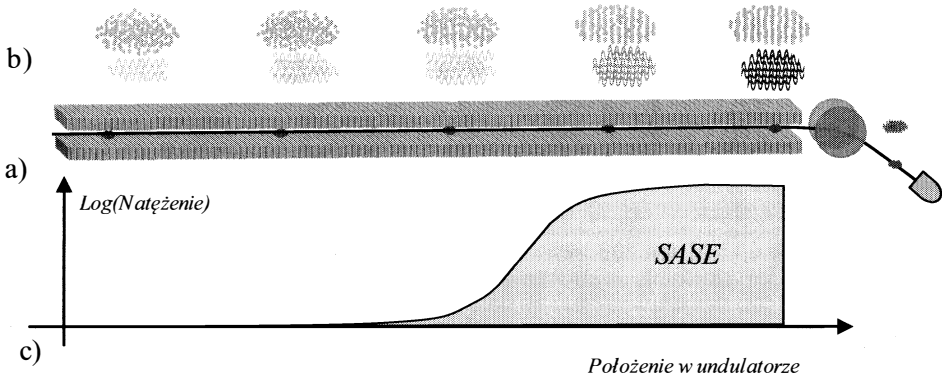
Sporo informacji można znaleźć na oficjalnych stronach internetowych trzech największych synchrotronów: ESRF [2010], SPring-8 [2010] i APS [2010] jak również na stronie internetowej organizacji zrzeszającej wszystkie zaawansowane źródła promieniowania: Lightsources.org [2010].

2.3 Lasery na swobodnych elektronach

Zasada działania urządzeń nazywanych rentgenowskimi laserami na swobodnych elektronach (ang. *Free Electron Laser*, FEL) jest podobna do działania undulatora w jednym z wielu synchrotronów wykorzystywanych obecnie⁴². Różnica polega na tym, że undulator w laserze na swobodnych elektronach jest znacznie dłuższy, a emitancja paczki elektronowej znacznie mniejsza. Jeżeli zapewnimy odpowiednio liniową trajektorię paczki elektronowej w długim undulatorze, to w każdej chwili paczka elektronów i narastający impuls promieniowania będą się przykrywać, jak to zostało wyjaśnione w poprzednim podrozdziale. Wtedy na skutek wspólnego działania pól magnetycznych undulatora i pól elektromagnetycznych promieniowania pojawia się zjawisko samoporzadkowania się paczki na warstewki odległe od siebie o długość fali emitowanego promieniowania (rysunek 2.10). To powoduje, że od pewnego momentu undula-

⁴² W tej pracy ograniczymy się do dyskusji laserów na swobodnych elektronach emitujących promieniowanie rentgenowskie. Od blisko 40 lat działają lasery na swobodnych elektronach w pasmie podczerwonym i promieniowania widzialnego. W obszarze fal dłuższych (w stosunku do promieniowania rentgenowskiego) można wykorzystać lustra do wytworzenia wnęki rezonansowej, w której znajduje się wiggler lub undulator i otrzymać koherentne intensywne promieniowanie [np. Tolk i inni, 1995 czy Barletta i inni, 2010]. W przypadku promieniowania rentgenowskiego, ze względu na krótką falę, takich wnęk nie można wytworzyć. Emisja koherentnego intensywnego promieniowania odbywa się dzięki zjawisku SASE, o którym piszemy w tym podrozdziale.

tor emituje poprzecznie koherentną falę, co znacznie zwiększa natężenie promieniowania (patrz dyskusja na końcu podrozdziału). Zjawisko to nosi nazwę *Self Amplified Spontaneous Emission* (SASE, np. Saldin E. L. i inni, [2003]).



Rysunek 2.10. Schemat propagacji paczki elektronów w długim undulatorze lasera na swobodnych elektronach. Część a) przedstawia długi undulator, w którym propaguje się paczka elektronowa. Za undulatorem jest usytuowany dipol kierujący paczką elektronów do stopera. Część b) przedstawia strukturę paczki elektronów w poszczególnych położeniach w undulatorze oraz impuls promieniowania elektromagnetycznego wytwarzany przez paczkę. Impuls promieniowania oraz paczka elektronowa są przesunięte względem siebie dla przejrzystości rysunku. W rzeczywistości paczka elektronów i impuls promieniowania przekrywają się tak, jak to jest pokazane w części e) rysunku 2.9. Po przebyciu odpowiedniej odległości w undulatorze, paczka elektronów ulega uporządkowaniu z okresem równym długości fali emitowanego promieniowania⁴³. Część c) przedstawia schematyczny wykres logarytmu natężenia promieniowania elektromagnetycznego emitowanego przez paczkę w funkcji położenia paczki w undulatorze⁴⁴.

Jak to pokazaliśmy wyżej, przy energii elektronów rzędu kilku GeV promieniowanie elektromagnetyczne tylko nieznacznie wyprzedza elektrony. Zatem oddziaływanie promieniowania na elektrony i proces porządkowania się rozciąga się tylko na niewielkiej odległości (~20 nm) wewnątrz paczki elektronów, która w FEL ma rozmiary rzędu 100 μm . Z tego powodu różne części paczki porządkują się niezależnie. Ponieważ porządkowanie jest spontaniczne, poszczególne części paczki elektronowej mogą porządkować się przy nieznacznie innych długościach fali, co powoduje, że widmo promieniowania SASE

⁴³ Proporcje na rysunku nie odpowiadają rzeczywistości. Długość fali emitowanego promieniowania i odległość pomiędzy warstewkami w uporządkowanej paczce jest rzędu 1 Ångstréma. Ponadto porządkowanie jest bardziej lokalne i w paczce elektronowej występują lokalne obszary uporządkowane, które nie są ze sobą powiązane.

⁴⁴ W wyniku porządkowania paczki natężenie wzrasta do momentu maksymalnego uporządkowania paczki. Później natężenie przyrasta już nieznacznie.

składa się ze zbioru bardzo wąskich linii grupujących się wokół pierwszej harmonicznej undulatora λ_1 (równanie 2.11).

Spontaniczność pojawiania się SASE jest również przyczyną pewnych fluktuacji natężenia impulsów emitowanych przez lasery na swobodnych elektronach [np. Saldin E. L. i inni, 2010]. Gdyby równoległe do paczki elektronowej wprowadzić do undulatora falę elektromagnetyczną o długości fali bliskiej długości fali emitowanej w sposób spontaniczny to można spodziewać się, że cała paczka uporządkuje się przy stymulowanej długości fali („zasianej”, ang. *seeding*) i uzyskamy w pełni koherentną wiązkę promieniowania. Inicjowanie porządku stosuje się w laserach na swobodnych elektronach pracujących w podczerwieni, gdzie łatwo jest wprowadzić odpowiednio silną wiązkę promieniowania. W przypadku laserów rentgenowskich brak jest, jak na razie, wystarczająco silnych i przestrajalnych źródeł, które mogłyby sterować porządkowaniem się paczek z okresem 1 \AA^{45} .

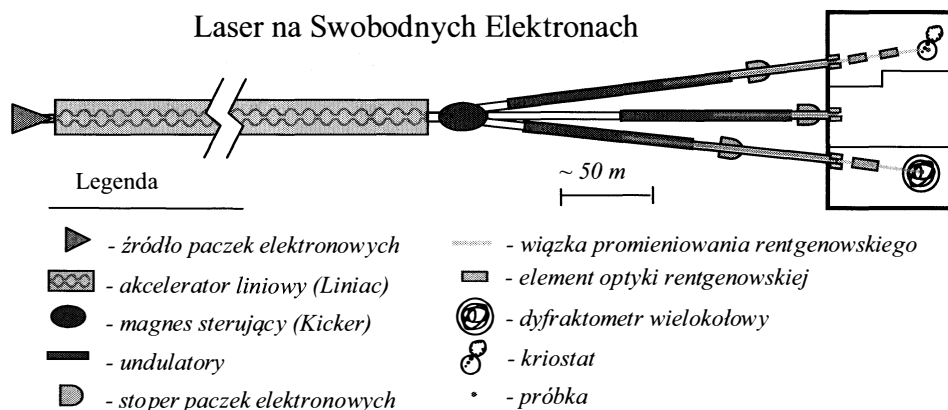
Chociaż promieniowanie emitowane przez lasery na swobodnych elektronach jest takim samym promieniowaniem synchrotronowym jak to generowane w synchrotronach (tyle, że silniejszym i znacznie bardziej koherentnym) to lasery na swobodnych elektronach wyglądają inaczej niż synchrotron. O ile synchrotron ma kształt okręgu (tak jak to jest pokazane na rysunku 2.5), to FEL najczęściej ma kształt linii prostej. Jest to spowodowane koniecznością użycia akceleratora liniowego w celu zachowania niskiej emitancji paczek elektronowych, jeżeli chcemy doprowadzić do ich samoporzadkowania. W obecnie działających laserach na swobodnych elektronach najczęściej wykorzystywany jest tylko jeden undulator. Jednak w projektach nowych laserów, w celu zwiększenia możliwości wykorzystania promieniowania, planuje się stosowanie wielu undulatorów. Przykładowy schemat instalacji lasera na swobodnych elektronach przedstawiony jest na rysunku 2.11.

Pierwszym i bardzo ważnym elementem laserów na swobodnych elektronach jest źródło paczek elektronowych⁴⁶. Ten element jest odpowiedzialny za generację paczek elektronowych o niskiej emitancji. Paczki są dalej przyspieszane w akceleratorze liniowym. Jego schemat przedstawiony na rysunku 2.11 jest bardzo uproszczony. W rzeczywistości taki akcelerator składa się z wielu

⁴⁵ Są jednak pomysły na kontrolę porządkowania się paczek przy użyciu dwóch undulatorów. W tym rozwiązaniu w pierwszym undulatorze paczka emituje promieniowanie, które między undulatorami poddawane jest monochromatyzacji i wprowadzane do drugiego undulatora razem z tą samą (lub kolejną) paczką elektronów.

⁴⁶ Są to najczęściej wyspecjalizowane fotokatody umieszczone we wnękach, gdzie wytworzone jest bardzo silne pole elektryczne ($\sim 10 \text{ MV/m}$). Ładunek jest wytwarzany na małym obszarze powierzchni fotokatody przez oświetlenie jej krótkimi impulsami laserów optycznych. W silnym polu elektrycznym nad powierzchnią katody, ładunek jest gwałtownie przyspieszany do prędkości relatywistycznych już wewnątrz wnęki fotokatody.

modułów przyspieszających, pomiędzy którymi ustawione są magnesy ogniskujące. Ponadto, w środkowej części akceleratora występują sekcje kompresji paczek elektronowych (ang. *bunch compressor*). W zasadzie zawsze podstawowym elementem przyspieszającym akceleratorów liniowych są wnęki rezonansowe, w których za pomocą generatorów wysokiej częstotliwości wytwarza się naprzemienne silne pola elektryczne. Technologia wytwarzania tych wnęk jest kluczowa dla uzyskania wysokich energii cząstek na krótkich odległościach. Najnowocześniejszymi są nadprzewodzące wnęki, których powierzchnia pokryta jest niobem⁴⁷. Wnęki tego typu są wykorzystywane w zderzaczu LHC w CERN, we FLASHu i będą użyte w akceleratorze liniowym lasera XFEL w Hamburgu.



Rysunek 2.11 Schemat przykładowego lasera na swobodnych elektronach. Paczki elektronów o niskiej emitancji generowane są w specjalnym źródle elektronów. Następnie paczki są przyspieszane w akceleratorze liniowym do odpowiedniej energii. Magnes sterujący kieruje paczki do odpowiednich undulatorów, w których generowane jest SASE. Za undulatorami paczki elektronów kierowane są do stoperów, a impulsy promieniowania propagują się do stacji pomiarowych, w których wykorzystywane są w eksperymentach.

Paczki elektronowe przyspieszone do energii kilku GeV są kierowane do różnych undulatorów za pomocą magnesów impulsowych. Zaletą użycia wielu undulatorów, oprócz zwiększenia liczby jednoczesnych użytkowników, jest również to, że można dobrać parametry undulatorów tak, aby uzyskać maksymalne natężenia w różnych zakresach długości fal promieniowania rentgenowskiego. Jednak głównym czynnikiem regulującym długość fali jest energia elektronów (czynniki γ w równaniu (2.11)), która w przypadku lasera na swobodnych elektronach, może być zmieniana w zależności od potrzeb. Paczki elektronów

⁴⁷ Wnęki te są utrzymywane w temperaturze ciekłego helu [Sekutowicz i inni, 2004]

przelatują przez undulator tylko raz i są zatrzymywane w stoperach. Wiązki promieniowania wytworzone w undulatorach, podobnie jak to się dzieje w synchrotronach, są wykorzystywane w stacjach badawczych. Konstrukcja stacji nie odbiega znacznie od tych budowanych przy synchrotronach. Wyjątkiem jest system blokady wiązki, który w przypadku laserów na swobodnych elektronach musi być zaprojektowany tak, aby nie ulegał degradacji przy narażeniu na intensywną wiązkę promieniowania rentgenowskiego⁴⁸. Problem niszczenia powierzchni dotyczy również elementów optycznych używanych do kierowania i ogniskowania wiązki.

Tabela 2.3. Parametry akceleratora i undulatora w LCLS (na podstawie [LCLS, 2010 i 2002]).

Parametr	Wartość
Długość akceleratora	~1 km
Maksymalna częstość akceleracji paczek	100 Hz
Ładunek w paczce	1 nC
Prąd w pikie	3.4 kA
Całkowita długość undulatora	120 m
Liczba sekcji	33
Długość sekcji	4 m
Magnesy undulatora	Płaskie NdFeB
Maksymalne pole magnetyczne	1.32 T
Okres undulatora	3 cm

Do chwili obecnej (koniec roku 2010) wybudowano szereg laserów na swobodnych elektronach, w których energia elektronów wynosi kilkaset MeV. Przy tej niskiej energii lasery na swobodnych elektronach są źródłami promieniowania w pasmie podczerwonym lub w bliskim nadfiolecie⁴⁹. Jedynie dwie instalacje osiągnęły zakres promieniowania rentgenowskiego: FLASH w Hamburgu [FLASH, 2010] i LCLS w Stanford [LCLS, 2010]. FLASH jest laserem pracującym głównie w pasmie głębokiego ultrafioletu, sięgając granicy mięk-

⁴⁸ W przypadku synchrotronów problemem jest głównie duża ilość ciepła, jaka musi być odprowadzona, aby blokada nie uległa stopieniu. Zazwyczaj ciepło odprowadza się za pomocą chłodzenia wodnego. W przypadku laserów na swobodnych elektronach problemem jest silne szczytowe natężenie promieniowania, które niezależnie od zastosowanego chłodzenia niszczy powierzchnię materiałów. Blokady zatem mogą być umieszczone tylko w odpowiedniej odległości od źródła, a ich powierzchnie są wykonane ze specjalnych materiałów.

⁴⁹ Warto tutaj wspomnieć o projekcie budowy lasera na swobodnych elektronach w Instytucie Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana w Świerku, który w pierwszej fazie będzie źródłem promieniowania ultrafioletowego [POLFEL, 2008]

kiego promieniowania rentgenowskiego. Parametry FLASHa będą dokładniej omówione w podrozdziale 4.1, gdzie przedstawiamy wyniki eksperymentów, w których badano plazmę wytworzoną za pomocą wiązki z tego lasera.

LCLS jest pierwszym z trzech rentgenowskich laserów na swobodnych elektronach, które będą mogły emitować promieniowanie o energii przekraczającej 1 keV. W tabeli 2.3 przedstawiono wartości głównych parametrów akceleratora, w tabeli 2.4 przedstawiono zaś wartości parametrów wiązki promieniowania rentgenowskiego, przy czym podano wartości dla granicznych długości fali, które mogą być uzyskane w reżimie SASE. LCLS został uruchomiony w kwietniu 2009 roku i pierwsze eksperymenty z wykorzystaniem promieniowania z tego źródła zostały już przeprowadzone [Emma i inni, 2010]. Kolejne dwa lasery są w budowie: SCSS w SPring-8 [SCSS, 2010] i XFEL w Hamburgu [XFEL, 2010]. Na uwagę zasługuje ostatni z wymienionych, który wedle projektów będzie najsilniejszym i najbardziej zaawansowanym źródłem promieniowania rentgenowskiego.

Tabela 2.4 Parametry promieniowania lasera na swobodnych elektronach LCLS, dla skrajnych długości fali, jaki ten laser może promieniować w reżimie SASE. Długość saturacji jest odległością, na której następuje nasycenie efektu SASE. Energia koherentna jest energią tej części fali elektromagnetycznej emitowanej przez undulator, która wykazuje wysoki stopień koherencji (na podstawie LCLS, [2010 i 2002]).

Parametr	15 Å	1.5 Å	jednostka
Energia elektronów	4.54	14.35	GeV
Energia fotonów	830	8300	eV
Długość saturacji	27	86	m
Moc szczytowa	19	8	GW
Moc średnia	0.61	0.25	W
Energia koherentna na jeden impuls	2.6	2.3	mJ
Średnia jasność	$0.2 \cdot 10^{22}$	$2.7 \cdot 10^{22}$	fotony /mm ² /mrad ² /s/0.1%bw
Szczytowa jasność	$0.64 \cdot 10^{32}$	$8.5 \cdot 10^{32}$	fotony /mm ² /mrad ² /s/0.1%bw

Uzyskanie zjawiska SASE w pasmie promieniowania rentgenowskiego nie jest łatwe. Wiele parametrów musi uzyskać odpowiednie wartości, aby zaszło takie zjawisko. Prócz niskiej emitancji paczki elektronowej, o której wcześniej mówiliśmy, rozmycie energetyczne paczki musi być małe ($\sigma_E/E < 0.05\%$). Paczka musi być gęsta tak, aby przy całkowitym ładunku paczki rzędu 1 nC, uzyskiwać szczytowy prąd o wartości 2-5 kA. Pole magnetyczne undulatora musi być bardzo dokładnie wyjustowane, tak aby nie wprowadzać zmian w li-

niowej trajektorii paczek elektronowych przez undulator. Chodzi o to, aby na całej długości undulatora zapewnić sprzężenie pomiędzy elektronami i promieniowaniem przez nie emitowanym. Ponieważ rozmiary paczki są rzędu 100 μm , a undulator ma długość 100 m, więc wymagania co do liniowości trajektorii elektronów są technicznym wyzwaniem. Wydaje się jednak, jak pokazuje przykład LCLS, że odpowiednie techniki akceleracji i „undulacji” zostały opanowane. Zjawisko SASE występuje tylko w pewnym zakresie długości fali emitowanej przez undulator. Dla zbyt krótkich fal kwantowe fluktuacje związane z przekazem pędu do elektronu na skutek emisji fotonów powodują, że samoporzadkowanie się paczek ustaje. Szacuje się, że proces SASE jest efektywny do energii około 20 keV [Rossbach i inni, 1996]. Można częściowo wykorzystywać wyższe harmoniczne emitowanego widma, gdzie pierwsza harmoniczna występuje dla 10 keV, ale natężenie, jakie się uzyskuje jest już wyraźnie mniejsze.

Jak widać z tabeli 2.4, szczytowa jasność LCLS jest olbrzymia. Odpowiada ona liczbie 10^{12} fotonów na jeden impuls o długości 100 fs przy energii promieniowania 8.3 keV. Jest to liczba porównywalna z liczbą fotonów, jaką możemy uzyskać z wigglera w ciągu jednej sekundy i o dwa rzędy wielkości mniejsza od liczby fotonów, jaką emituje undulator w synchrotronach III generacji (Tabela 2.2). Jeżeli weźmie się pod uwagę, że LCLS może pracować z częstotliwością 100 Hz, to okazuje się, że średnio w ciągu sekundy otrzymujemy z obu źródeł mniej więcej takie same strumienie fotonów⁵⁰. Jednak przewaga laserów na swobodnych elektronach nie leży w średniej mocy, ale właśnie w szczytowej jasności. Dzięki jasności krótkich pojedynczych impulsów emitowanych przez lasery na swobodnych elektronach będzie można przeprowadzić badania niemożliwe do przeprowadzenia przy użyciu synchrotronów, czego najlepszym przykładem jest obrazowanie pojedynczych molekuł, o których piszemy w podrozdziale 4.2.

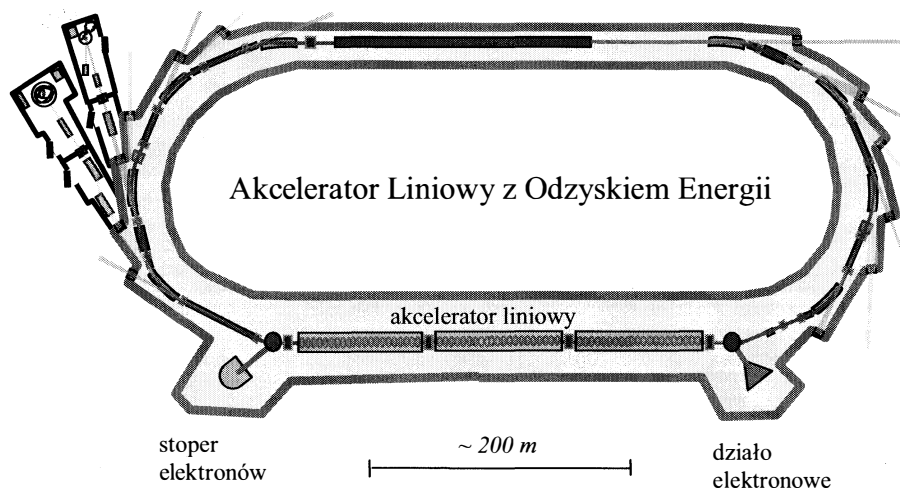
Działanie laserów na swobodnych elektronach zostało przystępnie wyjaśnione w przeglądowej pracy Feldhaua i innych [2005]. Obecne możliwości i dalsze plany rozwoju tych urządzeń można znaleźć w obszernej pracy przeglądowej Barletta i innych [2010].

2.4 Inne źródła promieniowania rentgenowskiego

W tym podrozdziale jako pierwsze można wymienić urządzenia, które w istocie są połączeniem idei synchrotronu i generacji promieniowania w laserach na swobodnych elektronach. Takim urządzeniem jest Akcelerator Liniowy

⁵⁰ Tak jest tylko dla LCLS. XFEL będzie przystosowany do generacji impulsów ze znacznie większą częstotliwością i w związku z tym średnia wydajność fotonów istotnie przewyższy możliwości synchrotronów III generacji (patrz podrozdział 2.5).

z Odzyskiem Energii (ang. *Energy Recovery Liniac*, ERL), w którym paczka elektronów przebiega raz, albo tylko kilka razy, wyznaczony tor, po czym jest hamowana w głównym akceleratorze i następnie zatrzymywana w stoperze (rysunek 2.12). Proces hamowania odbywa się w tym samym czasie, w którym przyspieszana jest jedna z kolejnych paczek elektronów. Hamowana paczka wlatuje do akceleratora w przeciwfazie do fazy pól przyspieszających. Dzięki temu, że niska emitancja wiązki wygenerowana w dziale elektronowym nie degraduje się w kilku okrążeniach paczki elektronowej, źródła te będą jaśniejsze niż obecne synchrotrony. Ponadto powracająca paczka elektronów jest wyhamowywana w tym samym akceleratorze, w którym jest przyspieszana, co pozwala na odzyskanie większości energii zmagazynowanej w paczce przed jej zatrzymaniem w stoperze⁵¹.



Rysunek 2.12. Przykładowy schemat Akceleratora Liniowego z Odzyskiem Energii (ang. *Energy Recovery Liniac*, ERL). Podstawowymi elementami tego źródła są: wydajne działo emitujące paczki elektronowe o niskiej emitancji, akcelerator liniowy, który przyspiesza elektrony do kilku GeV oraz stoper elektronów, do którego kierowane są wyhamowane paczki elektronów. Opis pozostałych elementów rysunku jest taki sam jak w podpisie pod rysunkiem 2.5. W odróżnieniu od synchrotronu (a podobnie jak w laserze na swobodnych elektronach) paczki elektronowe przebiegają undulatory tylko raz, następnie są hamowane (wlatują do akceleratora w przeciwfazie do fazy pól przyspieszających) i zatrzymywane są w stoperze. Położenie akceleratora i rozmieszczenie innych urządzeń może być zupełnie inne niż na przedstawionym przykładzie (patrz np. Cornell Univ. ERL, [2010]).

⁵¹ Dzięki temu odzyskowi energii, który wynosi około 99%, można generować wiązkę o energii 7 GeV i prądzie rzędu 100 mA, co bez odzysku energii wymagałoby olbrzymiej mocy 700 MW.

Dodatkową zaletą ERL jest to, że wstawiając długi undulator, który będzie pracował w reżimie SASE, można zbliżyć się do osiągnięć laserów na swobodnych elektronach⁵². Dlatego też źródła ERL są rozważane jako źródła synchrotronowe IV generacji na równi z laserami na swobodnych elektronach, chociaż sukces, jaki odnoszą lasery na swobodnych elektronach nieznacznie ograniczył plany budowy urządzeń tego typu. Najbardziej zaawansowanym projektem jest modernizacja istniejącego synchrotronu CESR w Cornell University tak, aby pracował jako ERL [Bilderback i inni, 2010]. Innym projektem zasługującym na uwagę jest projekt *Multi-pass Accelerator-Recuperator* (MARS), [Kulipanov i inni, 2007].

Synchrotrony i FEL są znakomitymi źródłami promieniowania, ale są to urządzenia dużej skali, drogie i dostęp do nich jest ograniczony. Dlatego też równoległe do rozwoju synchrotronowych źródeł promieniowania starano się znaleźć inne metody wytwarzania silnego promieniowania rentgenowskiego. Wśród wielu różnych pomysłów dominują idee wykorzystania promieniowania rentgenowskiego z rozgrzanej plazmy.

Rozgrzana plazma świeci tak jak inne termiczne źródła, ale ponieważ jej temperatura może być bardzo wysoka, maksimum natężenie promieniowania może wystąpić w obszarze energii promieniowania rentgenowskiego. Jest wiele różnych technicznych rozwiązań wykorzystujących plazmę jako źródło promieniowania, począwszy od materiału, w którym plazma jest wytwarzana (materiał stały lub gazowy), a skończywszy na sposobie wytworzenia plazmy (wyładowanie elektryczne lub tworzenie plazmy w silnej wiązce lasera).

Źródła plazmowe mogą być bardzo silne. Jako przykład można podać źródła typu Z-pinch⁵³ produkujące w impulsie energie promieniowania rentgenowskiego rzędu milionów dżuli, a moce świecenia dochodzą do 200 TW [Matzen i inni, 1999]. Jednak repetycja tych źródeł nie pozwala na wykorzystanie ich jako źródeł promieniowania X w eksperymentach podobnych do prowadzonych przy synchrotronach. Badania nad nimi są ważne z punktu widzenia wykorzystania plazmy i prób stworzenia źródeł energii wykorzystujących syntezę termojądrową lekkich pierwiastków.

Jest bardzo wiele przykładów wykorzystywania promieniowania rentgenowskiego z plazmy wytwarzanej za pomocą lasera. Zaletą tych źródeł jest to,

⁵² Idea ERL jest wykorzystywana w instalacjach laserów na swobodnych elektronach pracujących w pasmie podczerwonym i widzialnym. Energie elektronów w tych urządzeniach są poniżej 1 GeV, a wymogi co do jakości paczek elektronowych są mniejsze niż w przypadku rentgenowskich laserów na swobodnych elektronach.

⁵³ Metoda polegająca na wytworzeniu bardzo silnego wyładowania elektrycznego, podczas którego, płynący przez plazmę prąd wytwarza pole magnetyczne, które powoduje ściśnięcie plazmy do dużej gęstości.

że potrafią dostarczać bardzo krótkie (~ 10 - 100 fs) impulsy promieniowania. Nieustannie próbuje się zoptymalizować konstrukcję źródeł plazmowych w celu uzyskania dużych natężeń. Na uwagę zasługują osiągnięcia polskich naukowców z Wojskowej Akademii Technicznej [Fiedorowicz, 2005 oraz Fiedorowicz i inni, 2005a], którzy w ciągu ostatnich lat opracowali bardzo wydajne gazowe źródło plazmowe emitujące miękkie promieniowanie rentgenowskie do badań próbek biologicznych [Wachulak i inni, 2010]. Widma tych źródeł, w zależności od składu atomowego plazmy, jej temperatury i gęstości, są bardzo różne. Niekiedy wykorzystuje się widmo ciągłe, a czasami charakterystyczne częstości promieniowania rentgenowskiego wyświecane przez głęboko wzbudzone atomy [np. Zapomni i inni, 2009]. Te charakterystyczne częstości próbuje się wzmocnić wydłużając obszar plazmy i umożliwiając kierunkowe wzmocnienia takie, jakie występują w laserach optycznych. Te urządzenia nazywane laserami rentgenowskimi dają znacznie większą jasność kierunkową dla wybranych linii widmowych [Rocca, 1999; Daido, 2002].

Dużą grupą źródeł rentgenowskich są urządzenia wykorzystujące relatywistyczne elektrony (podobnie jak źródła synchrotronowe), ale zamiast periodycznego pola magnetycznego używa się innych metod generacji promieniowania. Jedną z nich jest skierowanie silnej wiązki lasera optycznego przeciwnie do kierunku ruchu relatywistycznej paczki elektronów, zaproponowaną przez Sprangle'a i innych [1992]. Zjawiska zachodzące w takim przypadku i emitowane promieniowanie zależą od natężenia pola elektrycznego wiązki lasera i przy dużych natężeniach mogą pojawić się efekty nieliniowe [Esarey i inni, 1993 oraz Hartemann, 2009]. W odpowiednim zakresie pola elektryczne mogą pracować jak undulator o bardzo krótkim okresie (rzędu mikrometrów). W związku z tym, promieniowanie rentgenowskie o energii rzędu 7 keV uzyskuje się przy energii elektronów rzędu 60 MeV [Pogorelsky i inni, 2000]. Podobne idee stosuje się do produkcji promieniowania γ do badań w fizyce jądrowej. Rozpraszając wiązkę lasera podczerwonego na elektronach krążących w pierścieniu w SPring-8, w wyniku tzw. odwrotnego efektu Comptona uzyskuje się promieniowanie o energii kilku MeV [Kawase i inni, 2008]. Wykorzystuje się również zjawisko generowania wyższych harmonicznych (ang. *High-order Harmonic Generation*, HHG), gdy promieniowanie z lasera propaguje się przez rozrzedzoną materię. Zjawisko to stosowane od dawna do generacji promieniowania ultrafioletowego, pozwala również na generację impulsów promieniowania o energii 500 eV [Schnürer i inni, 1998].

Odmiernym przykładem wykorzystania lasera jest użycie go do przyspieszania elektronów, które później promieniają w konwencjonalnym undulatorze [Fuchs M. i inni, 2009]. Przegląd nowych idei w technice akceleracji elektronów i generacji promieniowania rentgenowskiego można znaleźć w pracy

Carlstena i innych [2010]. W dalszej części, źródła rentgenowskie wykorzystujące wiązkę lasera optycznego w celu rozpraszania na elektronach lub ich przyspieszania będziemy nazywali źródłami elektro-laserowymi.

Na uwagę zasługuje również źródło przypominające w swej idei lampę rentgenowską. W źródle tym wykorzystuje się wiązkę elektronową o energii rzędu kilkudziesięciu megaelektronowoltów utrzymywaną w małym synchrotronie, która przelatuje przez cienki drut ($10\ \mu\text{m}$)⁵⁴ wykonany z pierwiastka o wysokim Z. Elektrony rozpraszając się na jądrach ciężkich atomów wytwarzają promieniowanie hamowania, tak jak w lampach rentgenowskich. Podobnie jak w synchrotronie, wiązka promieniowania jest skolimowana wzdłuż kierunku ruchu elektronów, co wraz z małymi rozmiarami źródła powoduje, że urządzenie to jest jaśniejsze niż lampa rentgenowska [Yamada i inni, 2006].

Można również wspomnieć o generacji promieniowania rentgenowskiego przez bezpośrednie oddziaływanie wysokoenergetycznych elektronów z kryształami. Promieniowanie to powstaje na skutek dyfrakcji promieniowania emitowanego przez relatywistyczną cząstkę poruszającą się w materii (tzw. promieniowanie Czerenkowa) na periodycznej strukturze atomów kryształu [Brenzinger i inni, 1997]. Pomimo że natężenie tego promieniowanie jest o rzędy wielkości mniejsze od natężenia promieniowania synchrotronowego to, tzw. parametryczne promieniowanie (ang. *Parametric X-Rays*, PXR)⁵⁵ jest intensywnie badane ze względu na jego unikatowe właściwości. Charakteryzuje się ono wąską linią widmową, która może być łatwo przesuwana w skali energii poprzez zmianę kąta pomiędzy kierunkiem wiązki elektronów i płaszczyznami krystalograficznymi [np. Sones i inni, 2006 i 2007].

2.5 Porównanie źródeł promieniowania rentgenowskiego

W podrozdziale 2.2.1 zdefiniowaliśmy jasność źródła (równanie 2.10) i podkreśliliśmy znaczenie tej wielkości fizycznej z punktu widzenia zastosowań promieniowania. W podrozdziale 2.3 zwróciliśmy uwagę na impulsowy charakter współczesnych silnych źródeł promieniowania i na rolę szczytowej jasności promieniowania. W ogólnej charakterystyce źródła należy uwzględnić również inne parametry wiązki promieniowania emitowanego przez źródło⁵⁶. Wydaje się,

⁵⁴ Drut musi być cienki tak, aby nie rozpraszać wiązki elektronów zbyt mocno. Elektrony po rozproszeniu krążą dalej po orbicie kołowej małego synchrotronu i mogą rozproszyć się na drucie wielokrotnie w ciągu jednej sekundy.

⁵⁵ Inne określenia promieniowania tego rodzaju to „promieniowanie dynamiczne” (ang. *dynamical radiation*) czy „kwazi-promieniowanie Czerenkowa” (ang. *quasi-Cerenkov radiation*).

⁵⁶ Dyskutujemy tutaj parametry wiązki emitowanej bezpośrednio ze źródła promieniowania, bez stosowania elementów optyki rentgenowskiej.

że podstawowy zestaw parametrów opisujących promieniowanie może wyglądać następująco:

- widmo energetyczne
- koherencja
- polaryzacja
- kątowny rozkład natężenia promieniowania
- jasność średnia
- całkowity strumień fotonów na sekundę
- jasność szczytowa
- czas trwania pojedynczego impulsu
- liczba fotonów w jednym impulsie
- energia w jednym impulsie

Pierwsze trzy parametry określają rozkład pola elektrycznego w przestrzeni wiązki i w czasie. Widmo energetyczne określa prawdopodobieństwo występowania określonych częstości pola elektromagnetycznego w danej wiązce promieniowania. Jak już wiemy, o ile magnesy odchylające i wigglerzy emitują promieniowanie o szerokim widmie, to widmo z undulatorów o małym K posiada dyskretne częstości. Podobnie jest w przypadku laserów na swobodnych elektronach. Źródła plazmowe na ogół mają skomplikowane widmo, ale rentgenowskie lasery plazmowe charakteryzują się widmem, w którym dominuje jedna linia. Źródła elektro-laserowe wykorzystujące do generacji promieniowania wiązki laserów optycznych i podczerwonych (które są koherentne) mogą emitować wąskie linie, ale często linie te są poszerzone ze względu na statystyczny charakter procesów biorących udział w generacji promieniowania.

W ogólności wszystkie pozostałe z wymienionych parametrów są funkcją długości fali (energii fotonów) emitowanego promieniowania. Nawet, jeżeli źródło jest monoenergetyczne, ale przestrajalne, tak jak np. laser na swobodnych elektronach, wartości tych parametrów często się zmieniają, gdy przechodzimy do innych długości fali (patrz tabela 2.4). Dlatego dyskusja kolejnych parametrów dotyczy wąskiego przedziału energii (tak jak jasność jest określana w przedziale: 0.1%bw).

W przypadku, gdy widmo jest dyskretne i dominuje jedna częstość, koherencja mówi nam o stanie frontu falowego i korelacji fazy pól określonej częstości w funkcji czasu. W najprostszym ujęciu, koherencję wiązki promieniowania określa się za pomocą długości i szerokości koherencji. Są to odległości, na których zachowuje się różnica faz pola elektrycznego, mierzone w kierunku rozchodzenia się promieniowania (długość) i w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku rozchodzenia się promieniowania (szerokość). Zazwyczaj występuje pewien stopień koherencji wiązki, który jest stosunkiem natężenia promienio-

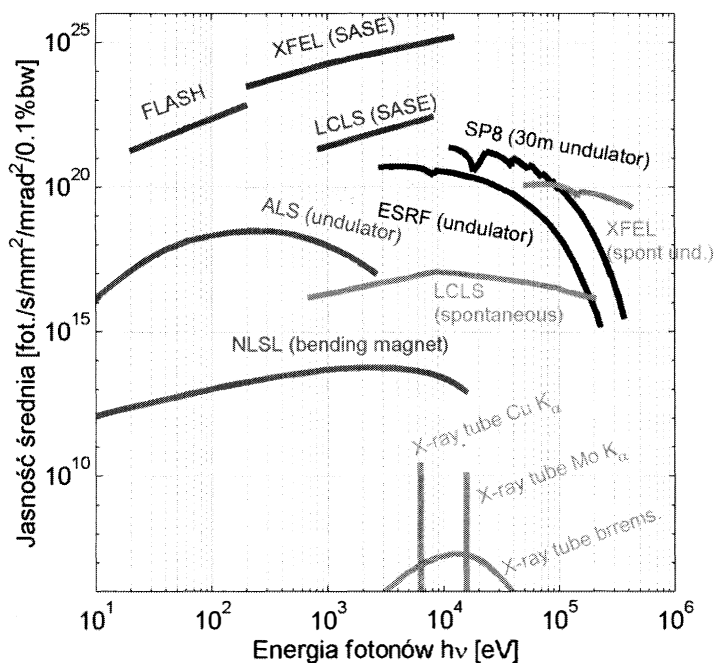
wania rozchodzącego się w sposób koherentny do składowej, która koherencji nie wykazuje. Źródła synchrotronowe posiadają bardzo niski stopień koherencji, chociaż promieniowanie z undulatorów, w którym dominuje pierwsza harmoniczna, wykazują znaczący stopień koherencji w niewielkim obszarze wokół osi wiązki. Duży stopień koherencji mają lasery na swobodnych elektronach, przy czym, o ile szerokość koherencji może obejmować cały przekrój poprzeczny wiązki, to długość koherencji jest na poziomie $0.3 \mu\text{m}$ [Vartanyants i Singer, 2010; Geloni i inni, 2010].

Polaryzacja informuje nas o kierunku pola elektrycznego fali elektromagnetycznej. Z wcześniejszych dyskusji wiemy, że promieniowanie synchrotronowe emitowane w jednorodnym polu magnetycznym charakteryzuje się liniową polaryzacją w płaszczyźnie orbity oraz polaryzacją eliptyczną w niewielkim obszarze poza orbitą. Wiemy również, że stosując odpowiednie periodyczne układy magnesów możemy sterować stanem polaryzacji wiązek synchrotronowych. Podobnie jest w przypadku laserów na swobodnych elektronach. Źródła plazmowe w większości są niespolaryzowane, natomiast źródła elektro-laserowe powielają polaryzację wiązki lasera zasilającego. Warto tutaj wspomnieć, że obecnie dla energii kilkudziesięciu keV, bardzo wydajnie możemy przekształcać polaryzację liniową na polaryzację kołową za pomocą dyfrakcji na kryształach (odpowiednik płytki ćwierćfalowej w optyce w pasmie widzialnym).

Kolejne trzy parametry określają średnie w czasie parametry natężenia wiązki (uśrednione w przedziale czasu rzędu sekund). Przykłady kątowych rozkładów natężenia Czytelnik miał okazję zobaczyć na rysunkach 2.7, 2.8 i 2.9. Dla większości źródeł promieniowania rentgenowskiego, które wymieniliśmy wyżej, natężenie jest największe na osi wiązki i zmniejsza się w kierunkach nachylonych do osi wiązki. Jak było widać, w przypadku promieniowania z magnesu odchylającego i wigglera mamy do czynienia z szeroką wiązką promieniowania, w przypadku undulatorów natomiast wiązka jest bardzo skupiona. Trzeba również pamiętać, że w wielu przypadkach, tak jak natężenie maleje w funkcji kąta obserwacji, mogą się zmieniać inne parametry wiązki, jak np. polaryzacja w przypadku magnesu odchylającego czy stopień koherencji w przypadku undulatorów.

Jasność, która jest bezpośrednią funkcją mierzonego natężenia, jest też funkcją kąta obserwacji i spada, gdy odchodzimy z punktem obserwacji od osi wiązki. Najczęściej, gdy porównuje się źródła promieniowania, podaje się tylko wartość maksymalną rejestrowaną na osi wiązki. Jest to zrozumiałe, gdyż, jak już wspominaliśmy, jeżeli będziemy chcieli poddać promieniowanie monochromatyzacji za pomocą wąskiego odbicia na kryształach to będziemy mogli wykorzystać tylko niewielki zakres kątowy i na pewno ustawimy kierunek odbicia wzdłuż osi wiązki. Jednak są również sytuacje, gdy dokonujemy odbić w szer-

szym zakresie kątowym (np. gięte kryształy czy kryształy zmozaikowane), wtedy istotne jest natężenie, jakie występuje dla kątów większych niż np. 0.1 mrad. W takich przypadkach główną rolę odgrywa całkowity strumień fotonów, czyli jasność średnia wycałkowana po rozmiarach źródła i kątowej rozbieżności wiązki. Średnie w czasie parametry wiązki są ważne dla eksperymentów, w których badamy stacjonarne (lub średnie) właściwości materii i pomiary trwają dziesiąte części sekundy lub dłużej. W takich przypadkach impulsowa natura promieniowania synchrotronowego jest nieistotna, a czasami wręcz przeszkadza⁵⁷.



Rysunek 2.13. Średnia jasność niektórych źródeł promieniowania rentgenowskiego. Nazwy źródeł są napisane w pobliżu linii, które je reprezentują. Dla porównania przedstawiono również jasność lampy rentgenowskiej. Dane zaczerpnięte z projektów technicznych TESLA [2002] i LCLS [2002].

Jeżeli badane próbki są duże, główną rolę odgrywa całkowity strumień fotonów, jeżeli natomiast próbki są małe ważną staje się jasność średnia. Warto jednak zdać sobie sprawę z faktu, że jeżeli skupimy całą wiązkę za pomocą ele-

⁵⁷ Jeżeli czas rozdzielczy detektorów jest dłuższy niż czas trwania impulsów promieniowania, zbyt silne impulsy mogą powodować efekty nasycenia się detektorów albo nakładania się (spiętrzania) sygnałów elektrycznych z różnych zdarzeń w detektorze (ang. *pile-up*).

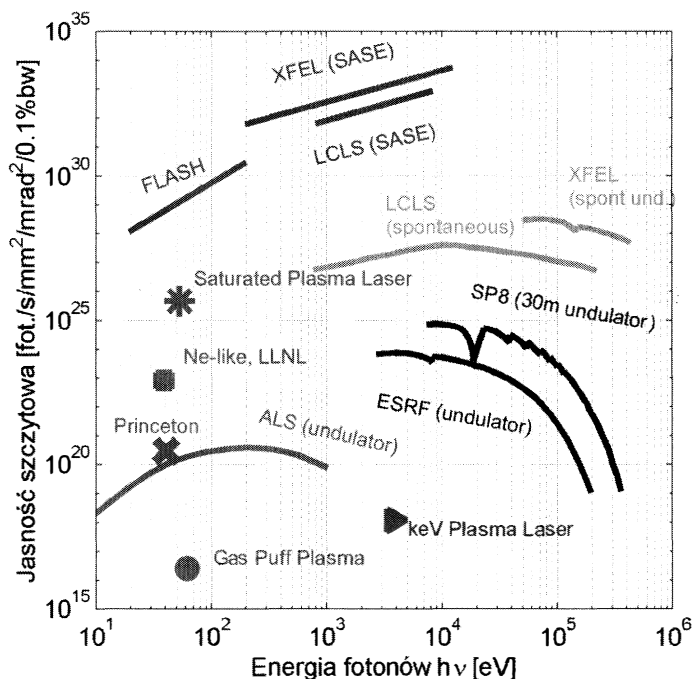
mentów optyki rentgenowskiej do rozmiarów próbki, ponownie najbardziej istotny staje się całkowity strumień fotonów.

Rysunek 2.13 przedstawia wartości średniej jasności nowoczesnych rentgenowskich źródeł promieniowania. Dla porównania, przedstawiono również jasność konwencjonalnej lampy rentgenowskiej. Analizując wartości parametrów średniej jasności dla promieniowania o energii 10 keV w tabeli 2.2 i tabeli 2.4, można zobaczyć, że średnia jasność LCLS przewyższa o trzy rzędy wielkości jasność uzyskiwaną w synchrotronach. Przykład podany w tabeli 2.2 odnosił się do undulatora o polu 0.8 T, który nie jest zoptymalizowany do osiągnięcia najwyższych jasności przy energii 10 keV. Dobierając okres i natężenie pola magnetycznego undulatora można uzyskać wartości 10 razy większe. Można zatem oszacować, że średnia jasność LCLS przewyższa jasność synchrotronów o dwa rzędy wielkości (tak jak to jest widoczne na rysunku 2.13). Chociaż zwiększenie średniej jasności o dwa rzędy wielkości jest dużym krokiem naprzód, to nie jest to zwiększenie tak spektakularne jak w przypadku jasności szczytowej omówionej dalej. Wynika to przede wszystkim z niskiej repetycji lasera na swobodnych elektronach, która w LCLS jest na poziomie 100 Hz. Dlatego, chociaż w synchrotronach paczki są dłuższe i ich jasność szczytowa jest o blisko 10 rzędów wielkości mniejsza niż szczytowa jasność lasera na swobodnych elektronach, to fakt, że w synchrotronie impulsy mogą przychodzić z częstotliwością 350 kHz powoduje, że średnia ilość fotonów emitowanych w ciągu sekundy jest tylko 100 razy mniejsza od tej jaką się obserwuje w przypadku LCLS. Wyraźnie lepiej jest ze średnią jasnością przyszłego lasera XFEL w Hamburgu. W tym laserze, ze względu na zastosowania nadprzewodzących wnęk przyspieszających, w modzie pracy impulsowej elektrony mogą być przyspieszane w impulsach z repetycją 10 Hz, ale w każdym impulsie może znajdować się do 3000 paczek elektronowych. Dlatego też średnia jasność tego lasera będzie o ponad dwa rzędy wielkości większa niż lasera LCLS.

Powyższa dyskusja dotyczyła promieniowania o energii zbliżonej do energii 10 keV, dla której możemy jeszcze uzyskać efekt SASE. Dla wyższych energii możemy wykorzystywać (jak na razie) wyższe harmoniczne SASE lub promieniowanie spontaniczne z undulatorów lasera. Niestety, jak widać na rysunku 2.13, średnia jasność tych źródeł dla energii od 10 do 100 keV jest wyraźnie mniejsza niż uzyskiwana w synchrotronach III generacji. W przypadku XFEL, w którym energie elektronów będą dochodzić do 20 GeV i repetycja będzie wyższa, średnia jasność dla energii promieniowania większych od 100 keV może przewyższyć jasność obecnych źródeł promieniowania.

W przypadku źródeł plazmowych i elektro-laserowych w literaturze najczęściej podawane są całkowite strumienie fotonów. Bez informacji o rozmiarze źródła i rozkładzie kątowym promieniowania trudno jest ocenić wartość jasności

(średniej i szczytowej). Biorąc pod uwagę stosunkowo niską repetycję laserów optycznych dużej mocy, która na ogół jest rzędu 10 Hz, można sądzić, że jasność średnia tych źródeł jest niższa od średniej jasności źródeł synchrotronowych. Ponieważ jednak obserwuje się duży postęp w technice laserowej można przypuszczać, że średnia jasność tych źródeł może w niedalekiej przyszłości wzrosnąć [np. Zamponi i inni, 2009].



Rysunek 2.14. Szczytowa jasność wybranych źródeł promieniowania. Nazwy źródeł są napisane w pobliżu linii lub punktów, które je reprezentują. Punktami zaznaczono źródła plazmowe. Dane zaczerpnięte z projektów technicznych TESLA [2002] i LCLS [2002] oraz Daido [2002].

Ostatnie cztery, z wymienionych na początku tego podrozdziału parametrów, są parametrami pojedynczego impulsu promieniowania. Jak już wcześniej powiedzieliśmy, jasność szczytowa określa nam wartość natężenia promieniowania (mierzoną liczbą fotonów) wyznaczoną w czasie trwania impulsu. Jeżeli scałkujemy tę jasność po powierzchni źródła, po kątach w zakresie rozbieżności wiązki oraz po czasie trwania impulsu, otrzymamy liczbę fotonów w pojedynczym impulsie promieniowania. Mnożąc tę liczbę przez energię pojedynczego fotonu otrzymamy energię, jaka zmagazynowana jest w impulsie.

Te parametry są istotne dla eksperymentów, w których mierzy się właściwości materii w krótkich przedziałach czasu. Z tego powodu jednym z najważniejszych parametrów jest czas trwania impulsu, który implikuje czasową zdolność rozdzielczą pomiaru. Eksperymenty, w których bada się zjawiska w materii zachodzące w czasach rzędu 100 fs są wykonywane przy wykorzystaniu laserów optycznych. Pojawienie się jednak plazmowych źródeł promieniowania, które generują impulsy o porównywalnym czasie trwania, rozszerzyło te badania również na obszar promieniowania rentgenowskiego. Znakomitymi źródłami krótkich impulsów są lasery na swobodnych elektronach, w których czas trwania impulsu może być rzędu 10 fs. W przypadku synchrotronów stosuje się specjalne techniki blokady wiązki, które pozwalają na pomiary z rozdzielczością rzędu 10 ps. W tego typu eksperymentach ważną rzeczą są nie tylko krótkie impulsy promieniowania, ale równie ważna jest technika synchronizacji pomiędzy czasem przyścia impulsu próbkującego i czasem czynnika zaburzającego materię. Źródła plazmowe i źródła elektro-laserowe nadają się do tego celu znakomicie, gdyż czas przybycia impulsu rentgenowskiego jest regulowany czasem wyzwolenia akcji laserowej lasera optycznego zasilającego źródło.

Oczywiście intensywność impulsu odgrywa znaczącą rolę, gdyż samo skrócenie czasu trwania impulsu nie jest warunkiem wystarczającym do przeprowadzenia pomiaru. Gdybyśmy z impulsu trwającego 10 ps wyselekcjonowali impuls o długości 10 fs przy tym samym natężeniu wiązki, dokładniejsze pomiary musiałyby trwać 1000 razy dłużej, co w wielu przypadkach uniemożliwiłoby wykonanie eksperymentu o lepszej czasowej zdolności rozdzielczej. Lasery na swobodnych elektronach są bezkonkurencyjne, jeżeli chodzi o dostarczanie intensywnych i krótkich impulsów promieniowania rentgenowskiego.

Na rysunku 2.14 przedstawiono jasności szczytowe wybranych źródeł promieniowania rentgenowskiego. W reżimie SASE w obszarze poniżej 10 keV lasery na swobodnych elektronach osiągają jasność rzędu 10^{32} fot./s/mm²/mrad²/0.1%bw. Jest to wartość nieosiągnięta za pomocą innych technik generacji promieniowania rentgenowskiego. Lasery na swobodnych elektronach są również dominujące w obszarze wysokich energii emitowanych spontanicznie, gdyż ich jasność szczytowa przewyższa o co najmniej 3 rzędy wielkości inne źródła. Ponownie na uwagę zasługuje XFEL, w którym wśród undulatorów zaprojektowanych do generacji SASE znajdują się undulatory zoptymalizowane do generowania promieniowania spontanicznego o wysokiej energii fotonów. Szczytowa jasność źródeł plazmowych w obszarze rentgenowskim jest nadal wyraźnie mniejsza niż źródeł synchrotronowych. Można jednak zauważyć, że w obszarze ultrafioletu źródła te są równie jasne w impulsie jak źródła synchrotronowe, a nawet mogą być jaśniejsze.

W przypadku badania małych objętości materii, np. próbek o rozmiarach rzędu 0.1 mm, szerokości wiązek rentgenowskich znacznie przekraczają rozmiary próbek. Jeżeli wiązka jest bardzo silna, ograniczenie jej do rozmiaru próbki za pomocą układu szczelin może być wystarczające. Jeżeli jednak natężenie wiązki jest zbyt małe, lub chcemy uzyskać ekstremalne natężenie promieniowania w celu badania silnych zaburzeń materii (patrz podrozdział 4.5), możemy skupić promieniowanie za pomocą elementów optyki rentgenowskiej. Tym problemom poświęcony jest kolejny rozdział, w którym po wstępnej dyskusji ogólnych zagadnień dotyczących optyki rentgenowskiej, szczegółowo omawiamy stosunkowo nową metodę ogniskowania promieniowania rentgenowskiego, wykorzystującą w tym celu zjawisko refrakcji.

3. REFRAKCYJNA OPTYKA RENTGENOWSKA

Optyka jest dziedziną wiedzy, która zajmuje się wszystkimi aspektami oddziaływania promieniowania z materią oraz wykorzystania tych oddziaływań do modyfikacji wiązek promieniowania i zastosowania ich w celach naukowych, przemysłowych, medycznych, a także w życiu codziennym. Optyka jest zatem niezwykle rozległą gałęzią wiedzy. W tej pracy ograniczymy się do dyskusji wykorzystania elementów optycznych w celu zwiększenia natężenia promieniowania rentgenowskiego.

Często spotyka się podział optyki ze względu na metody, jakimi posługujemy się w opisie propagacji promieniowania. Można zatem wyróżnić: optykę geometryczną, w której traktujemy promieniowanie jak pojedyncze niezależne promienie i nie zwracamy uwagi na fazę promieniowania elektromagnetycznego, optykę falową, w której przyjmujemy, że promieniowanie rozchodzi się w przestrzeni w postaci pojedynczej fali i faza tego promieniowania w różnych punktach jest istotna oraz optykę kwantową, w której traktuje się promieniowanie jako zbiór cząstek (fotonów). W zależności od rodzaju zjawisk, w których bierze udział promieniowanie elektromagnetyczne stosuje się podejście, które jest wygodniejsze i jednocześnie prawidłowo opisuje zjawiska. Można podkreślić, że optyka geometryczna jest przybliżeniem optyki falowej, która bez wątpienia jest ogólniejsza. Optyka kwantowa odgrywa główną rolę przy opisie zjawisk, w których natężenie promieniowania staje się tak małe, że kwantowa statystyka detekcji odgrywa istotną rolę, a także tych, w których kwantowa natura promieniowania elektromagnetycznego jest istotna (np. absorpcja i emisja promieniowania przez atomy).

Potocznie, doświadczalne zastosowanie optyki kojarzy się z soczewkami, zwierciadłami i siatkami dyfrakcyjnymi, które odpowiednio ułożone stanowią przyrządy optyczne, takie jak np. mikroskopy, teleskopy, czy spektroskopy. W zasadzie optyka w zakresie obszaru fal widzialnych i w zakresie promieniowania rentgenowskiego nie różni się między sobą w sensie wykorzystywanych metod. W obu przypadkach do ogniskowania promieniowania można użyć tych samych idei: odbicia od powierzchni, dyfrakcji i refrakcji. Są oczywiście istotne różnice związane ze współczynnikami określającymi oddziaływanie promieniowania z materiałami, z których wykonane są elementy optyczne, ale w sensie metodologii można mówić o znacznym podobieństwie.

Promieniowanie elektromagnetyczne zazwyczaj dzieli się na zakresy w funkcji energii promieniowania (lub w funkcji długości fali). Generalnie wyróżnia się zakresy (idąc w stronę rosnącej energii promieniowania): fal radiowych, podczerwieni, pasma światła widzialnego, ultrafioletu, promieniowania rentgenowskiego i promieniowania γ . W poszczególnych zakresach wyróżnia się często podzakresy. Nie będziemy ich wymieniać, ale warto zaznaczyć, że w pasmie promieniowania rentgenowskiego wyróżnia się często pasmo miękkiego promieniowania rentgenowskiego i pasmo twardego promieniowania rentgenowskiego, o czym będzie mowa na początku rozdziału 4.

Sposób oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materią silnie zależy od energii promieniowania (długości fali). W próżni fale elektromagnetyczne rozchodzą się ze stałą prędkością c . Jeżeli jednak fala pada na ośrodek materialny, to pole elektryczne fali oddziałuje z elektronami materii, co powoduje istotne zmiany w propagacji fali, a także absorpcji jej energii. Zagadnienia absorpcji, propagacji i rozpraszania promieniowania są omówione w podręczniku Jacksona [1987], zaś James [1967] dyskutuje szczegółowo propagację promieniowania rentgenowskiego w materii. W ogólności rozwiązanie równań Maxwella w ośrodku w postaci fali płaskiej prowadzi do wyrażenia na prędkość fazową rozchodzenia się fali, danego równaniem:

$$v = c/\sqrt{\varepsilon\mu}, \quad (3.1)$$

gdzie ε i μ są odpowiednio przenikalnością elektryczną i przenikalnością magnetyczną ośrodka. Oddziaływania magnetyczne są zazwyczaj słabe i można je zaniedbać ($\mu = 1$). Jeżeli chodzi o oddziaływania elektryczne, to w najprostszym ujęciu elektrony w materii traktuje się jako oscylatory harmoniczne związane z jądrami atomów. Padająca fala płaska oddziałuje z elektronami, które drgają w fazie z promieniowaniem, co można określić jako polaryzowalność ośrodka χ_e . To z kolei wpływa na przenikalność elektryczną, którą można zapisać jako:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi_e = 1 + \frac{n_a e^2}{\varepsilon_0 m} \sum_s \frac{g_s}{\omega_s^2 + \omega^2 + i\omega\gamma_s}, \quad (3.2)$$

gdzie n_a jest gęstością atomów na jednostkę objętości, e i m są odpowiednio ładunkiem i masą elektronu, ω_s jest częstością charakterystyczną wiązania danego elektronu w atomie (indeks s), γ_s jest współczynnikiem tłumienia, a ω jest częstością promieniowania. Sumowanie odbywa się po wszystkich możliwych energiach (wyrażonych przez częstości) wiązania w atomie ze współczynnikami g_s określającymi liczebność elektronów podlegających określonemu wiązaniu. Definiując tzw. atomowy czynnik rozpraszania f_i :

$$f_0(\omega) = \sum_s \frac{g_s \omega^2}{\omega_s^2 + \omega^2 + i\omega\gamma_s}, \quad (3.3)$$

wyrażenie na ε przyjmuje postać:

$$\varepsilon = 1 - \frac{n_a e^2}{\varepsilon_0 m \omega^2} f_0(\omega). \quad (3.4)$$

Współczynnik załamania n możemy zdefiniować jako stosunek prędkości rozchodzenia się promieniowania elektromagnetycznego w próżni i prędkości propagacji tego promieniowania w materii $n = c/v$. Wykorzystując (3.1) i (3.4) oraz stosując przybliżenie $(1-x)^{1/2} \approx 1-x/2$ otrzymujemy wyrażenie na współczynnik załamania:

$$n = \sqrt{\varepsilon} = 1 - \frac{1}{2} \frac{n_a e^2}{\varepsilon_0 m \omega^2} f_0(\omega). \quad (3.5)$$

Tak zdefiniowany współczynnik załamania jest wartością zespoloną. Ponieważ w przypadku promieniowania rentgenowskiego część rzeczywista jest zazwyczaj bliska jedynce, podział współczynnika załamania na część rzeczywistą i urojoną zapisuje się w formie:

$$n = 1 - \delta + i\beta, \quad (3.6)$$

gdzie:

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{e^2}{\varepsilon_0 m \omega^2} \frac{N_A \rho}{M_A} \operatorname{Re} f_0(\omega), \quad \beta = \frac{1}{2} \frac{e^2}{\varepsilon_0 m \omega^2} \frac{N_A \rho}{M_A} \operatorname{Im} f_0(\omega). \quad (3.7)$$

Za n_a podstawiliśmy $N_A \rho / M_A$, gdzie N_A jest liczbą Avogadro, ρ jest gęstością materii zaś M_A jest masą atomową pierwiastka.

Warto zauważyć, że δ i β są odwrotnie proporcjonalne do kwadratu częstości promieniowania i szybko maleją wraz ze wzrostem energii promieniowania. Część rzeczywista atomowego czynnika rozpraszania dla rozpraszania na wprost jest w przybliżeniu równa liczbie elektronów w atomie Z . Biorąc to pod uwagę i przekształcając wyrażenie we wzorze (3.7) tak, aby otrzymać jawnie energię promieniowania $E = \hbar\omega$ otrzymujemy na parametr δ , który będziemy dalej nazywać dekrementem współczynnika załamania, wyrażenie:

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{\hbar^2 e^2 N_A \rho Z}{\varepsilon_0 m M_A E^2}. \quad (3.8)$$

Oslabienie natężenia promieniowania propagującego się w materii na skutek oddziaływania z atomami opisuje się prawem wykładniczym:

$$I = I_0 e^{-\mu t}, \quad (3.9)$$

gdzie μ jest nazywany liniowym współczynnikiem osłabienia, a t jest głębokością, na którą wnika promieniowanie. Współczynnik β jest związany ze współczynnikiem absorpcji fotoelektrycznej relacją $\mu_f = 4\pi\beta/\lambda = 2\omega\beta/c$, co powoduje że możemy zapisać, że:

$$\mu_f = \frac{\hbar e^2 N_A}{\epsilon_0 m c} \frac{\rho}{M_A} \frac{1}{E} \text{Im} f_0(\omega). \quad (3.10)$$

Dla niskich częstości osłabienie promieniowania z powodzeniem jest opisywane przez wyrażenie (3.10), jednak dla wyższych częstości należy uwzględnić oprócz fotoelektrycznej absorpcji także efekty elastycznego rozpraszania (rozpraszanie Rayleigha) oraz nieelastycznego rozpraszania (efekt Comptona) co prowadzi do zależności

$$\mu = \mu_f + \mu_{el} + \mu_c, \quad (3.11)$$

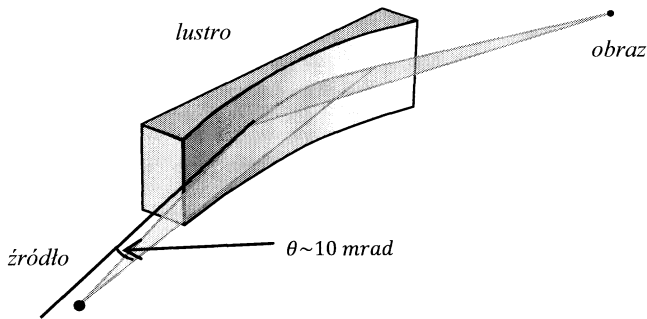
gdzie μ_{el} jest współczynnikiem liniowego osłabienia związanym z rozpraszaniem elastycznym, a μ_c jest współczynnikiem liniowego osłabienia związanym z rozpraszaniem nieelastycznym. Zagadnienia absorpcji i rozpraszania są omówione dokładniej na początku czwartego rozdziału.

Parametr δ gra istotną rolę w odbiciowej i refrakcyjnej optyce rentgenowskiej. Dla częstości promieniowania rentgenowskiego powyżej największych częstości rezonansowych w materiale δ jest małe i dodatnie. Oznacza to, że część rzeczywista współczynnika załamania jest mniejsza od 1 i że prędkość fazowa promieniowania rentgenowskiego w materii jest nieco większa od prędkości światła w próżni. Zatem, dla promieniowania rentgenowskiego materia jest ośrodkiem rzadszym optycznie w stosunku do próżni. Ten fakt jest wykorzystywany w rentgenowskiej optyce odbiciowej, gdzie wykorzystuje się zjawisko całkowitego zewnętrznego odbicia, które polega na tym, że jeżeli kąt padania promieniowania rozchodzącego się w próżni na powierzchnię materiału charakteryzującego się współczynnikiem załamania $n = 1 - \delta$ jest mniejszy od $\sqrt{2\delta}$, to promieniowanie nie może wnikać do wnętrza materiału⁵⁸ i cała fala ulega odbiciu⁵⁹. Ponieważ współczynnik δ jest mały (rzędu 10^{-5} - 10^{-8}), kąty, dla których

⁵⁸ Promieniowanie wnika do materii, ale jego natężenie spada wykładniczo na głębokość kilku długości fali.

⁵⁹ Zjawisko całkowitego zewnętrznego odbicia jest tym samym zjawiskiem co zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia na granicy ośrodków, w których promieniowanie pada pod odpowiednio niskim kątem na powierzchnię rozdzielającą dwa ośrodki ze strony ośrodka o wię-

występuje to zjawisko są bardzo małe (rzędu kilkunastu mrad, rysunek 3.1). Można też tutaj zauważyć, że ponieważ współczynnik załamania jest mniejszy od jedności, w przypadku promieniowania rentgenowskiego soczewką ogniskującą będzie soczewka wklęsła.



Rysunek 3.1. Zwierciadło ogniskujące. W przypadku promieniowania rentgenowskiego, żeby uzyskać silne odbicie, kąt padania promieniowania na materiał lustra musi być na tyle mały, żeby nastąpiło zjawisko całkowitego zewnętrznego odbicia. Powyżej tych kątów współczynnik odbicia jest niewielki. Odpowiednie ukształtowanie powierzchni zwierciadła pozwala na ogniskowanie promieniowania rentgenowskiego.

Ze względu na krótką falę, jaką charakteryzuje się promieniowanie rentgenowskie oraz niewielkie wartości kątów, pod którymi promieniowanie może ulec odbiciu jakość powierzchni zwierciadeł musi być bardzo dobra. Chodzi tu o jej gładkość oraz perfekcyjny kształt powierzchni. Przy obecnym stanie technologii można wytwarzać bardzo dokładne powierzchnie. Jako przykład można podać pracę Mimura i innych [2006], w której autorzy uzyskali dokładność kształtu (elipsy) 2nm na długości 1m. Opis metod, które pozwalają na uzyskanie takich dokładności można znaleźć w pracach Mori i innych [2005] oraz Sano i innych [2008]. Przy wyższych energiach materiały o niskim Z mają bardzo mały czynnik δ i kąt całkowitego odbicia jest tak mały, że sprawia trudności techniczne. W takiej sytuacji stosuje się napyłanie warstw o wysokim Z , aby zwiększyć wartość dekrementu współczynnika załamania i umożliwić całkowite zewnętrzne odbicie pod wyższymi kątami. Należy również wspomnieć, że obecnie rozwija się technologię cienkich wielowarstw, która pozwala na uzyskanie silnych odbić pod większymi kątami. Takie zwierciadła działają na zasadzie interferencji promieniowania odbitego od poszczególnych warstw i współczyn-

niejszym współczynnikiem załamania. Jednak w literaturze dotyczącej promieniowania rentgenowskiego używa się terminu „zewnętrzne odbicie” dla podkreślenia, że promieniowanie odbija się od materii i nie może do niej wnikać.

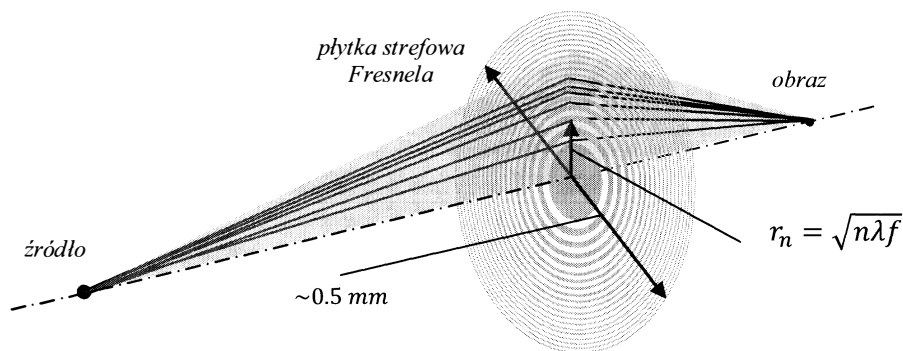
nik odbicia silnie zależy od energii i kąta padania. Zwierciadła wielowarstwowe są często używane przy ogniskowaniu miękkiego promieniowania rentgenowskiego [Spiller, 1994; Attwood, 2007], ale również wykorzystywane są przy poślizgowych odbiciach⁶⁰ przy wyższych energiach [np. Al-Marzoug i Hodgson, 2006]. Opis najnowszych metod optyki odbiciowej stosowanej do promieniowania synchrotronowego można znaleźć w pracach Alcocka i innych [2010] oraz Barretta i innych [2010].

Efekt odbicia promieniowania rentgenowskiego od powierzchni jest wykorzystywany również w elementach optycznych zbudowanych z kapilar. Promieniowanie odbijając się pojedynczo lub wielokrotnie na wewnętrznej powierzchni kapilary może być zogniskowane na małym obszarze [np. Schields i inni, 2002; Bilderback i inni, 2007; Gillilan i inni, 2010]. Układ wielu wygiętych kapilar nazywany jest optyką Kumakhova i chociaż wynaleziony w celu ogniskowania promieniowania neutronowego, stosowany jest również do ogniskowania promieniowania rentgenowskiego [Kumakhov i Komarov, 1990; Kumakhov i Sharov, 1992]. Efekt odbicia promieniowania rentgenowskiego jest wykorzystywany w tzw. optyce Woltera, która wykorzystywana jest głównie w obserwacjach astronomicznych [np. Friedrich, 2008 czy Price i inni, 2002].

Lustra wielowarstwowe są w swej idei podobne do dyfrakcji na płaszczynach sieciowych kryształów, metody odbijania promieniowania rentgenowskiego stosowanej od dziesiątków lat, z tą jednak różnicą, że dyfrakcja rentgenowska zachodzi w bardzo wąskim zakresie długości fali i kątów. Ponieważ odbicie od wielowarstw ma znacznie szerszy zakres energetyczny i kątowy lustra wielowarstwowe są wydajniejsze dla promieniowania o widmie ciągłym. Dyfrakcja na kryształach jest dobrze poznanym problemem. W przypadku kryształów o doskonałej strukturze (np. krzem czy german) rozchodzenie się promieniowania opisywane jest dynamiczną teorią dyfrakcji. Kiedy spełniony jest warunek Bragga, w kryształach zaczynają propagować się pola falowe, które odpowiedzialne są za tworzenie się wiązki załamanej i ugiętej. W zjawisku dyfrakcji na idealnym kryształach pojawia się szereg interesujących efektów, które są wykorzystywane np. do zmiany polaryzacji promieniowania czy modulacji natężenia (James, 1967; Authier, 2003). Silna dyfrakcja na idealnych kryształach zachodzi zazwyczaj tylko w jednym kierunku i nie można tej metody zastosować do ogniskowania w wielu kierunkach za pomocą jednego kryształu. Można jednak wyginać monokryształy i kosztem poszerzenia odbijanego widma ogniskować promieniowanie rentgenowskie, przy czym ogniskowanie występuje wtedy w jednym kierunku (ognisko liniowe).

⁶⁰ Terminem „poślizgowe odbicie” określa się odbicie pod niewielkim kątem liczonym w stosunku do powierzchni odbijającej (ang. *grazing incidence*).

Elementem dyfrakcyjnym pozwalającym na ogniskowanie jednocześnie w dwóch wymiarach, znanym od dawna, jest płytka strefowa Fresnela⁶¹ (rysunek 3.2). W płytce strefowej padające promieniowanie ulega dyfrakcji na układzie koncentrycznych okręgów, których promienie są tak dobrane, aby uzyskać konstruktywną interferencję fal ugiętych w miejscu obrazu. W przypadku promieniowania rentgenowskiego, dla którego długości fal są krótkie, płytki strefowe Fresnela są bardzo małe i wykonywane najczęściej techniką litografii [Di Fabrizio i inni, 1999]. Przy wysokich energiach promieniowania, aby uzyskać wysoką sprawność ogniskowania soczewki Fresnela, stosuje się materiały o wysokim Z , żeby zapewnić silne rozpraszanie na elementach soczewki lub zwiększa się grubość soczewki [Kamijo i inni, 2002; Kamijo i inni, 2003]. W granicy bardzo krótkich fal (promieniowanie o energii powyżej 100 keV) wydajność ogniskowania płytek strefowych maleje.



Rysunek 3.2. Soczewka dyfrakcyjna, płytka strefowa Fresnela (ang. Fresnel Zone Plate, FZP). W przypadku promieniowania rentgenowskiego, dla którego długości fal są krótkie, płytki strefowe są bardzo małe (~ 0.5 mm) i wykonywane najczęściej techniką mikrolitografii. Na rysunku przedstawiono bieg przykładowych promieni w jednej płaszczyźnie. Symbol r_n oznacza promień kolejnych okręgów o numerze n , λ oznacza długość fali promieniowania zaś f jest ogniskową soczewki dyfrakcyjnej. Płytkę strefową posiada również ogniska wyższego rzędu (nie narysowane).

Należy nadmienić, że elementy optyczne, które są pierwszymi elementami optyki na stacjach synchrotronowych, narażone są na bardzo silną wiązkę i, co za tym idzie, na dużą ilość ciepła, jakie się wydziela przy oddziaływaniu z tą wiązką. Gradienty temperatur, które są nieuniknione w takich sytuacjach powodują dystorsje kryształów i lusterek, co wpływa na natężenie i widmo odbitej wiązki [Reversz i Kazimirov, 2010]. Aby zminimalizować te efekty stosuje się specjalne materiały lub używa się krzemu w niskich temperaturach (77K),

⁶¹ Jest to element optyczny, którego działanie w całości oparte jest na dyfrakcji. W odróżnieniu, „soczewka Fresnela” jest elementem optycznym, który pracuje w reżimie refrakcji.

w których temperaturowy współczynnik liniowej rozszerzalności jest bardzo mały [Bilderback i inni, 2000].

Ze względu na małą wartość współczynnika δ uważano, że wykorzystanie refrakcji do ogniskowania promieniowania rentgenowskiego jest trudne technicznie i mało wydajne. Aby uzyskać ogniskowanie na odległości kilku metrów promień krzywizny soczewki powinien mieć wartość rzędu pojedynczych mikrometrów. Ponadto, absorpcja promieniowania istotnie ograniczałaby natężenie ogniskowanej wiązki. Jako alternatywę dla soczewki refrakcyjnej polecano stale ulepszane dyfrakcyjne płytki strefowe Fresnela [np. Michette, 1991 czy Yang, 1993].

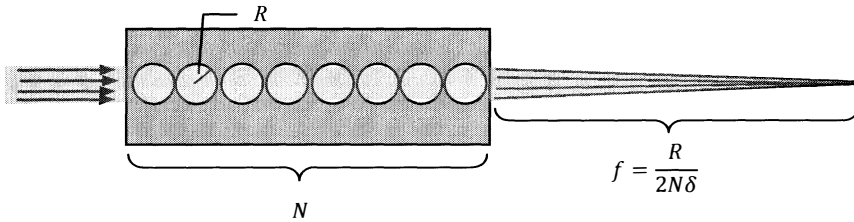
3.1 Złożona soczewka refrakcyjna

Podejście do wykorzystania refrakcji w kształtowaniu wiązek promieniowania rentgenowskiego gwałtownie się zmieniło, gdy Snigirev i inni [1996] opublikowali w "Nature" artykuł na temat złożonej soczewki refrakcyjnej (ang. *Compound Refractive Lens*, CRL). W tym artykule pokazano, że szereg 30 otworków o średnicy 0.6 mm wywierconych blisko siebie w aluminium działa jak jednowymiarowa soczewka refrakcyjna (rysunek 3.3). Praca ta uwiarydlała, że techniczną trudność w wykonaniu soczewek o mikrometrowych promieniach krzywizny można obejść przez (wydawałoby się oczywiste) złożenie większej liczby soczewek o większych promieniach krzywizny. Przy wykorzystaniu promieniowania synchrotronowego o energii 14 keV doświadczalnie zostało pokazane że soczewka skupia promieniowanie do obszaru o szerokości 8 μm na odległości 1.8 m od soczewki. Autorzy pracy zauważyli, że, owszem, transmisja przez ten element jest ograniczona przez absorpcję w materiale soczewki, ale jednocześnie podkreślili zalety takiej soczewki w porównaniu z optyką odbiciową:

- brak zmiany kierunku wiązki
- niewielkie rozmiary
- łatwa justacja
- mniejsze wymogi co do gładkości powierzchni soczewki refrakcyjnej w stosunku do luster

Szybko zorientowano się, że chociaż apertura soczewki refrakcyjnej nie jest duża (rzędu 0.5-0.1 mm) to w zasadzie jest ona porównywalna do rozmiarów wiązki promieniowania rentgenowskiego emitowanego ze współczesnych undulatorów. Zatem, w sytuacjach, w których natężenie promieniowania nie jest sprawą krytyczną zaś małe rozmiary ogniska są bardzo ważne, soczewka refrakcyjna może okazać się wygodniejszym i tańszym elementem optyki rentgeno-

wskiej niż zwierciadła rentgenowskie. Pojawiło się szereg prac, w których dyskutowano parametry i możliwości soczewek refrakcyjnych bądź prezentowano wyniki doświadczeń przeprowadzanych na coraz dokładniejszych elementach wykonanych z różnych materiałów.

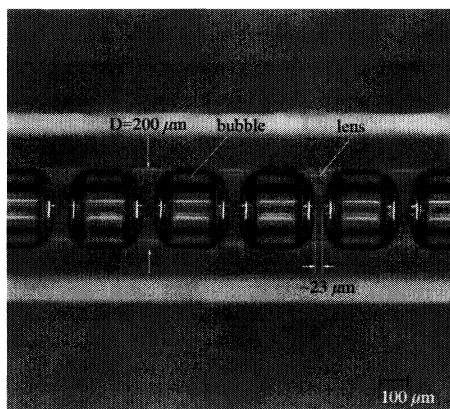


Rysunek 3.3. Soczewka refrakcyjna w postaci wywierconych otworków, opisana w pracy Snigireva i innych (1996). Liczba otworków N wynosiła 30. Średnica otworków wynosiła 0.6 mm, zaś grubość materiału między otworami wynosiła $\sim 25 \mu\text{m}$.

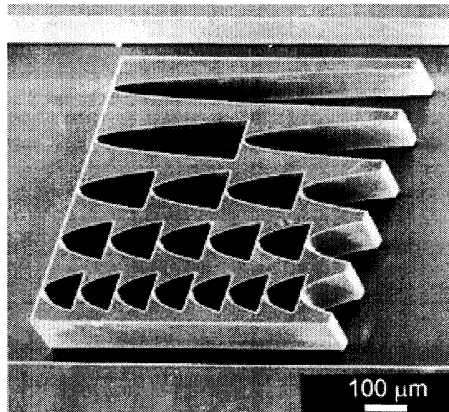
Elleume [1998] jako pierwszy doświadczalnie pokazał, że skrzyżowane cylindryczne soczewki pozwalają na ogniskowanie w dwóch kierunkach i działają jak normalna soczewka. W kolejnej pracy Elleume [1998a] teoretycznie przedyskutował użycie parabolicznego profilu soczewki zamiast cylindrycznego. Zostało pokazane (i jak to będzie widać w podrozdziale 3.1.1), że profil paraboliczny w przypadku współczynnika załamania bliskiego 1 daje najmniejsze aberracje sferyczne. W pracy Lengelera i innych [1998] przedyskutowano zależność transmisji promieniowania przez soczewkę od jej parametrów, a także doświadczalnie sprawdzono wpływ niskokątowych rozprożeń promieniowania rentgenowskiego w materiale soczewki. Okazało się, że niektóre materiały ze względu na swoją strukturę wewnętrzną (wysoka porowatość i wydzielienia) nie nadają się do budowy soczewek rentgenowskich.

Protopopov i Valiev [1998] rozwinęli teoretyczny model soczewki pozwalający na uwzględnienie jej rozmiarów (wyjście poza zazwyczaj używany model soczewki cienkiej). Snigirev i inni [1998] zoptymalizowali parametry skrzyżowanych soczewek cylindrycznych wywierconych w sztabkach boru i aluminium. Ponadto po raz pierwszy przeanalizowano odporność soczewek na silne promieniowanie rentgenowskie i pokazano, że soczewka refrakcyjna wykonana z metalu jest stosunkowo odporna na podgrzanie i, w związku z tym, może być jednym z pierwszych elementów optycznych kształtujących wiązkę promieniowania synchrotronowego z undulatora w wielu eksperymentach. Po raz pierwszy wykorzystali ten fakt Baron i inni [1999a] stosując soczewki wykonane z berylu i aluminium do zmniejszenia rozbieżności wiązki przed monochromatorem. Ci sami autorzy zaobserwowali jednak [Baron i inni, 1999], że

soczewka wykonana z PMMA⁶² traci swoje własności ogniskujące pod wpływem promieniowania o energii 18.4 keV i strumienia $2 \cdot 10^{13}$ fotonów/s.



Rysunek 3.4. Soczewka pęcherzykowa. W kapilarze o średnicy 200 μm wypełnionej żywicą ($\text{C}_{100}\text{H}_{200}\text{O}_{20}\text{N}$, gęstość 1.08 g/cm^3) umieszczone są 123 pęcherzyki powietrza. Obszar kleju pomiędzy pęcherzykami działa jak soczewka rentgenowska [Huang i inni, 2009]⁶³.



Rysunek 3.5. Pierwsze soczewki paraboliczne wykonane w krzemie techniką litografii. Na fotografii widać pięć złożonych soczewek o profilu parabolicznym. Wszystkie soczewki mają tę samą ogniskową 18 cm przy energii ~ 8 keV linii Cu K_{α} [Aristov i inni, 2000]⁶⁴.

Dudchik i Kolchevsky [1999] jako pierwsi zaproponowali użycie pęcherzyków gazu wprowadzonych do kapilary wypełnionej klejem wiążącym po odpowiednio długim czasie do stworzenia soczewki rentgenowskiej. Ze względu na małe rozmiary średnicy kapilary, pęcherzyki w niej umieszczone posiadały małe promienie krzywizny (rysunek 3.4). Sterując lepkością kleju i średnicą kapilary można wytworzyć pęcherzyki o odpowiednim kształcie. Później pojawiło się szereg prac na temat takich właśnie pęcherzykowych soczewek nazywanych czasami soczewkami kapilarowymi⁶⁵. Zaletami takich soczewek są naturalna gładkość powierzchni, naturalna kolinearność poszczególnych soczewek, ogniskowanie w dwóch kierunkach i niski koszt wytwarzania. Najczęściej mate-

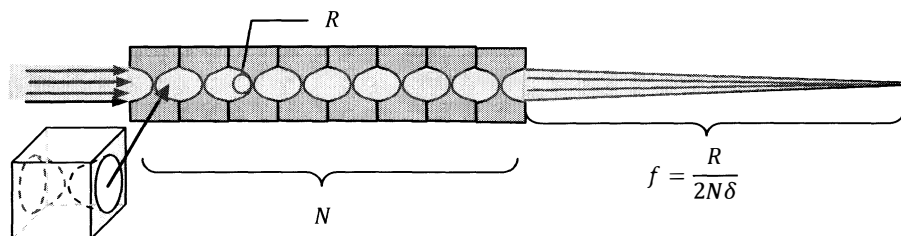
⁶² PMMA oznacza Poly(metyl methacrylate), ($\text{C}_5\text{O}_2\text{H}_8$)_n

⁶³ Przedrukowane z Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 602, Chengchao Huang, Baozhong Mu, Zhanshan Wang, Lingyan Chen and Yu. I. Dudchik, „Hard X-ray imaging by a spherical compound refractive lens”, 446-449, Copyright (2009), za zgodą Elsevier.

⁶⁴ Przedrukowane z Opt. Commun. 177, V. V. Aristov, M. V. Grigoriev, S. M. Kuznetsov, L. G. Shabelnikov, V. A. Yunkin, M. Hoffmann i E. Voges, „X-ray focusing by planar parabolic refractive lenses made of silicon”, 33-38, Copyright (2000), za zgodą Elsevier.

⁶⁵ Angielskie nazwy takich soczewek to *Bubble Lens* lub *Capillary Lens*. Nie należy mylić tych soczewek z soczewkami wykorzystującymi kapilary do propagacji promieniowania rentgenowskiego na zasadzie całkowitego wewnętrznego odbicia.

riałem soczewki jest żywica zawierająca głównie węgiel i wodór, co powoduje, że soczewki nadają się do ogniskowania promieniowania o energii od kilku do kilkunastu keV. Kohmura i inni [1999] użyli tego typu soczewki do mikroskopii rentgenowskiej przy energii około 16 keV. Dudchik i inni [2000] przeanalizowali aberracje sferyczne w tego typu soczewkach i również przetestowali ich użycie w mikroskopii rentgenowskiej [Dudchik i inni, 2003 i Dudchik i inni, 2004]. Gary i inni [2004] użyli soczewki pęcherzykowej do obrazowania plazmy, natomiast Piestrup i inni [2005] użyli soczewki pęcherzykowej do powiększenia obrazu rentgenowskiego próbki biologicznej oświetlonej zwykłą lampą rentgenowską. Huang i inni [2009] za pomocą soczewki zaprezentowanej na rysunku 3.4, której ogniskowa wynosiła 11.4 cm przy energii 8.5 keV uzyskali zdolność rozdzielczą 5 mikrometrów przy obrazowaniu siatki wykonanej ze złota. Choć zacytowane prace pokazują, że soczewka pęcherzykowa może być wykorzystana doświadczalnie to ze względu na fakt, że kształt powierzchni pęcherzyków odbiega od profilu parabolicznego, zdolność rozdzielcza w stosunku do innych soczewek jest gorsza.



Rysunek 3.6. Soczewka refrakcyjna w postaci parabolicznych zagłębień opisana w pracy Lengelera i innych [1999]. Soczewka składała się z $N=62$ indywidualnych obustronnie wklęsłych elementów.

Pierwsze soczewki o parabolicznym profilu zostały zaprezentowane w pracy Lengelera i innych [1999]. Była to soczewka wykonana z aluminium, w której złożono razem 62 indywidualne soczewki wykonane przez wytłoczenie jednocześnie z obu stron paraboloidalnych zagłębień (rysunek 3.6). Promień krzywizny przy wierzchołku był równy 0.2 mm i ogniskowa tej soczewki wynosiła 1.648 m. Przy użyciu tej soczewki uzyskano rozdzielczość 0.3 μm przy 12-krotnym powiększeniu obiektu, którym była siatka wykonana ze złota. W kolejnej pracy Lengeler i inni [1999a] przeanalizowali teoretycznie zdolność rozdzielczą soczewek o parabolicznym kształcie oraz obliczyli ograniczenia na transmisję.

Po pracach Lengelera i innych stało się jasne, że jeżeli chodzi o mikroskopię albo ogniskowanie do plamek o rozmiarach poniżej 1 mikrometra za pomocą refrakcji, paraboliczny profil soczewki jest konieczny. Oczywiście jakość profilu była tutaj ważna i szukano metod, które pozwoliłyby na produkcję dużej liczby elementów z dużą dokładnością. Aristov i inni [2000] byli pierwszymi, którzy zaproponowali produkcję soczewek metodami głębokiej litografii (rysunek 3.5). Tą metodą można było produkować soczewki ogniskujące tylko w jednym wymiarze (podobnie jak wywiercone otworki), ale możliwość skrzyżowania dwóch soczewek pozwalała na ogniskowanie w dwóch kierunkach. Rozwój metod głębokiej litografii (LIGA⁶⁶, DRIE⁶⁷, DLP⁶⁸) spowodował, że coraz więcej soczewek było wytwarzanych tą metodą. Możliwość przeniesienia do skali mikro dowolnie skomplikowanego wzoru pozwoliła na produkowanie soczewek o zmniejszonej absorpcji, o których będzie mowa w podrozdziale 3.3.

Jak należy się spodziewać, i jak to dokładniej wyjaśnimy w następnym podrozdziale, transmisja przez soczewkę jest ograniczona przez absorpcję. Dla promieniowania rentgenowskiego o energii rzędu kilku keV aluminium staje się mało przezroczyste. W takim przypadku preferowane są lżejsze pierwiastki, takie jak Be oraz Li. Beryl jest materiałem trudnym w obróbce mechanicznej i w eksploatacji ze względu na trujące własności tlenków berylu. Lit z kolei łatwo utlenia się w kontakcie z parą wodną i powierzchnia metalu szybko się degraduje. Trudności techniczne zostały jednak pokonane i Schroer i inni [2002] zaprezentowali paraboliczną soczewkę refrakcyjną wykonaną z berylu. Soczewki były zamknięte w niewielkiej komorze wypełnionej azotem, aby zabezpieczyć soczewki przed utlenianiem z atmosferycznym tlenem⁶⁹. Soczewki z litu również zostały wykonane, ale najpierw w postaci soczewki wielopryzmowej (patrz podrozdział 3.2), a dopiero później w postaci soczewki parabolicznej [Pereira i inni, 2004; Pereira i inni, 2004a; Pereira i inni, 2007 i Young i inni, 2007]. O ile obecnie jakość soczewek berylowych jest już bardzo dobra i uzyskuje się znakomitą rozdzielczość, to soczewki wykonane z litu mają nierówne powierzchnie i jak na razie mogą służyć jedynie do zwiększenia natężenia w eksperymentach rozproszeniowych. A możliwości tutaj są duże, gdyż lit jest naj-

⁶⁶ LIGA, niem. *Lithographie, Galvanoformung, Abformung*, technologia oparta na wytwarzaniu mikrostruktur poprzez głębokie trawienie fotoczułego materiału przy użyciu promieniowania rentgenowskiego, który później służy jako forma wypełniania za pomocą metod galwanicznych.

⁶⁷ DRIE, ang. *Deep Reactive Ions Etching*, tworzenie mikrostruktur na powierzchni materiałów poprzez trawienie jonowe przez wcześniej przygotowane maski.

⁶⁸ DLP, ang. *Deep Lithography with Protons*, metoda podobna do DRIE, ale trawienie jest dokonywane za pomocą skolimowanej wiązki protonów.

⁶⁹ W powietrzu wiązka promieniowania synchrotronowego wytwarza ozon, który bardzo łatwo reaguje z berylem. Również zwiększenie temperatury berylu związane z absorpcją promieniowania synchrotronowego może przyspieszyć reakcję z tlenem atmosferycznym.

lżejszym z metali i w obszarze miękkiego promieniowania rentgenowskiego ma najlepsze parametry, jeżeli chodzi o wykorzystanie refrakcji.

W obszarze wyższych energii, 10-100 keV, można stosować inne materiały. Artemiev i inni [2005] wykorzystali szklisty węgiel do produkcji jednowymiarowych soczewek techniką litografii. Tą samą techniką próbuje się wytwarzać soczewki z diamentu [Nöhhammer i inni, 2003]. Wykorzystuje się materiały organiczne ze względu na ich łatwość obróbki. Można wymienić PMMA [np. Ohishi i inni, 2001; Chang i inni, 2007], kapton i mylar [Piestrup i inni, 2000], polimer SU-8 [Nazmov i inni, 2004 oraz Huang i inni, 2007]. Bardzo popularny jest krzem, którego technologia obróbki jest wysoko rozwinięta. To właśnie na skrzyżowanych soczewkach jednowymiarowych wykonanych techniką litografii w krzemie Schroer i inni [2005] uzyskali mikroognisko o rozmiarach $47 \times 55 \text{ nm}^2$. Przy jeszcze wyższych energiach ($>100 \text{ keV}$) wykorzystuje się nikiel [Snigirev i inni, 2004; Andrejczuk i inni, 2007; Nazmov i inni, 2007].

Złożone soczewki paraboliczne są znakomitymi narzędziami do mikroskopii rentgenowskiej. Mogą służyć jako obiektywy w pełnopolowej mikroskopii [np. Gary i inni, 2007 czy Lengeler i inni, 2001] albo służyć do formowania mikro-wiązki w mikroskopii skaningowej. Szczególnie to drugie zastosowanie rozwinęło się znacząco. Wiele eksperymentów wykonywanych przy użyciu wiązek o rozmiarach poprzecznych rzędu dziesiątych części milimetra, uzyskiwanych w wyniku kolimacji wiązki rentgenowskiej za pomocą szczelin, może być obecnie wykonywane w skali mikro (1-0.1 mikrometra) i w związku z tym można badać mikroskopową strukturę materii [np. Rau i inni, 2001]. Mikroskopia rentgenowska ma tę zaletę w stosunku do mikroskopii elektronowej, że promieniowanie X jest przenikliwe i można badać wewnętrzną strukturę obiektów niewidoczną dla tych pierwszych metod. Dobierając długość fali do krawędzi absorpcji konkretnych pierwiastków można selektywnie badać wewnętrzną mapę zawartości pierwiastków [Lengeler i inni, 2001; Schroer i inni, 2001]. Badając strukturę subtelną krawędzi absorpcji próbuje się w skali mikro badać lokalne własności chemiczne substancji [Strub i inni, 2008]. Bardzo często w rentgenowskiej mikroskopii skaningowej do formowania wiązki próbującej wykorzystuje się płytki strefowe Fresnela, które dla miękkiego promieniowania X dają bardzo dobre rezultaty. Użycie soczewek refrakcyjnych pozwala na rozszerzenie mikroskopii skaningowej do wyższych energii promieniowania.

Ostatnio Aristov i Shabelnikov [2008] dokonali przeglądu refrakcyjnej optyki rentgenowskiej, natomiast Snigirev i Snigireva [2008] porównali różne rodzaje optyki rentgenowskiej (z optyką refrakcyjną włącznie) wykorzystywane przy ogniskowaniu promieniowania o wysokich energiach.

Poniżej omówimy własności optyczne parabolicznej soczewki refrakcyjnej. Będziemy odnosić się do soczewki ogniskującej w jednym kierunku (soczewka walcowa o profilu paraboli), ale wiele wniosków dotyczących takiej soczewki będzie prawdziwych również dla soczewki ogniskującej w dwóch kierunkach (soczewka sferyczna o profilu paraboloidy).

Dla uproszczenia dyskusji, w przypadkach, gdy konkretne wartości parametrów będą musiały być podstawione będziemy wybierać ogniskową soczewki o wartości 3 m. Zrobimy tak dlatego, że w dalszej części zamierzamy dyskutować zastosowanie soczewki niklowej dla właśnie takiej ogniskowej. W wielu zastosowaniach (a szczególnie wtedy, gdy zależy nam na małych rozmiarach wiązki) ogniskowe soczewek są krótsze.

3.1.1 Własności optyczne złożonej parabolicznej soczewki refrakcyjnej

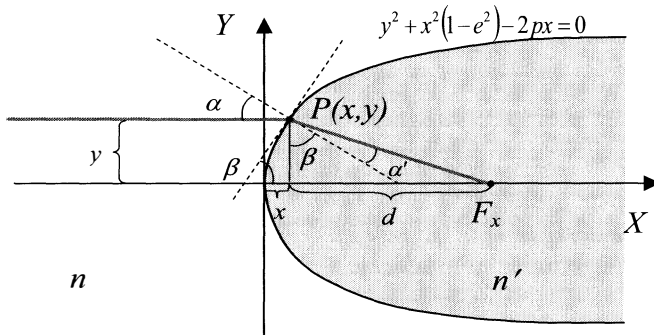
Ze względu na to, że współczynnik załamania promieniowania rentgenowskiego jest bliski jedności, najmniej aberracyjny kształt powierzchni soczewki jest parabolą⁷⁰. Można to wykazać dyskutując ogólny przypadek, kiedy powierzchnię ograniczającą dwa ośrodki optyczne soczewki opiszemy krzywą stożkową⁷¹.

Rozważmy (w ramach optyki geometrycznej) promień propagujący się w ośrodku o współczynniku załamania n biegnący od osi optycznej w odległości y i padający na powierzchnię stożkową ograniczającą inny ośrodek o współczynniku załamania n' i obliczmy wyrażenie na położenie punktu F_x przecięcia załamanego promienia z osią X (rysunek 3.7). W ogólności otrzymamy skomplikowane wyrażenie zależne od y (rachunki są przedstawione w UZUPEŁNIENIU 6.3). Okazuje się jednak, że dla każdej pary współczynników załamania n i n' możemy dobrać mimośród $e=e_b$ krzywej stożkowej tak, że zależność od y znika i wszystkie promienie przecinają oś X w tym samym miejscu F_b . Warunek na e_b jest następujący:

$$n_r^2 e_b^2 - 1 = 0 \Rightarrow e_b = \frac{1}{n_r} = \frac{n}{n'}, \quad (3.12)$$

⁷⁰ Mówimy tu o tzw. aberracjach sferycznych związanych z kształtem powierzchni soczewki. W optyce, aberracjami nazywamy wszelkie efekty powodujące zniekształcenie obrazu pewnego przedmiotu uzyskanego przy użyciu elementów optycznych takich jak soczewki czy zwierciadła. W tej pracy będziemy również mówić o aberracjach chromatycznych.

⁷¹ Krzywymi stożkowymi, albo krzywymi drugiego stopnia nazywamy krzywe spełniające równanie kwadratowe $ax^2 + 2bxy + cy^2 + 2dx + 2fy + g = 0$ [np. Bronsztejn i inni, 2004]. Należą do nich okrąg, elipsa, parabola i hiperbola.



Rysunek 3.7. Ogniskowanie na pojedynczej powierzchni opisanej krzywą stożkową o ogólnym równaniu: $y^2 + x^2(1 - e^2) - 2px = 0$, gdzie p jest promieniem krzywizny przy wierzchołku zaś e jest mimośrodem krzywej stożkowej. Promień pada na powierzchnię od strony ośrodka o współczynniku załamania n , załamuje się na powierzchni ograniczającej ośrodek o współczynniku załamania n' i przecina oś X w punkcie F_x .

gdzie $n_r = n'/n$, zaś odpowiednia ogniskowa F_b wynosi:

$$F_b = \frac{p}{1 - e_b} = \frac{p}{1 - \frac{n}{n'}} \quad (3.13)$$

Rozwiązanie jest ogólne. Jeżeli na przykład n' będzie dążyło do nieskończoności to dostaniemy $e_b = 0$, czyli okrąg. Jest to zgodne z oczekiwaniami, gdyż w takim przypadku wszystkie załamane promienie są praktycznie prostopadłe do powierzchni i jeżeli powierzchnia jest okręgiem to wszystkie załamane promienie przetną się w jego środku ($F_x = p$). Z drugiej strony, jeżeli n_r będzie bliskie 1 (a taka sytuacja występuje w przypadku promieniowania rentgenowskiego), to e_b będzie dążyło do 1, co oznacza, że najmniej aberracyjnym kształtem będzie parabola⁷².

Jeżeli przyjmiemy że $n = 1 - \delta$ (materiał) zaś $n' = 1$ (próżnia), to z (3.12) otrzymamy, że $e_b = 1 - \delta$, a z (3.13) otrzymamy:

$$F_b = \frac{p}{1 - \frac{1 - \delta}{1}} = \frac{p}{\delta} \quad (3.14)$$

Dla małego δ otrzymujemy dużą ogniskową. Na przykład, jeżeli $\delta = 1.5 \cdot 10^{-7}$ (Al dla 60 keV), to dla $p = 1$ mm otrzymujemy ogniskową $F = 15$ km. Zmniejszenie promienia krzywizny do 1 μm dałoby ogniskową 15 m. Widać, że dla ogniskowej o długości rzędu 1 m konieczne jest użycie wielu soczewek.

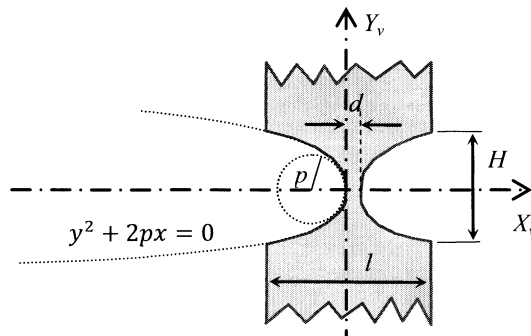
⁷² Przypadek $n_r \rightarrow 1$ oznacza słabe załamanie na powierzchni. Kształt paraboliczny będzie zatem odpowiedni w każdym przypadku, gdy współczynniki załamania n i n' są porównywalne.

Jak to jest opisane w UZUPEŁNIENIU 6.3, o ile w przypadku wiązki równoległej otrzymujemy jawne rozwiązanie (3.13) na punktowe ognisko, to w przypadku, gdy na powierzchnię opisaną krzywą stożkową pada wiązka rozbieżna emitowana z pewnego punktu leżącego na osi optycznej, nie można dobrać mimośrodów tak, aby skupić ją do innego punktu⁷³. Dla promieni przyosiowych można uzyskać przybliżone rozwiązanie. Sytuacja staje się bardziej skomplikowana, gdy będziemy składać razem kilka soczewek ograniczonych dwiema powierzchniami. Algebraicznie trudno jest rozwiązać ten problem, ale położenie obrazu można wyznaczyć numerycznie. Obliczenia pokazują, że w przypadku, gdy n_r jest bliskie jedności (czyli słabe ogniskowanie) i układ zawiera wiele takich samych soczewek, najmniejszy obraz punktowego źródła uzyskuje się wtedy, gdy mimośród krzywych spełnia warunek (3.12) – czyli taki sam jak dla pojedynczej powierzchni.

Przyjmijmy paraboliczny kształt powierzchni ograniczającej soczewkę. Jeżeli pojedyncza powierzchnia powoduje ogniskowanie na odległości p/δ , to obustronnie wklęsła soczewka (rysunek 3.8) posiada dwa razy mniejszą ogniskową ($f = p/2\delta$). Składając ze sobą N obustronnie wklęsłych soczewek otrzymamy dodatkowe skrócenie ogniskowej (N razy) do wartości:

$$f = \frac{p}{2N\delta}, \quad (3.15)$$

przy czym zakładamy, że możemy potraktować poszczególne elementy jako soczewki cienkie.



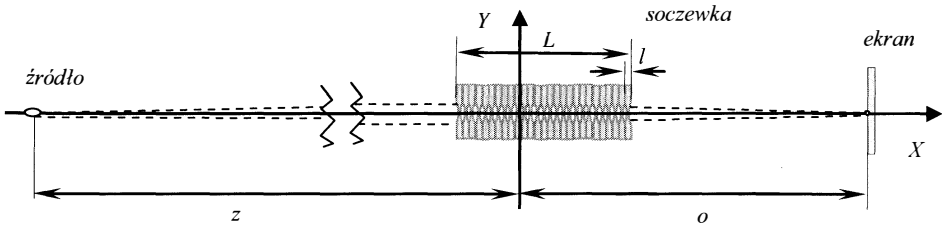
Rysunek 3.8. Soczewka obustronnie wklęsła. Dwa profile opisane parabolą są wytłoczone w materiale o współczynniku załamania $n=1-\delta$; p jest promieniem krzywizny przy wierzchołkach ($e=1$). Odległość między wierzchołkami zagłębień wynosi d , zaś odległość między płaskimi powierzchniami wynosi l . Fizyczna apertura soczewki wynosi H .

⁷³ Krzywa skupiająca punkt w punkt istnieje, ale nie jest to krzywa stożkowa.

Schemat złożonej soczewki refrakcyjnej przedstawiony jest na rysunku 3.9 w zewnętrznym układzie odniesienia XY . Oprócz soczewki, na rysunku zaznaczone jest źródło, które ma współrzędną $-z$ oraz ekran o współrzędnej o . Przy ustalonych położeniach źródła i ekranu można dobrać parametry soczewki tak, aby uzyskać ostry obraz źródła na ekranie. W przypadku, gdy długość soczewki L jest mała w porównaniu z odległością do źródła i odległością do ekranu możemy w pierwszym przybliżeniu użyć równania soczewki cienkiej:

$$\frac{1}{z} + \frac{1}{o} = \frac{1}{f}. \quad (3.16)$$

Jeżeli jednak długość soczewki jest porównywalna do długości jej ogniskowej, równanie (3.16) musi ulec modyfikacji. Podobnie równanie na powiększenie (lub pomniejszenie obrazu) musi być poprawione [Snigireva i inni, 2004]. Nie będziemy tu dyskutować tego problemu, ponieważ w wielu przypadkach przybliżenie cienkiej soczewki może być użyte z powodzeniem, gdyż typowe odległości źródeł od soczewki wynoszą 30 m, odległości obrazu od soczewki są rzędu 1-3 m, zaś sama soczewka ma długość nieprzekraczającą kilkunastu centymetrów.



Rysunek 3.9. Schemat złożonej soczewki refrakcyjnej tworzącej obraz źródła na ekranie. N pojedynczych soczewek obustronnie wklęsłych złożonych jest razem tworząc złożoną soczewkę o długości L . Źródło znajduje się w odległości z od początku układu odniesienia, ekran ma współrzędną o .

Z równania (3.15) wynika, że ogniskowa złożonej soczewki refrakcyjnej, przy ustalonej wartości dekrementu współczynnika załamania δ , może być dobrana przez dobór promienia krzywizny albo liczby soczewek. Żeby uzyskać krótką ogniskową przy niewielkiej liczbie soczewek promień krzywizny powinien być mały. Dla przykładu, soczewki przedstawione na rysunku 3.5 mają tę samą ogniskową, gdyż stosunek p/N jest w ich przypadku taki sam. Trzeba zauważyć, że rentgenowska złożona soczewka refrakcyjna jest chromatyczna. Jak

widać z równania (3.15) i (3.8) ogniskowa soczewki jest proporcjonalna do kwadratu energii promieniowania.

W wyżej cytowanych pracach można znaleźć teoretyczne obliczenia pozwalające na wyznaczenie przewidywanych parametrów soczewek. Takie jawne wyniki można otrzymać przy założeniu idealnej soczewki. O ile niektóre soczewki produkowane metodą litografii są bliskie ideałowi o tyle soczewki produkowane metodami wytlączania i składane później w jedną całość mogą posiadać pewne niedokładności. Z tego powodu przy pracach nad soczewką niklową dla energii 175 keV autor wykorzystał metodę śledzenia biegu promieni⁷⁴ do numerycznych symulacji ogniskowania przez złożoną soczewkę refrakcyjną. Program został opisany w pracy Andrejczuka i innych [2010], w której przedyskutowano wpływ różnych błędów ułożenia soczewek, o których będzie również mowa w podrozdziale 3.1.3. Krótki opis programu jest podany na końcu UZUPEŁNIENIA 6.3. Wiele prezentowanych poniżej własności soczewki refrakcyjnej zostało obliczonych przy użyciu tego programu. Ponieważ rozważano ogniskowanie tylko w jednym kierunku (Y) teoretyczne natężenia dN/dy są przedstawione w jednostkach [zliczenia/m]⁷⁵, przy czym natężenie wiązki pierwotnej dN_0/dy padającej na soczewkę jest unormowane do wartości 10^6 fotonów/m (1 foton/1 μm).

3.1.2 Transmisja parabolicznej soczewki refrakcyjnej

O ile dla większych długości fali promieniowania elektromagnetycznego (np. światła widzialnego) osłabienie wiązki promieniowania w materiale soczewki (patrz równanie 3.10) może być bardzo małe w pewnych zakresach widmowych ($\mu=10^{-2}$ - 10^{-3} cm^{-1}), o tyle w obszarze długości fali promieniowania rentgenowskiego zawsze mamy do czynienia z wartościami współczynnika absorpcji μ na poziomie 0.1 cm^{-1} , a często jest on znacznie większy⁷⁶. Jak łatwo przewidzieć, ze względu na zwiększającą się grubość materiału, osłabienie wiązki rośnie z odległością od osi optycznej. Profil transmisji przez soczewkę paraboliczną ma kształt funkcji Gaussa. Szerokość funkcji transmisji w połowie jej wysokości nazywamy aperturą efektywną i wynosi ona (UZUPEŁNIENIE 6.4):

⁷⁴ Metoda śledzenia biegu promieni określa typ programu komputerowego do symulacji propagacji promieniowania przez układy optyczne, w którym to programie analizuje się bieg pojedynczych promieni (fotonów), (ang. *ray-tracing*).

⁷⁵ Zliczenie oznacza rejestrację pojedynczego fotonu. Jednostkę [zliczenia/m] należy rozumieć tak jakby rozkład natężenia w kierunku (Z) prostopadłym do kierunku ogniskowania został wycalkowany i oznacza liczbę fotonów padających na jednostkę długości w kierunku Y . Całkowite natężenie mierzone w jednostkach [zliczenia] jest otrzymywane przez scałkowanie rozkładu w kierunku Y .

⁷⁶ Na przykład dla energii rzędu 400 keV współczynnik osłabienia w berylu wynosi 0.15 cm^{-1} , zaś dla 20 keV wzrasta do 0.4 cm^{-1} (patrz: tabela 3.1).

$$H_{eff} = \sqrt{\frac{\pi p}{\mu N}}, \quad (3.17)$$

gdzie μ jest liniowym współczynnikiem osłabienia w materiale, z którego wykonana jest soczewka. Ponieważ wartość współczynnika μ zależy od rodzaju materiału i od energii, przy ustalonych p i N możemy mieć różne wartości efektywnej apertury.

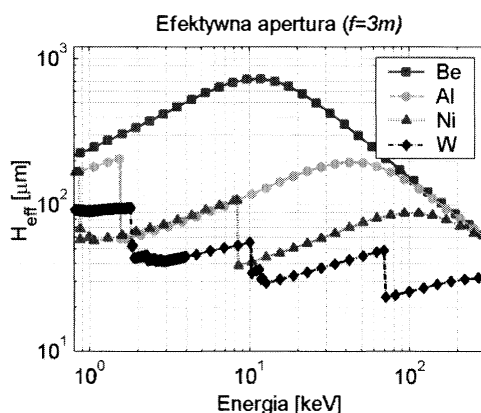
Założmy, że chcemy zastosować soczewkę w konkretnym eksperymencie. Wiemy, gdzie umieszczone jest źródło, wiemy, gdzie chcemy umieścić soczewkę i wiemy, gdzie ma być obraz źródła. Zatem ogniskowa soczewki jest ustalona. Jeżeli przekształcimy równanie (3.15) tak, żeby otrzymać N w funkcji f i wstawimy to wyrażenie za N w równaniu (3.17) to otrzymamy:

$$H_{eff} = \sqrt{2\pi f \frac{\delta}{\mu}}. \quad (3.18)$$

Z równania (3.18) wynikają dwie istotne zależności. Pierwsza to, że efektywna apertura zależy od ogniskowej soczewki. Widać, że jeżeli będziemy chcieli skrócić ogniskową 4 razy, to natężenie spadnie 2 razy. Druga zależność to ta, że przy ustalonej ogniskowej, efektywna apertura zależy od stosunku dekrementu współczynnika załamania δ i liniowego współczynnika osłabienia μ . Oba te parametry są zależne od materiału i energii. Na rysunku 3.10 przedstawiono przykładowy wykres zależności efektywnej apertury od energii dla czterech metali: berylu, aluminium, niklu i wolframu. Dla niższych energii współczynnik osłabienia μ jest zdominowany przez efekt fotoelektryczny, który maleje wraz z energią jak $\sim 1/E^3$. Ponieważ δ maleje jak $1/E^2$ (równanie 3.8), stosunek δ/μ rośnie. Dla wyższych energii dominuje z kolei rozpraszanie Comptona, które w obszarze energii pokazanym na rysunku 3.10 słabo zależy od energii i stosunek δ/μ maleje [Elleau, 1998a].

Można by sądzić, że najlepszym materiałem na soczewkę refrakcyjną jest beryl, który daje największą aperturę efektywną. Tak jest dla niskich energii. Dla wysokich energii, dla których efektywna apertura berylu jest porównywalna z innymi pierwiastkami, cięższe pierwiastki są lepsze, bo soczewki są krótsze. W przypadku wolframu fotoabsorpcja jest duża nawet dla wysokich energii. Pierwiastek ten nie nadaje się jako materiał na soczewkę refrakcyjną (w obszarze do 300 keV). Wybór pierwiastków zaprezentowanych na rysunku 3.10 nie jest przypadkowy. Na materiał soczewki refrakcyjnej (przy danym zakresie Z) wybiera się materiały o największej gęstości, gdyż uzyskujemy wtedy największą wartość dekrementu współczynnika załamania (równanie 3.8) i ogniskowanie jest wydajniejsze.

Należy stwierdzić, że efektywne apertury soczewek refrakcyjnych nie są duże w porównaniu z lustrami i płytkami fazowymi. Co prawda, dla niskich energii (~ 10 keV), możemy przy wykorzystaniu berylu uzyskać wartości 0.7 mm, ale dla energii powyżej 100 keV dostępne apertury są rzędu 100 μm lub mniejsze. Zatem używając parabolicznej soczewki refrakcyjnej jesteśmy w stanie wykorzystać tylko ułamek milimetra z całej wiązki promieniowania X. To ograniczenie na transmisję przez soczewkę paraboliczną było i jest powodem poszukiwań redukcji absorpcji przez usuwanie materiału z soczewki, o czym będzie mowa w podrozdziale 3.3.

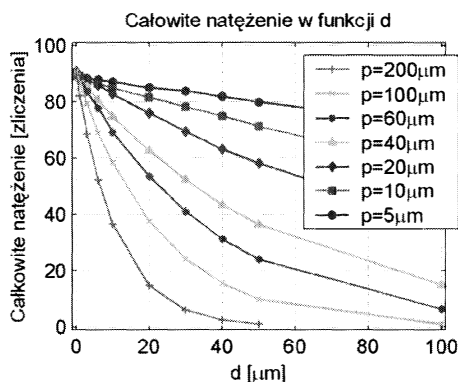


Rysunek 3.10. Efektywna apertura H_{eff} dla ogniskowej $f=3\text{m}$ dla różnych energii dla czterech materiałów (opis materiałów w legendzie)⁷⁷.

Warstwa o grubości d pomiędzy wierzchołkami parabol (rysunek 3.8) jest źródłem dodatkowej absorpcji (patrz UZUPEŁNIENIE 6.4). Dla soczewek pracujących przy energiach rzędu 10-30 keV grubość warstwy o wartości 50 mikrometrów nie wpływa znacząco na całkowite natężenie transmitowane przez soczewkę. Jednak dla energii powyżej 100 keV, gdzie efektywna apertura jest już mała, a liczba soczewek potrzebnych do uzyskania krótkiej ogniskowej jest duża, dodatkowa warstwa zbędnego materiału istotnie ogranicza całkowitą transmisję. Na rysunku 3.11 przedstawiono przykładowo teoretyczne wykresy całkowitego natężenia transmitowanego przez soczewkę wykonaną z niklu, ogniskującą promieniowanie o energii 175 keV na odległości 3.5 m. Na rysunku

⁷⁷ Ponieważ obliczenia wykonano przy prostym modelu opisującym dekrement współczynnika załamania δ , wartości H_{eff} obliczone dla energii bliskich (± 0.5 keV) energii krawędzi absorpcji w okolicach 1 keV mogą być obciążone większym błędem. Jest to spowodowane tym, że w obszarze niskich energii δ również podlega pewnym fluktuacjom przy krawędzi absorpcji. Dla energii bliskich lub większych od 10 keV fluktuacje dekrementu δ w pobliżu krawędzi absorpcji zanikają.

wykreślono całkowite liczby zliczeń rejestrowane na ekranie, jeżeli na soczewkę wyemitowany zostanie 1 foton na 1 mikrometr. Wykreślono dane dla siedmiu konfiguracji różniących się promieniem krzywizny soczewek, od 200 do 5 μm . Różnice w krzywiznie soczewek powodują, że soczewki składają się z różnej liczby elementów, od 556 do 14 odpowiednio do promienia krzywizny. Ta istotna zmiana w liczbie soczewek jest przyczyną dużych różnic w czułości soczewek na grubość materiału między wierzchołkami parabol. Bez wątpliwości, soczewki o mniejszym promieniu krzywizny byłyby lepsze, ale wykonanie tak wąskich zagłębień metodą wyciskania z jednoczesnym zachowaniem parabolicznego kształtu zagłębienia jest technicznie bardzo trudne. Rzeczywista soczewka, o której piszemy w podrozdziale 4.4, została wykonana przy promieniu krzywizny $p=100\ \mu\text{m}$. Projektowa grubość tej soczewki między wierzchołkami parabol wynosiła 5 μm , ale w rzeczywistości pierwszy prototyp składał się z soczewek, w których efektywna grubość pojedynczej soczewki obustronnie wklęsłej była rzędu 60 μm .



Rysunek 3.11. Całkowite natężenie transmitowane przez soczewkę niklową ogniskująca promieniowanie o energii 175 keV na odległości 3.5 m dla różnych grubości d warstwy materiału pomiędzy wierzchołkami parabol pojedynczej soczewki. Opis poszczególnych krzywych umieszczony jest w legendzie. p oznacza promień krzywizny paraboli przy jej wierzchołku.

Pomimo ograniczeń na transmisję, soczewki są coraz szerzej wykorzystywane. Są tańsze od lusterek rentgenowskich. Wymagania odnośnie gładkości powierzchni soczewek są znacznie mniejsze niż w przypadku lusterek rentgenowskich. Wynika to z różnicy w przekazie pędu, jaki występuje przy odbiciu i przy transmisji⁷⁸ [Lengeler i inni, 1999a]. Dlatego, o ile w lustrach wymagana

⁷⁸ W przypadku refrakcji przekaz pędu do materiału jest znikomy ze względu na bardzo mały ($\sim 10^{-6}$) kąt zmiany kierunku wektora falowego promieniowania. W przypadku odbicia od zwierciadła kąt ten jest równy podwojonej wartości kąta całkowitego odbicia. W przypadku refrakcji

jest dokładność rzędu nanometrów, to w przypadku powierzchni soczewek wymagana jest dokładność rzędu 1 mikrometra. Pomimo tej tolerancji soczewki dają równie dokładne ogniskowanie jak lustra. Dodatkowo są znacznie łatwiejsze w użyciu. Wyjustowanie soczewki w wiązce jest niezwykle proste (skanowanie na maksimum transmisji po dwóch kątach), podczas gdy ustawienie lustra lub płytki strefowej wymaga większej liczby kroków. Wielu autorów porównuje łatwość użycia rentgenowskiej soczewki refrakcyjnej do użycia soczewek w pasmie widzialnym w klasycznej optyce.

Aby soczewka była w miarę krótka (rzędu decymetrów), krzywizna soczewek musi być rzędu 100 mikrometrów. Są to zatem małe elementy wymagające technologii o precyzji na poziomie 1 μm . Soczewki produkowane metodami litograficznymi są bardzo dokładne ($< 1 \mu\text{m}$) jeżeli chodzi o wykończenie powierzchni i ich kolinearne ustawienie. Są jednak również soczewki produkowane mechanicznie z elementami złożonymi w jedną całość. W produkcji soczewki jak i w złożeniu pojawiają się błędy, które wpływają na transmitowane natężenie i jakość ogniskowania o czym jest mowa w kolejnym podrozdziale.

3.1.3 Wpływ błędów ułożenia elementów w złożonej soczewce parabolicznej na jakość ogniskowania

Rozkład natężenia wiązki zogniskowanej na próbce zależy od szeregu niezależnych czynników⁷⁹. Jako pierwszy, można wymienić rozmiar źródła, gdyż soczewka wytwarza obraz, który jest proporcjonalny do rozmiarów źródła. Na wielkość obrazu istotny wpływa ma również odległość źródła od soczewki, przy czym im dalej od soczewki umieszczone jest źródło, tym mniejszy jego ostry obraz możemy uzyskać. Kolejnym elementem jest ogniskowa soczewki. Soczewki o krótszej ogniskowej przy tej samej odległości od źródła wytwarzają obraz bliżej soczewki i bardziej pomniejszony. Ostatnim elementem, którym zajmiemy się tutaj dokładniej, jest jakość soczewki. Należy ją rozumieć jako zdolność do dokładnego odwzorowania kształtu źródła na ekranie, umieszczonym w miejscu o , przewidzianym przez równanie soczewki (3.16). Wszelkie niedokładności soczewki, jej niewłaściwy kształt i ustawienie względem osi optycznej wprowadzają aberracje, które prowadzą do rozmycia obrazu. W podrozdziale 3.1.1 pokazaliśmy, że w przypadku promieniowania rentgenowskiego najmniej aberracyjnym kształtem soczewki jest parabola. Jednak w przypadku soczewki złożonej musimy zadbać również o dokładne ustawienie poszczegól-

z małym współczynnikiem załamania wpływ nierówności na zaburzenia frontu falowego jest również mały.

⁷⁹ Mamy tu na myśli przestrzenny rozkład natężenia w miejscu obrazu. Jego jasność, czyli bezwzględna wartość natężenia, została przedyskutowana w poprzednim podrozdziale.

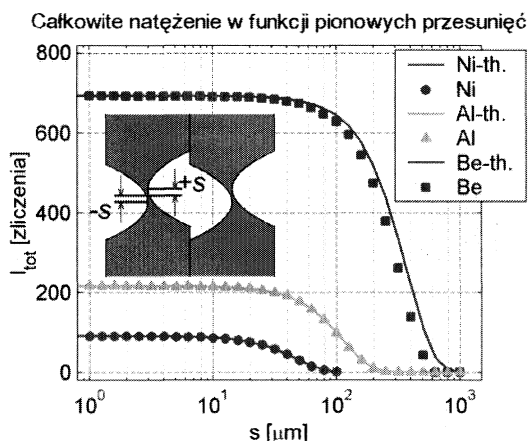
nych parabol, aby nie wprowadzić aberracji powodujących rozmywanie rozkładu natężenia promieniowania w miejscu obrazu.

Okazuje się, że nie wszystkie błędy ułożenia parabol w elementach soczewki złożonej wpływają na jakość ogniskowania w jednakowym stopniu. Poniżej są zaprezentowane wyniki teoretycznych obliczeń dla trzech przykładowych soczewek o jednakowej ogniskowej, ale wykonanych z różnych materiałów i ogniskujących promieniowanie o różnej energii, w których wprowadzono błędy ułożenia poszczególnych elementów [Andrejczuk i inni, 2010]. W przypadku tych obliczeń źródło umieszczone było w odległości 47 m od powierzchni wejściowej soczewki zaś obraz tworzony był na ekranie umieszczonym w odległości 3.5 m od powierzchni wejściowej soczewki. Tabela 3.1 przedstawia parametry trzech rozważanych soczewek: soczewki berylowej dla energii 20 keV, soczewki aluminiowej dla energii 60 keV oraz soczewki wykonanej z niklu dla energii 175 keV.

Tabela 3.1. Parametry trzech soczewek refrakcyjnych użytych w obliczeniach efektów błędów ułożenia elementów w soczewce złożonej. Ogniskowe tych soczewek wynoszą 3.2 m. Znaczenie parametrów jest następujące: p - promień krzywizny soczewki przy wierzchołku paraboli, N - liczba obustronnie wklęsłych soczewek w soczewce złożonej, μ i δ - odpowiednio współczynnik osłabiania i dekrement współczynnika załamania dla danej energii i materiału soczewki, x_0 - niewielkie korygujące przesunięcie soczewki względem źródła, aby uzyskać ostry obraz na ekranie, l i L odpowiednio długość pojedynczego elementu i całkowita długość soczewki złożonej, H - fizyczna apertura (rysunek 3.8), H_{eff} - efektywna apertura wyznaczona z symulacji numerycznych oraz I_{t0} - natężenia tła związane rozproszczeniami elastycznymi i nieelastycznymi w materiale soczewki o czym można przeczytać na końcu UZUPEŁNIENIA 6.3 (na podstawie Andrejczuk i inni, [2010]).

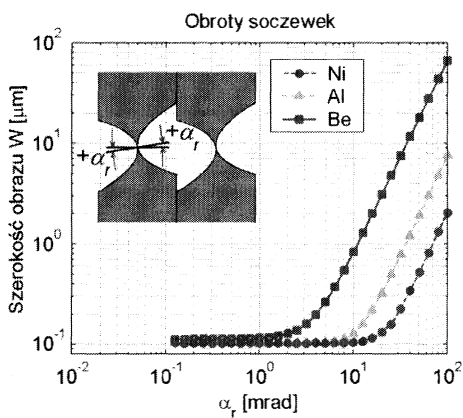
Parametr	Be-20 keV	Al-60 keV	Ni-175 keV
p [μm]	200	150	100
N	37	157	274
μ [1/cm]	0.3957	0.7507	1.615
$\delta \times 10^{-7}$	8.520	1.500	0.5761
x_0 [mm]	47.13	-24.90	9.16
l [mm]	2.00	1.00	0.50
L [cm]	7.4	15.7	13.7
H [μm]	1264	773.9	445.6
H_{eff} [μm]	694(2)	216.3(6)	90.5(4)
I_{t0} [zliczenia/m]	34(4)	16(3)	7.3(4)

Badano szerokość rozkładu natężenia promieniowania na ekranie w funkcji wielkości błędów polegających na pionowych przesunięciach elementów w soczewce złożonej oraz na obrotach parabolicznych zagłębieniach w poszczególnych elementach. Błędy takiego rodzaju (systematyczne bądź przypadkowe) mogą pojawić się w procesie produkcji soczewek metodą wyciskania parabolicznych zagłębieniach. W celu dokładnego zbadania aberracji zamodelowano małe źródło tak, że szerokość obrazu W , otrzymywana przy użyciu idealnej złożonej soczewki, była porównywalna z limitem dyfrakcyjnym dla wybranej geometrii ($\sim 0.1 \mu\text{m}$, UZUPEŁNIENIE 6.3).

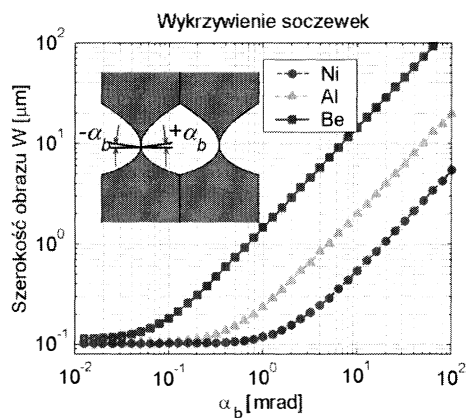


Rysunek 3.12. Spadek całkowitego natężenia I_{tot} propagującego się przez soczewkę złożoną w funkcji prostopadłego przesunięcia s wierzchołków parabol względem osi optycznej. Punkty i linie reprezentują odpowiednio wyniki symulacji numerycznych oraz teoretyczny spadek natężenia [Andrejczuk i inni, 2010]. Przedrukowano za zgodą Międzynarodowej Unii Krystalograficznej.

Protopopov [1999] jako pierwszy zwrócił uwagę na fakt, że jakość ogniskowania nie zależy od fluktuacji poprzecznego położenia pojedynczych parabolicznych soczewek względem osi optycznej. Rzeczywiście, jak pokazały symulacje, prostopadłe (względem osi optycznej) przesunięcia soczewek nie rozmywają obrazu źródła. Przesunięcia te mają natomiast wpływ na natężenie promieniowania transmitowanego przez złożoną soczewkę. Na rysunku 3.12 przedstawiono spadek całkowitego natężenia rejestrowanego w miejscu obrazu w funkcji systematycznego przesunięcia s wierzchołków parabol względem osi optycznej, tak jak to jest pokazane we wstawce na rysunku 3.12. W sytuacji, kiedy mamy do czynienia z przypadkowymi przesunięciami s spadek natężenia przedstawiony na rysunku 3.12 przebiega bardzo podobnie, jeżeli na osi poziomej odłoży się odchylenie standardowe fluktuacji pionowych przesunięć.



Rysunek 3.13. Poszerzenie obrazu związane z systematycznymi obrotami poszczególnych elementów w złożonej soczewce parabolicznej [Andrejczuk i inni, 2010]. Przedrukowano za zgodą Międzynarodowej Unii Krystalograficznej.



Rysunek 3.14. Poszerzenie obrazu związane z systematycznym wykrzywieniem poszczególnych elementów w złożonej soczewce parabolicznej [Andrejczuk i inni, 2010]. Przedrukowano za zgodą Międzynarodowej Unii Krystalograficznej.

Obliczenia przeprowadzone dla systematycznych błędów polegających na tym, że osie parabol są nachylone do osi optycznej złożonej soczewki pokazały, że o ile całkowite natężenie transmitowane przez soczewkę nie zmniejsza się istotnie w funkcji kąta nachylenia parabol, to błędy nachylenia wprowadzają aberracje powodujące poszerzenie obrazu źródła. Można wyróżnić dwa przypadki błędów systematycznych, które są takie same w każdym elemencie soczewki złożonej. W pierwszym, parabole po dwóch stronach obustronnie wklęsłej pojedynczej soczewki obrócone są w tym samym kierunku (obrót pojedynczej soczewki o kąt α_r , tak jak to jest pokazane we wstawce na rysunku 3.13). Drugi przypadek to taki, w którym obroty parabol po dwóch stronach obustronnie wklęsłej soczewki mają przeciwny znak (wykrzywienie soczewki o kąt α_b , przedstawione we wstawce na rysunku 3.14). Obliczenia pokazały, że o ile obroty pojedynczych soczewek poszerzają obraz do rozmiarów $1 \mu\text{m}$ dopiero dla kątów rzędu 10 mrad , to w przypadku błędów wykrzywienia soczewek już wykrzywienie na poziomie 1 mrad powoduje poszerzenie tego samego rzędu (rysunki 3.13 i 3.14). Porównanie wyników otrzymanych dla różnych soczewek pokazało, że najbardziej czuлыми na tego typu błędy są soczewki charakteryzujące się dużym stosunkiem efektywnej apertury i promienia krzywizny soczewki przy wierzchołku. W cytowanej pracy Andrejczuk i inni [2010] zauważono również, że w przypadku, gdy występują systematyczne błędy wykrzywienia elementów soczewki, obrócenie co drugiej soczewki góra-dół powoduje, że aberracje zmniejszają się do poziomu aberracji związanych z obrotami poszczególnych

elementów, które jak widać są mniejsze o rząd wielkości. W pracy Andrejczuk i inni [2010] przedyskutowano także wymaganą dokładność parabolicznego kształtu soczewek poprzez obliczenia szerokości obrazu w funkcji mimośrodów krzywej stożkowej opisującej kształt pojedynczych elementów soczewki. Stwierdzono, że odstępstwo rzeczywistej powierzchni soczewki od parabolicznego kształtu w miejscu, w którym średnica paraboli jest równa efektywnej aperturze H_{eff} , powinno być mniejsze od ułamka mikrometra, jeżeli chcemy uniknąć poszerzenia obrazu powyżej $1 \mu\text{m}$ przy ogniskowaniu na odległości 3 m.

Przedstawione wyżej obliczenia poszerzenia wiązki były wykonane w ramach zwykłej optyki geometrycznej przy założeniu niekoherentnego źródła i dobrze opisują stan wiązki, gdy ogniskujemy niekoherentne promieniowanie synchrotronowe. Dla spójnej wiązki FEL konieczne jest zastosowanie optyki falowej do przewidywania natężenia, które można uzyskać za pomocą soczewki refrakcyjnej. Wstępne obliczenia pokazują jednak, że oprócz pojawienia się prążków interferencyjnych wokół obrazu źródła na skutek aberracji związanych z obrotami parabol, jego poszerzenie jest takie jak obliczone wyżej [Krzywiński, 2009].

Na koniec należy wspomnieć, że aberracje związane z geometrycznymi błędami ułożenia parabol w złożonej soczewce nie są jedynym czynnikiem powodującym rozmycie obrazu źródła tworzonego przez soczewkę złożoną. O ile niekoherentne rozproszenia elastyczne i nieelastyczne na atomach materiału soczewki dają znikome tło (tabela 3.1 i UZUPEŁNIENIE 6.3) to niskokątowe rozpraszanie na niejednorodnościach materiału mogą być przyczyną znaczącego tła, o czym wspominaliśmy na początku podrozdziału 3.1. Ponadto wszelkie nierówności powierzchni soczewek wyraźnie większe od $1 \mu\text{m}$ mogą być również źródłem rozpraszania i rozmycia tworzonego przez soczewkę obrazu źródła.

3.2 Soczewka wieloprismowa (soczewka typu Aligator)

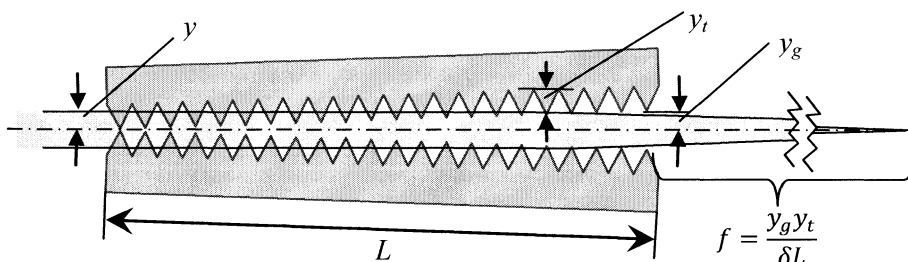
Inny sposób wykorzystania refrakcji zaproponował Cederström i inni [2000]. Jeżeli rozważy się zestaw pryzmatów umieszczonych na płaskiej powierzchni i umieści się ten układ w wiązce promieniowania, to promieniowanie przechodzące przez kolejne pryzmaty, będzie ugiąć się coraz bardziej⁸⁰. Jeżeli nachylimy zestaw pryzmatów pod pewnym kątem do osi wiązki, to promienie

⁸⁰ Kąt ugięcia na pojedynczym pryzmacie jest mały, bo współczynnik załamania jest bliski jedności. W przybliżeniu małych kątów odchylenia na pojedynczym pryzmacie wynosi: $\theta = 2\delta \tan(\gamma/2)$, gdzie δ jest dekrementem współczynnika załamania zaś γ jest kątem łamiącym pojedynczego pryzmatu.

biegnące bliżej osi przejdą przez mniejszą liczbę pryzmatów i w rezultacie załamają się mniej niż promienie propagujące się w większej odległości y od osi optycznej (rysunek 3.15). Proste obliczenia pokazują, że w takiej sytuacji całkowity kąt odchylenia promienia zależy liniowo od odległości od osi optycznej, co oznacza, że załamane promienie przetną się w jednym punkcie⁸¹. Ogniskową takiej soczewki możemy zapisać jako [Cederström i inni, 2002]:

$$f = \frac{y_g y_t}{\delta L}, \quad (3.19)$$

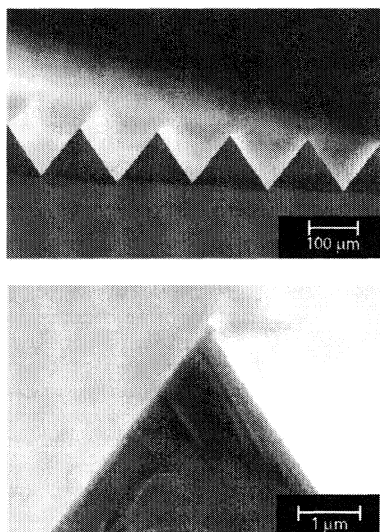
gdzie: y_t jest wysokością pryzmatów (zębów), y_g jest połową szerokości szczeliny na końcu soczewki, δ jest dekrementem współczynnika załamania zaś L długością soczewki.



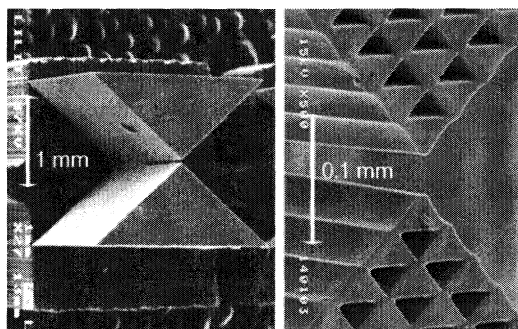
Rysunek 3.15. Soczewka wieloprismowa (ang. *Multiprism lens, Aligator lens, sawtooth lens*). Dwa układy pryzmatów są do siebie nachylone pod pewnym kątem. Promieniowanie propagujące się dalej od osi załamuje się bardziej, gdyż przechodzi przez większą liczbę pryzmatów.

Soczewka wieloprismowa w zasadzie działa jak soczewka paraboliczna. Można pokazać, że droga optyczna w materiale soczewki wieloprismowej jest kwadratową funkcją odległości od osi soczewki, co optycznie jest równoważne parabolicznemu profilowi wykonanemu z tego samego materiału. I rzeczywiście, symulacje pokazują, że idealna soczewka wieloprismowa i soczewka paraboliczna o tej samej ogniskowej dają bardzo podobne obrazy źródła, zarówno co do kształtu ogniska jak i natężenia. Oznacza to, że apertura efektywna soczewki wieloprismowej jest identyczna z soczewką paraboliczną i możemy stosować wzór (3.18) również dla soczewki wieloprismowej.

⁸¹ Tak by było, gdyby gęstość zębów była nieskończona. Dyskretna natura rozłożenia pryzmatów jest źródłem pewnych aberracji. Symulacje pokazują jednak, że przy liczbie zębów większej od 300 na danej długości L , aberracje są już bardzo małe, a przy obrazowaniu większych źródeł, nawet mniejsza liczba zębów jest wystarczająca.



Rysunek 3.16. Element soczewki wieloprismowej wykonany w krzemie [Ribbing i inni, 2003]. Obraz uzyskano za pomocą skaningowego mikroskopu elektronowego (SEM)⁸².



Rysunek 3.17. Soczewka CLESIDRA [Jark i inni, 2004]. Obraz uzyskano za pomocą SEM. Obraz po lewej przedstawia całą soczewkę. Obraz po prawej przedstawia powiększenie jej centralnej części⁸³.

Soczewka wieloprismowa posiada wiele zalet. Przede wszystkim widać, że ogniskowa tej soczewki może być łatwo regulowana przez zmianę kąta nachylenia „szczęk”. W eksperymentach, w których przestrajają się energię w szerokim zakresie i wykorzystuje się soczewkę refrakcyjną, która, jak to zostało zaznaczone wyżej, jest soczewką chromatyczną, taka łatwa zmiana ogniskowej jest wygodna [np. Shastri i inni, 2007]. W przypadku użycia soczewki parabolicznej w eksperymentach ze zmienną energią promieniowania konieczne jest przesuwanie soczewki, aby utrzymać obraz źródła w miejscu próbki. Druga zaleta, która jest ważna z punktu widzenia dyskusji w podrozdziale 3.1.2, to brak dodatkowej absorpcji związanej z grubością soczewki parabolicznej pomiędzy wierzchołkami. Dlatego dla wysokich energii promieniowania soczewka wieloprismowa może być całkiem dobrą alternatywą. Do zalet możemy jeszcze dodać łatwiejszą produkcję, gdyż zamiast wytwarzania parabolicznych powierzchni

⁸² Przedrukowane z J. Micromech. Microeng., 13, C. Ribbing, B. Cederström i M. Lundqvist, „Microfabrication of Saw-Tooth Refractive X-ray Lenses in Low-Z Materials”, (2003), za zgodą IOP Publishing Ltd.

⁸³ Przedrukowane z J. Synchrotron Rad., 11, W. Jark, F. Perennes, M. Matteucci, L. Mancini, F. Montanari, L. Rigon, G. Tromba, A. Somogyi, R. Tucoulou i S. Bohic, „Focusing X-Rays With Simple Arrays of Prismlike Structures”, (2004), za zgodą International Union of Crystallography.

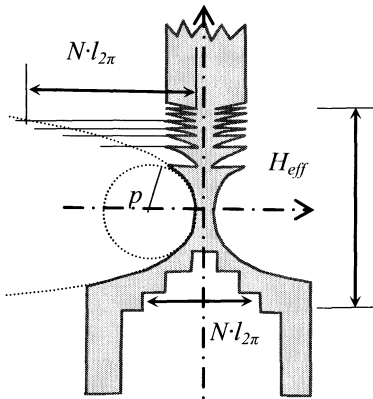
ni musimy wytworzyć układ płaskich powierzchni, co często technologicznie jest łatwiejsze. Prawdopodobnie z tego powodu pierwsze soczewki, których materiałem był lit, były wykonane w formie soczewki wielopryzmowej [Dufresne i inni, 2001; Arms i inni, 2002]

Jednak soczewka wielopryzmowa ma również i wady. Dyskretna natura tej soczewki wpływa na rozmiar możliwego ogniska. Czułość soczewki wielopryzmowej na ilość pryzm, na błędy w układzie pryzmatów oraz na inne odchylenia od idealnej geometrii były w części testowane za pomocą symulacjach numerycznych (będzie to tematem oddzielnej publikacji). Już teraz można jednak stwierdzić, że przy geometrii takiej jak w przypadku soczewki niklowej, dla 175 keV soczewka wielopryzmowa jest wielokrotnie czulsza na odchylenia od osi wiązki niż soczewka paraboliczna. Jeżeli chcemy uzyskać ogniskowanie na poziomie limitu dyfrakcyjnego, wymogi dokładności wykonania zębów (a szczególnie ich wysokości) sięgają ułamków mikrometrów. Obecnie osiągnięta dokładność wykonania takich elementów może być duża. Widać to na rysunku 3.16, gdzie przedstawiono elementy soczewki wielopryzmowej wykonanej w kryształach krzemu [Ribbing i inni, 2003]. Jeżeli zadowolimy się ogniskiem o rozmiarach 1 mikrometra na odległości 3 m tolerancja na fluktuacje wysokości pryzmatów wzrasta do kilku mikrometrów.

3.3 Soczewki refrakcyjno-dyfrakcyjne

Jak pokazano w podrozdziale 3.1.2, transmisja przez paraboliczną soczewkę jest ograniczona. Obszar, przez który promieniowanie jest transmitowane (mierzonej efektywną aperturą) jest zazwyczaj mniejszy od fizycznej apertury soczewki. Gdyby usunąć materiał z tych części parabolicznej soczewki, gdzie jest jego najwięcej, można by zmniejszyć absorpcję i w związku z tym zwiększyć efektywną aperturę soczewki. Jeżeli chcemy zachować własności ogniskujące soczewki, usunięcie materiału nie powinno zmieniać fazy promieniowania propagującego się przez soczewkę. Propozycję takiej soczewki można znaleźć w pracy Lengelera i innych [1999a], pierwsze zaś doświadczalne doniesienie pochodzi od Aristova i innych [2000a]. W cytowanej pracy zaprezentowano wyniki testowych pomiarów przeprowadzonych na soczewce o zredukowanej absorpcji wykonanej w krzemie. Idea zmniejszenia ilości materiału w soczewce parabolicznej jest schematycznie przedstawiona na rysunku 3.18. Dolna i górna część soczewki przedstawiają dwa różne podejścia. W górnej części rysunku partie powierzchni paraboli są przesuwane bliżej środka soczewki, w dolnej zaś części materiał jest usuwany ze środka soczewki bez zmiany powierzchni paraboli. W obu przypadkach ilość usuniętego materiału powinna odpowiadać wielokrotności odcinka $l_{2\pi}$, na którym różnica faz pomiędzy promieniowaniem pro-

pagującym się w materiale soczewki a promieniowaniem propagującym się w próżni na tej samej odległości wynosi 2π ⁸⁴.



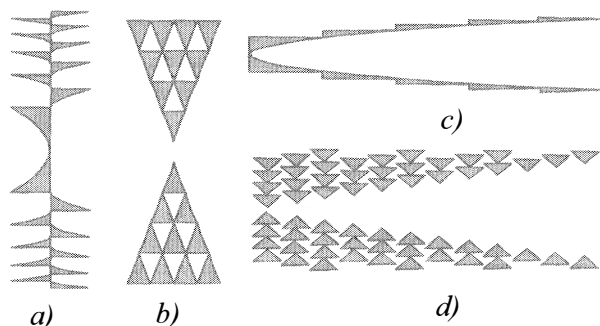
Rysunek 3.18. Metody zmniejszenia absorpcji w parabolicznej soczewce refrakcyjnej. Powierzchnia soczewki zachowuje swój paraboliczny kształt, ale usuwa się materiał z wnętrza soczewki (dolna część rysunku) lub przesuwają się odcinki paraboli zmniejszając grubość materiału (górną część rysunku).

Soczewki o takim kształcie nazywane są w literaturze anglojęzycznej *kinoforn lenses*. Ich kształt jest bardzo podobny do elementów optycznych nazywanych soczewkami Fresnela, jednak o ile w przypadku soczewek Fresnela podział na strefy nie jest związany z długością fali promieniowania, o tyle w soczewkach kinoforn długość fali ma istotny wpływ na geometrię soczewki i jej działanie. Modyfikacja soczewki refrakcyjnej polegająca na strefowym usuwaniu materiału powoduje, że soczewka zyskuje charakter dyfrakcyjny. Wiele eksperymentów pokazuje, iż soczewka daje silne ognisko, ale pojawiają się satelity związane z dyfrakcją na ostrych elementach soczewki. W niektórych aplikacjach obecność satelitów nie ma większego znaczenia i wtedy zwiększona transmisja przez soczewkę daje korzyści w postaci zwiększonego natężenia promieniowania. Soczewki *kinoforn* są mocno chromatyczne, gdyż ich kształt jest dobrany do określonej długości fali λ_0 . Dla długości fali różniących się od λ_0 transmisja przez soczewkę może być znacznie mniejsza. W zależności od konstrukcji soczewki, pojawiają się maksima transmisji dla innych długości fal, przy czym szczegóły widma transmisji zależą od rodzaju soczewki *kinoforn*.

Pomysł redukcji absorpcji w soczewce parabolicznej zrodził wiele różnych pomysłów na elementy refrakcyjne działające przy zminimalizowanej absorpcji. Rysunek 3.19 przedstawia cztery konfiguracje, które można znaleźć w literaturze. Najczęściej występują soczewki typu „a”, które głównie wykonywane są z niklu w celu ogniskowania przy wysokich energiach, gdzie (jak już

⁸⁴ Na przykład, dla niklu przy energii 175 keV odległość $l_{2\pi}$ wynosi 124 μm .

wiadomo) problem transmisji jest najpoważniejszy [Nazmov i inni, 2005]. W pracy Yunkina i innych [2004] można znaleźć przegląd metod i problemów, jakie występują w produkcji parabolicznych soczewek metodami litografii, a w szczególności produkcji soczewek typu kinoform. Typ „b” i „d” są próbą redukcji absorpcji w soczewce wieloprismowej. Jark i inni [2004] pierwsi zaprezentowali soczewkę o profilu klepsydry (rysunek 3.17) wypełnionej małymi pryzmatami. Cederström i inni [2005] zaprezentowali podobne rozwiązanie, ale w nieco innej konfiguracji. Typ „c” może wystąpić w postaci złożenia wielu soczewek o większym promieniu krzywizny [np. Nöhammer i inni, 2003] lub w postaci pojedynczej soczewki o bardzo małym promieniu krzywizny [Evans-Lutterodt i inni, 2003 i 2004]. Ten ostatni przykład jest o tyle ciekawy, że kształt tej długiej i wąskiej pojedynczej soczewki jest (zgodnie z dyskusją rozdziale 3.1.1) elipsą. Jest to co prawda elipsa o mimośrodku bliskim 1, ale zastosowanie idealnej paraboli w tym przypadku byłoby źródłem aberracji.



Rysunek 3.19. Typowe kształty soczewek refrakcyjno-dyfrakcyjnych; a) kinoform lens [Nazmov i inni, 2005], b) soczewka typu klepsydra [Jark i inni, 2004], c) soczewka paraboliczna [Evans-Lutterodt i inni, 2004], d) rozszerzona soczewka wieloprismowa [Cederström i inni, 2005].

Na zakończenie warto dodać, że podobnie jak zmienia się soczewkę paraboliczną w kierunku elementu dyfrakcyjnego, tak wprowadza się efekty refrakcji do dyfrakcyjnych elementów, jakimi są płytki strefowe Fresnela. Czyni się to przez dodanie dodatkowych warstw o odpowiedniej grubości, które przez refrakcję dodają przesunięcie fazowe do interferujących części wiązki i zwiększają wydajność soczewki [np. Di Fabrizio i inni, 1999]. Bez wątpienia, soczewki refrakcyjno-dyfrakcyjne zaprojektowane i zastosowane dla określonej

energii dają przewagę natężenia nad „klasyczną” paraboliczną soczewką rentgenowską.

Elementy optyczne, o których powiedzieliśmy w tym rozdziale są wykorzystywane w eksperymentach do kształtowania wiązki promieniowania rentgenowskiego. Zwierciadła i soczewki zastosowane do silnych źródeł promieniowania rentgenowskiego pozwalają na uzyskanie wysokich natężeń, dzięki czemu szereg metod eksperymentalnych, które wymieniamy w następnym rozdziale, może być zastosowana do małych objętości próbek. Temu zagadnieniu poświęcony jest podrozdział 4.4, w którym szczegółowo opisujemy konstrukcję oraz testy złożonej soczewki parabolicznej wykonanej z Ni przeznaczonej do ogniskowania promieniowania o energii 175 keV.

4. ZASTOSOWANIA SILNYCH ŹRÓDEŁ PROMIENIOWANIA X

Promieniowanie rentgenowskie, tak jak każde promieniowanie elektromagnetyczne, oddziałuje głównie z elektronami w materii (patrz początek rozdziału 3). W odróżnieniu od promieniowania w pasmie widzialnym, promieniowanie rentgenowskie ma energię przekraczającą energię wiązania elektronów walencyjnych i może je wybijać z atomów. Są trzy główne procesy, jakie mogą zajść, kiedy promieniowanie rentgenowskie propaguje się przez materię (3.11): absorpcja fotoelektryczna, elastyczne rozpraszanie, nazywane rozpraszaniem Rayleigha i nieelastyczne rozpraszanie, nazywane rozpraszaniem komptonowskim⁸⁵. W ogólności absorpcja i elastyczne rozpraszanie promieniowania rentgenowskiego maleje wraz z energią promieniowania oraz rośnie wraz z energią wiązania elektronów w atomach⁸⁶. Natomiast prawdopodobieństwo rozprożeń komptonowskich początkowo rośnie do energii około 100 keV, a później maleje wraz ze wzrostem energii promieniowania. Wymienione procesy są oddziaływaniem promieniowania z atomami i zachodzą niezależnie od stanu skupienia materii. Jednak, jak wiadomo, jeżeli materia ma uporządkowaną strukturę kryształu, to mogą zajść procesy silnej dyfrakcji, które są przejawem kolektywnego oddziaływania promieniowania z wieloma atomami i interferencją amplitud rozpraszania (dyfrakcja na kryształach). Jak Czytelnik zobaczy dalej w tym podrozdziale, podczas omawiania przykładów metod doświadczalnych, oprócz trzech głównych procesów oddziaływania wymienionych wyżej występuje szereg procesów występujących z mniejszym prawdopodobieństwem. Są to głównie procesy „słabo nieelastyczne”, w których (w odróżnieniu od rozprożeń komptonowskich) promieniowanie traci lub zyskuje niewielki ułamek ($<10^{-4}$) swojej energii.

W literaturze wyróżnia się dwa zakresy energii promieniowania rentgenowskiego: zakres miękkiego promieniowania (ang. *Soft X-rays*) i zakres twardego promieniowania (ang. *Hard X-rays*). Mianem miękkiego promieniowania

⁸⁵ Dla bardzo wysokich energii (>1.2 MeV) pojawia się oddziaływanie polegające na kreacji pary elektron-pozyton, ale nie będzie ono tutaj dyskutowane. Terminem elastyczne rozpraszanie określa się procesy, w których cząstka (foton) oddziałująca z danym obiektem nie traci swojej energii. W odróżnieniu, w procesie nieelastycznego rozpraszania zarówno energia cząstki padającej jak i energia obiektu ulegają zmianie. Terminu „nieelastyczne” nie należy mylić z klasycznym pojęciem zderzeń, w których występuje tarcie.

⁸⁶ Mówimy tutaj o ogólnym charakterze oddziaływania promieniowania rentgenowskiego z materią, pomijając efekty rezonansowe, jakie występują w przekroju czynnym na fotoabsorpcję.

rentgenowskiego określa się promieniowanie, którego energia zawiera się w przedziale od 100 eV do 10 keV. W tym obszarze energii całkowicie dominują efekt fotoelektrycznej absorpcji i elastycznego rozpraszania. O ile obszar energii poniżej 1 keV jest specyficzny i właściwy tylko niektórym technikom doświadczalnym to listy rodzajów eksperymentów przeprowadzanych z użyciem miękkiego promieniowania i twardego promieniowania mocno się przekrywają. Zatem podział na eksperymenty wykonywane przy użyciu miękkiego czy twardego promieniowania rentgenowskiego jest raczej płynny.

O ile dla niskich energii dominującymi procesami oddziaływania promieniowania z materią są efekty fotoelektryczny i rozpraszanie elastyczne to dla wyższych energii dominującą rolę zaczyna odgrywać rozproszenie głęboko nieelastyczne (rozpraszanie komptonowskie). Suortti i Tschentscher [2002] zaproponowali, aby obszar twardego promieniowania określić za pomocą energii, dla której przekrój czynny⁸⁷ na fotoelektryczną absorpcję będzie równy przekrojowi czynnemu na rozpraszanie. Ta energia jednak zależy od liczby atomowej pierwiastków materii i występuje przy 22 keV dla węgla, zaś wynosi ona 400 keV dla ołowiu. Z drugiej strony, w literaturze można znaleźć sformułowania określające, że twarde promieniowanie rentgenowskie to promieniowanie o energii przewyższającej 60 keV. Generalnie można powiedzieć, że w obszarze wyższych energii promieniowanie rentgenowskie słabo oddziałuje z materią i dlatego jest bardziej przenikliwe. Ten fakt wykorzystuje się we wszelkich badaniach, w których próbka musi znajdować się w otoczeniu innych materiałów jak np. w badaniach w wysokich ciśnieniach, gdzie próbka otoczona jest diamentowymi kowadełkami oraz uszczelką. Twarde promieniowanie rentgenowskie jest również wykorzystywane w badaniach dużych objętości materiałów. Tu przede wszystkim mowa jest o dyfrakcji na dużych ($\sim 1\text{cm}^3$) monokryształach i badaniu jakości ich struktury wewnętrznej. W przypadku mniejszych monokryształów użycie wysokiej energii pozwala na zmniejszenie efektów ekstynkcji i dokładniejsze określenie ich struktury krystalograficznej. Wysokich energii używa się do badań ważnych z punktu widzenia technologii, takich jak badanie spawów, badanie naprężeń termicznych, badania próbek materiałów elementów mechanicznych zmodyfikowanych w wyniku zmęczenia materiału czy uszkodzonych po przekroczeniu dopuszczalnych obciążeń.

⁸⁷ Przekrój czynny jest miarą prawdopodobieństwa oddziaływania (rozpraszania) strumienia cząstek na innych obiektach (centrach rozpraszania). Definiuje się go równaniem: $N = I\sigma$, gdzie N jest liczbą cząstek, które ulegną oddziaływaniu (rozproszeniu), I jest natężeniem cząstek (ilość cząstek padająca na jednostkę powierzchni) padających na centrum rozpraszania, σ zaś jest właśnie przekrojem czynnym na wystąpienie oddziaływania i mierzy się go w jednostkach powierzchni. Często używaną jednostką jest 1 barn = 10^{-24}cm^2 .

W eksperymentach często mierzy się bezwzględne⁸⁸ zmiany energii promieniowania rozproszonego lub energii procesów, które zachodzą w wyniku oddziaływania z tym promieniowaniem. Rozdzielczość tych pomiarów zależy od bezwzględnej szerokości widmowej promieniowania rentgenowskiego padającego na próbkę. Ponieważ monochromatyzacja miękkiego promieniowania daje węższe linie wyrażane w skali eV czy meV, to właśnie ono jest częściej stosowane w eksperymentach, w których rozdzielczość energetyczna gra podstawową rolę.

Z listy technik doświadczalnych wykorzystujących promieniowanie rentgenowskie do badania materii skondensowanej wymienimy zaledwie kilka. Są to metody stosowane od wielu lat i można powiedzieć, że uzyskały status metod standardowych. Trzeba jednak pamiętać, że lista metod eksperymentalnych wykorzystujących promieniowanie rentgenowskie jest bardzo długa, a w związku z rozwojem źródeł promieniowania ciągle się powiększa. Omówienie podstaw techniki rozpraszania promieniowania rentgenowskiego można znaleźć w pracy Burkela [2001]. Przegląd technik eksperymentalnych w powiązaniu z rozwojem techniki synchrotronowej można znaleźć w pracy Petroffa [2007].

Metody dyfrakcyjne (ang. *X-ray Diffraction*) są przede wszystkim używane do badań struktury krystalograficznej materiałów. Pomiarzy przy wysokiej kątowej i energetycznej zdolności rozdzielczej pozwalają na badania gęstości elektronowej w ciele stałym, co przekłada się na informację o strukturze elektronów walencyjnych. Jak już wspominaliśmy, dyfrakcji z użyciem wysokich energii promieniowania używa się do badania wewnętrznej struktury dużych (~1-10 cm) próbek materii [np. Liss i inni, 2003 czy Rütt i inni, 2001].

Magnetyczny dichroizm kołowy (ang. *Magnetic X-ray Circular Dichroism*, MXCD) jest spektroskopią wykorzystującą różnice w fotoabsorpcji kołowo spolaryzowanego promieniowania rentgenowskiego, dla przeciwnych kierunków magnetyzacji w próbce, do badania magnetycznej struktury materiałów. Dobierając energie promieniowania do wzbudzeń elektronowych dla konkretnych pierwiastków i określonej powłoki, magnetyczny dichroizm kołowy pozwala na wyznaczenie spinowego i orbitalnego momentu magnetycznego dla wybranych atomów w strukturze krystalicznej materii [np. Mason, 2007].

Spektrometria fotoelektronów (ang. *X-rays Photoelectron spectroscopy*, XPS). Eksperymenty polegające na pomiarze energii i pędu fotoelektronów wybijanych z próbki przez promieniowanie. Dane eksperymentalne dostarczają informacji o strukturze elektronowej badanego materiału. W obszarze miękkiego promieniowania rentgenowskiego jesteśmy w stanie badać subtelne efekty

⁸⁸ Chodzi tu o zmiany energii podawane w eV czy meV, a nie w jednostkach względnych tak jak np. 0.1%bw

i strukturę pasm walencyjnych. Badania dotyczą głównie stanów przypowierzchniowych ze względu na niskie energie elektronów [np. Baraldi i inni, 2003 czy Hüfner, 2003].

Spektroskopia fluorescencyjna (ang. *X-rays Fluorescent Spectroscopy*). W tego rodzaju eksperymentach bada się natężenie i energię promieniowania emitowanego przez atomy wzbudzone wiązką promieniowania rentgenowskiego. Dokładne pomiary energii pozwalają na wyciągnięcie informacji o strukturze elektronowej. Technika badania fluorescencji pozwala na uzyskanie podobnej informacji jak spektroskopia fotoelektronów, ale ponieważ promieniowanie może wydostać się z większej głębokości w materiale próbki więc spektroskopia fluorescencyjna mówi więcej o stanach elektronowych wewnątrz materiału [Kobayashi, 2009]. Ponadto, o ile badanie elektronów ograniczone jest do powierzchni umieszczonej w próżni, to analiza fluorescencyjna pozwala na badanie próbek w różnym otoczeniu, np. próbek biologicznych w naturalnym środowisku wodnym [Bergmann i Glatzel, 2009] albo próbek krystalicznych pod wysokim ciśnieniem.

Spektroskopia absorpcyjna (ang. *X-ray Absorption Spectroscopy*, XAS) jest obecnie jedną z najpowszechniej używanych metod badawczych w badaniach materii skondensowanej. Idea pomiaru polega na rejestracji natężenia promieniowania przechodzącego przez próbkę. Dzięki dużemu natężeniu i jasności synchrotronowych źródeł promieniowania można za pomocą krystalicznych monochromatorów uzyskać wiązki o bardzo wąskim pasmie energetycznym, które pozwalają na pomiar absorpcji w funkcji energii z dużą energetyczną zdolnością rozdzielczą. Pomiary pokazują, że w obszarze bliskim rezonansowej absorpcji promieniowania⁸⁹, prawdopodobieństwo absorpcji zależy od otoczenia atomu, a także szczegółów struktury najbliższych stanów nieobsadzonych [Rehr i Albers, 2000]. To zjawisko jest wykorzystywane w dwóch metodach badawczych, które rozwinęły się wraz z budową synchrotronów III generacji: badanie przykrawędziowej struktury linii absorpcyjnej (ang. *X-ray Absorption Near Edge Structure*, XANES) oraz badanie rozszerzonej struktury subtelnej rentgenowskiej linii absorpcyjnej (ang. *Extended X-ray Absorption Fine Structure*, EXAFS; np. [Lee P. A. i inni, 1981] czy [Aksenov i inni, 2006]). Niska energia, jaka jest właściwa miękkim promieniowaniu rentgenowskiemu, wykorzystywana jest do pomiarów na lekkich pierwiastkach. Z tego też powodu miękkie promieniowanie rentgenowskie często jest używane do badań próbek biologicznych. W przypadku cięższych pierwiastków stosuje się niezbyt wyso-

⁸⁹ Rezonansowa absorpcja występuje, kiedy energia promieniowania padającego jest bliska energii przejścia z nisko położonego stanu elektronowego do jednego z wyżej położonych stanów nieobsadzonych.

kie energie wzbudzenia z wyżej położonych stanów tak, aby uzyskać odpowiednio wysoką zdolność rozdzielczą. Chociaż można znaleźć przykłady pomiarów struktury krawędzi absorpcyjnej przy energiach 80 keV [Nishihata i inni, 2001].

Spektroskopia rezonansowa (ang. *Resonant X-ray scattering*). W tej metodzie (podobnie jak w rezonansowej spektroskopii absorpcyjnej) przestrajają się energie promieniowania padającego w obszarze energii właściwym określonym przejściom w strukturze elektronowej badanego materiału przy czym rejestruje się promieniowanie ulegające dyfrakcji na strukturze krystalicznej próbki. W wyniku przejść ze stanu wzbudzonego na podstawowy z wykorzystaniem blisko leżących stanów pośrednich tworzą się pewne dodatkowe rezonanse, których badanie pozwala na określenie niektórych własności struktury elektronowej [np. Hatton i inni, 2005]. Inną odmianą spektroskopii rezonansowej, która w pełni wykorzystuje możliwości synchrotronów III generacji, jest nieelastyczna rezonansowa spektroskopia (ang. *Resonant Inelastic X-ray Scattering*, RIXS). W tej metodzie przemiataniu energią promieniowania padającego w pobliżu przejścia rezonansowego towarzyszy rejestracja części widma promieniowania odpowiadającego przejściom o innej energii. W widmie pojawiają się satelity reprezentujące przejścia przez stany pośrednie. Mapa natężeń pozwala na dokładniejszą interpretację struktury elektronowej w stosunku do spektroskopii absorpcyjnej i fluorescencyjnej. [Hämäläinen i Manninen, 2001; Glatzel i inni, 2009].

Rezonansowa spektroskopia jądrowa jest spektroskopią, w której wykorzystuje się rezonansową emisję i absorpcję promieniowania rentgenowskiego przez jądra atomów. W jądrowym rozpraszaniu rezonansowym bada się zależności czasowe fluorescencji jądrowej wzbudzonej krótkim (nanosekundowym) impulsem fotonów generowanych przez pojedynczą paczkę elektronową w synchrotronie. Obserwuje się fotony, które są rozpraszane w sposób bezdrzewowy (efekt Mössbauera). Analiza czasowa pozwala na określanie oddziaływań nadsubtelnych próbnika jądrowego z otoczeniem elektronowym, które są rzędu neV, tak jak w spektroskopii mössbauerowskiej. W odróżnieniu od klasycznej spektroskopii mössbauerowskiej, w rezonansowym rozpraszaniu jądrowym obserwuje się efekty interferencji związane z różnicami faz fotonów rozpraszanych na jądrach [Smirnov, 1999]. Podobnie jak w wyżej wymienionych metodach rozpraszania promieniowania rentgenowskiego na elektronach atomów, tu również występuje nieelastyczna odmiana spektroskopii. W jądrowym nieelastycznym rozpraszaniu rezonansowym bada się rozkład energii fotonów, które zostały rozproszone z udziałem fononów. Potrzebna tu jest rozdzielczość energetyczna lepsza niż meV. Ta technika służy do badania stanów fononowych i dynamiki atomów przy czym występuje selektywność pozycji sieciowej ze względu na rodzaj próbnika jądrowego w niej umieszczonego [Chumakov i Ruffer, 1998].

Spektroskopia rozproszeń nieelastycznych (ang. *Inelastic X-ray Scattering*, IXS) polega na pomiarze z wysoką zdolnością rozdzielczą obszaru widma odpowiadającego elastycznym rozproszeniom promieniowania na kryształach. W procesie elastycznego rozproszenia istnieje niewielkie prawdopodobieństwo przekazania części energii rozpraszanego fotonu do niskoenergetycznych wzbudzeń (\sim meV) takich jak np. fonony (podobnie jak w jądrowym nieelastycznym rozpraszaniu rezonansowym omówionym wyżej). Pomiar energii tych wzbudzeń oraz ich kierunkowej zależności pozwala na badanie struktury fononowej kryształów. Metoda ta stała się komplementarną metodą do pomiaru widm fononowych wykonywanych przy użyciu neutronów. Stosuje się ją głównie przy niższych energiach promieniowania, dla których można uzyskać energetyczną zdolność rozdzielczą na poziomie pojedynczych meV [np. Fukui i inni, 2008].

Spektroskopia rozproszeń niskokątowych (ang. *Small Angle X-ray Scattering*, SAXS) polega na pomiarze natężenia promieniowania rozproszonego pod małymi kątami (rzędu dziesiątych części stopnia). Przy tak małych przekazach pędu do fotonu bada się mikroskopową strukturę materii na odległościach rzędu dziesiątek i setek nanometrów. W odróżnieniu od dyfrakcji na uporządkowanych nanostrukturach, metoda niskokątowych rozproszeń pozwala na badanie struktury cieczy, zawiesin, polimerów i kompozytów [np. Narayanan i inni, 2001 czy Engel i inni, 2009].

Spektrometria komptonowska (ang. *Compton Spectrometry*, CS) jest spektrometrią, w której wykorzystuje się zjawisko komptonowskiego rozpraszania promieniowania elektromagnetycznego na próbkach materii w celu zbadania rozkładu gęstości pędów elektronów. Jest to metoda, w której wykorzystuje się wysokie energie promieniowania rentgenowskiego, gdzie dominującym procesem oddziaływania promieniowania z materią jest właśnie efekt Comptona. Tej metodzie poświęcony jest podrozdział 4.3 tej pracy.

Mikroskopia rentgenowska jest obrazowaniem materii w małej skali przy użyciu promieniowania rentgenowskiego. Wykorzystanie elementów optycznych, o których była mowa w poprzednim rozdziale, pozwala na mikroskopię pełnopolową oraz na mikroskopię skaningową z rozdzielczością dochodzącą do 20 nm. Wielką zaletą mikroskopii rentgenowskiej jest to, że dobierając długość fali do krawędzi absorpcji i rejestrując obraz mikroskopowy dla tej długości fali można znacznie zwiększyć kontrast dla określonych pierwiastków i w związku z tym selektywnie obrazować ich zawartość w próbce. Często w mikroskopii rentgenowskiej wykorzystuje się kontrast fazowy zamiast kontrastu absorpcyjnego, gdyż ten drugi dla mikroobiektów jest mały. Dlatego w mikroskopii próbek biologicznych stosuje się miękkie promieniowanie rentgenowskie (tzw. okno wodne), gdzie kontrast absorpcyjny może być jeszcze wykorzystany na

krawędziach absorpcyjnych atomów węgla. Wykorzystanie koherentnych źródeł promieniowania rentgenowskiego dodatkowo rozszerza możliwości mikroskopii rentgenowskiej. Szczególnym przypadkiem jest obrazowanie dyfrakcyjne przy wykorzystaniu koherentnych, silnych impulsów z laserów na swobodnych elektronach, które szerzej będzie omówione w podrozdziale 4.2. Współczesne osiągnięcia mikroskopii rentgenowskiej można znaleźć w pracy Kirza i Jacobsena [2009], zaś omówienie wykorzystania koherencji promieniowania rentgenowskiego w obrazowaniu można znaleźć w pracy przeglądowej Nugenta [2010].

Należy dodać, że niektóre z wymienionych wyżej metod, wykorzystujących promieniowanie rentgenowskie w badaniach materii, są często wykonywane z wykorzystaniem impulsowej natury promieniowania synchrotronowego jak i pozostałych źródeł (np. źródeł plazmowych). Pozwala to na pomiary własności materiału z czasową rozdzielczością rzędu ułamka nanosekundy. Można w ten sposób badać reakcje materiału na zaburzenia mechaniczne albo szybkie procesy chemiczne. Tego rodzaju eksperymenty będą mogły być wykonywane ze znacznie większą czasową zdolnością rozdzielczą przy wykorzystaniu laserów na swobodnych elektronach. Tak jak to przedstawiono w podrozdziale 2.3, przy użyciu tych urządzeń będzie można dokonać rozpraszania promieniowania rentgenowskiego w impulsach o czasie trwania 10-100 fs.

Tu warto nadmienić, że jest szereg pomysłów na skrócenie czasu trwania impulsów z laserów na swobodnych elektronach do pojedynczych femtosekund [np. Emma i inni, 2004]. Badania materii z czasową zdolnością rozdzielczą na poziomie femtosekund są już prowadzone przy wykorzystaniu promieniowania w pasmie widzialnym jak i przy wykorzystaniu miękkiego promieniowania rentgenowskiego [Pfeifer i inni, 2006; Cavalieri i inni, 2007]. Tak wysoka czasowa zdolność rozdzielcza pozwala na dokładne badania dynamiki jonów (których okresy drgań wynoszą 10-100 fs), a także na badanie dynamiki elektronów, dla których charakterystyczne czasy drgań gęstości elektronowej są na poziomie 10^{-3} -10 fs. Techniki pomiarowe pozwalające na uzyskanie sub-femtosekundowych czasowych zdolności rozdzielczych oraz możliwości badań przy ich wykorzystaniu są omówione w przeglądowej pracy Krausza i Ivanova [2009].

Do niedawna oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z próbką materiału było zawsze na tyle słabe, że modyfikację własności materiału na skutek oddziaływania z promieniowaniem można było zupełnie zaniedbać. Wyjątkiem są próbki biologiczne, które łatwo się degradują pod wpływem promieniowania rentgenowskiego ze względu na słabość niektórych wiązań w cząsteczkach biologicznych. Obecnie, zaczyna się już jednak wykorzystywać źródła, których natężenie jest tak duże, że materia skondensowana poddana działaniu tego promieniowania może zmienić swoje właściwości. Na przykład, jeżeli dostroimy energię promieniowania do krawędzi absorpcji, a natężenie będzie od-

powiednio duże, to badanie transmisji przez daną próbkę może być zaburzone. Polega to na tym, że w czasie trwania ekstremalnie silnego impulsu promieniowania, bardzo dużo elektronów z niżej położonego stanu jest przeniesionych do stanów wyższych, co powoduje, że niższy stan jest słabo obsadzony. Brak silnie związanych elektronów powoduje zwiększenie transmisji przez próbkę w stosunku do tego, co jest mierzone przy niskim natężeniu [np. Nagler i inni, 2009]. Przy jeszcze większych natężeniach promieniowania depozycja energii w materii może być na tyle duża, że temperatura próbki wzrasta powyżej temperatury topnienia i oświetlony obszar ulega stopieniu lub, przy jeszcze większych natężeniach, podlega procesowi ablacji (patrz następny podrozdział).

Jest zatem oczywiste, że zbyt silne impulsy promieniowania rentgenowskiego nie są wskazane, jeżeli chcemy badać właściwości materii w jej normalnym (podstawowym) stanie. Również w sytuacjach, gdy badamy materię w krótkim przedziale czasu, kiedy znajduje się ona w stanie wzbudzonym, impuls próbkujący nie powinien dodatkowo wzbudzać materii, a jedynie próbować jej aktualny stan. Jest to szczególnie ważne w obszarze miękkiego promieniowania rentgenowskiego, gdzie przekroje czynne na oddziaływanie z materią są znacznie większe niż dla twardego promieniowania rentgenowskiego. Jak to zaznaczyliśmy wyżej, są pomysły na skrócenie czasu trwania impulsów z laserów na swobodnych elektronach do pojedynczych femtosekund. Wiąże się to z redukcją całkowitego strumienia fotonów docierających do próbki. Jednak, w niektórych aplikacjach, zmniejszenie całkowitej energii impulsu może okazać się efektem pozytywnym, gdyż dzięki temu natężenie promieniowania, można by powiedzieć, w naturalny sposób obniży się do poziomu, w którym można użyć tych impulsów jako impulsów próbkujących, a nie zaburzających materię.

Z drugiej strony, silne impulsy promieniowania rentgenowskiego pozwalają wzbudzać materię do egzotycznych stanów. Badanie materii w tych stanach jest interesujące, gdyż rozszerza obszar naszego poznania i jest ważne z punktu widzenia badań podstawowych, czego przykładem mogą być badania plazmy omówione w następnym podrozdziale. Wysokie natężenie impulsów jest potrzebne do techniki dyfrakcyjnego obrazowania pojedynczych molekuł, o czym jest mowa w podrozdziale 4.2. Chociaż w tym przypadku natężenie promieniowania przekracza progi ablacji i próbki ulegają eksplozji, to dzięki temu że impulsy promieniowania są bardzo krótkie, udaje się zbadać materię w jej normalnym stanie. Jest to nowy rodzaj eksperymentów, możliwy do wykonania jedynie przy użyciu nowych źródeł promieniowania rentgenowskiego, jakimi są rentgenowskie lasery na swobodnych elektronach oraz najnowsze rentgenowskie lasery plazmowe.

4.1 Badania plazmy

Plazma jest stanem materii, w której duża część (lub całość) atomów jest w stanie zjonizowanym. Stopień jonizacji zależy od składu atomowego, temperatury i gęstości plazmy. Fizyka plazmy jest bardzo szeroką dziedziną, obejmującą zagadnienia plazmy wewnątrz gwiazd i planet, plazmy w przestrzeni międzygwiazdowej oraz różnych rodzajów plazmy wytwarzanej w warunkach laboratoryjnych. Czytelnik zainteresowany problemami plazmy znajdzie wyczerpujące informacje w książkach Boyda i Sandersona [2003], Bittencourta [2004] oraz Bellana [2006]. W tym rozdziale ograniczymy się do zagadnienia generowania małych objętości gęstej plazmy za pomocą silnych impulsów miękkiego promieniowania rentgenowskiego na powierzchni ciała stałego.

Od wielu lat prowadzone są badania nad mechanizmami oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z laserów optycznych i podczerwonych z powierzchnią materii. Przy silnych polach elektrycznych, jakie wytwarzane są w wiązkiach laserów, oddziaływanie promieniowania z materią staje się nieliniowe i materia, która jest przezroczysta dla danego promieniowania przy małych natężeniach, staje się nieprzezroczysta i może ulec zniszczeniu przy dużych natężeniach. Natężenia fotonów w skupionych wiązkiach laserów mogą być tak duże, że materia poddana działaniu promieniowania ulega ablacji, procesowi, w którym ciało stałe przechodzi w stan gorącej plazmy z pominięciem fazy ciekłej. Szereg prac było poświęconych badaniom procesów zachodzących podczas ablacji. Sokolowski-Tinten i inni [1998] oraz von der Linde i Sokolowski-Tinten [2000] zbadali metodą interferometryczną czasową zależność ekspansji materii poddanej działaniu natężeń niewiele przekraczających prób ablacji. W innej pracy [Sokolowski-Tinten i inni, 2001], metodą dyfrakcji rentgenowskiej promieniowania ze źródła plazmowego, zbadano z rozdzielczością czasową 0.1 ps procesy zachodzące w warstwie germanu osadzonej na krzemie i poddanej działaniu silnej wiązki laserowej. Stoian i inni [2002] przeprowadzili badania ablacji w przewodnikach, półprzewodnikach i izolatorach. Procesy zachodzące w materii poddanej działaniu krótkich, ale intensywnych impulsów laserowych były badane teoretycznie przy użyciu metod obliczeniowych dynamiki molekularnej [np. Herrmann i inni, 1997 i Atanasov i inni, 2002] jak również modelowane analitycznie [np. Gamaly i inni, 2002]. Wiele prac jest poświęconych technicznym zastosowaniom laserów do obróbki materiałów [np. Preuss i inni, 1995; Momma i inni, 1996; Chichkov i inni, 1996; Perry i inni, 1999; Baudach i inni, 2000], gdyż ablacja materii w reżimie krótkich impulsów ma zalety (piszemy o nich poniżej), które są coraz szerzej wykorzystywane w technice i medycynie.

To, czy dany materiał poddany działaniu pojedynczego impulsu promieniowania ulegnie modyfikacji zależy od szeregu czynników. Najważniejsze z nich to:

- czas trwania impulsu
- całkowita energia zmagazynowana w impulsie
- wielkość napromieniowanej powierzchni
- głębokość wnikania promieniowania do materiału
- przewodnictwo cieplne
- temperatura topnienia

Dzieląc energię impulsu (którą zazwyczaj podaje się w dżulach J) przez wielkość napromieniowanej powierzchni (cm^2) otrzymujemy wielkość nazywaną fluencją (J/cm^2). Dzieląc fluencję przez czas trwania impulsu otrzymamy natężenie (W/cm^2) promieniowania padającego na materiał.

Łatwo sobie wyobrazić, że w przypadku długich impulsów (rzędu nanosekund) ważną rolę odgrywa transport ciepła z części napromieniowanej do głębszych warstw materiału. Z kolei, dla impulsów krótszych od charakterystycznego czasu transportu ciepła ($\sim 1\text{-}10$ ps), efekty przepływu energii z części napromieniowanej do zimniejszych partii materiału przestają mieć znaczenie. Podobny efekt występuje, kiedy naświetlana jest cienka warstwa materiału, a promieniowanie absorbowane jest na całej głębokości warstwy. Jeżeli na materiał pada seria impulsów (tak jak przy obróbce laserowej materiałów), istotną rolę będzie również odgrywać częstotliwość impulsów⁹⁰.

Dla długości fali w zakresie promieniowania podczerwonego, widzialnego i ultrafioletowego proces oddziaływania promieniowania o niskim natężeniu zależy od współczynników optycznych charakteryzujących dany materiał. W dielektrykach, w których brak jest swobodnych elektronów, często się zdarza, że promieniowanie może swobodnie propagować się wewnątrz materiału. Jeżeli jednak natężenie promieniowania osiągnie wartości $10^{13}\text{-}10^{14}$ W/cm^2 , natężenia pola elektrycznego są tak duże, że może wystąpić zjawisko wielofotonowej absorpcji, w wyniku której wybijane są elektrony ze stanów związanych o energiach rzędu 10 eV, pomimo tego że fotony mają energię na przykład 2 eV. W wyniku tego procesu w dielektryku pojawia się pewna gęstość elektronów swobodnych, które są szybko podgrzewane przez pole lasera w procesie odwrotnym do procesu emisji promieniowania hamowania, w którym to procesie elektron oddziałujący z polem jonu pochłania foton i zyskuje energię (ang. *Inverse*

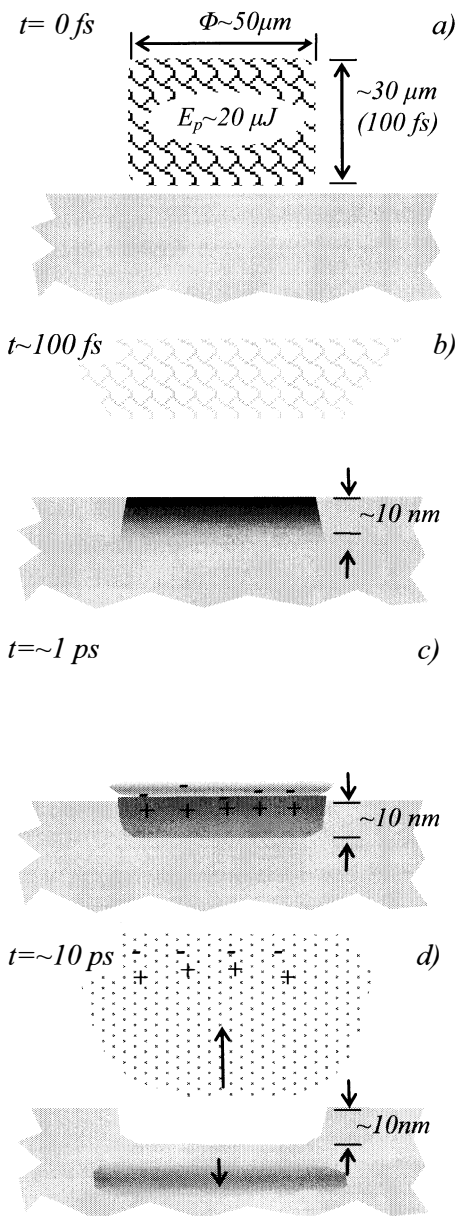
⁹⁰ Pewną rolę może odgrywać czas narastania impulsu albo tzw. prekursorzy.

Bremsstrahlung, IB)⁹¹. Przyspieszone elektrony rozpraszają się nieelastycznie na innych elektronach i uwalniają je jonizując dalsze atomy. Zwiększenie gęstości ładunków swobodnych dodatkowo zwiększa szybkość absorpcji energii z pola elektrycznego lasera. Ten mechanizm powoduje lawinowy wzrost liczby elektronów, a jednocześnie ich temperatura osiąga znaczne wartości. Proces ten jest szybki i trwa około kilkudziesięciu femtosekund. Ponieważ gęstość elektronów swobodnych wzrasta do takiego poziomu, że ich częstość plazmowa przekracza częstość fali lasera, grzanie elektronów występuje tylko do głębokości odpowiadającej długości tłumienia promieniowania w gęstej plazmie elektronowej. W takim przypadku natężenie fali wewnątrz materii spada wykładniczo, $I = I_0 e^{-x/l}$, gdzie x jest głębokością wnikania zaś l jest długością tłumienia (rzędu 10 nm). Jest więc zrozumiałe, że gęstość energii zdeponowana w gazie elektronowym na jednostkę objętości również maleje wraz z głębokością (rysunek 4.1b).

Elektrony osiągają temperaturę proporcjonalną do ilości energii zdeponowanej lokalnie przez promieniowanie elektromagnetyczne impulsu lasera. Zatem temperatura jest najwyższa blisko powierzchni. Wyrównanie temperatur pomiędzy elektronami i jonami trwa około 1 pikosekundy. W tym czasie tworzy się plazma o gęstości ciała stałego i wysokiej temperaturze. Plazma usytuowana na powierzchni materii zaczyna rozpręzać się do próżni (eksploduje). Proces gwałtownego rozprężenia powoduje, że w plazmie tworzy się nierównowaga ładunkowa polegająca na tym, że jej powierzchnia ładuje się ujemnie (rysunek 4.1c). To powoduje, że część jonów jest przyspieszana w polu elektrycznym, jakie powstaje między powierzchnią plazmy a jej głębszymi warstwami⁹². Ponieważ warstwa plazmy jest cienka rozprężenie jest szybkie. To powoduje, że zjonizowany strumień plazmy unoszącej się nad powierzchnią materii, po rozprężeniu przechodzi w stan gazowy. Dzięki temu na powierzchni materii otaczającej miejsce oddziaływania nie osadzają się produkty ablacji. Rozprężenie następuje w czasie kilku pikosekund. Jest to czas znacznie krótszy niż czas charakterystyczny transportu ciepła w materii co powoduje, że rozprężająca się plazma unosi całą energię impulsu laserowego ze sobą (rysunek 4.1d) i pozostała materia nie ulega termicznym uszkodzeniom.

⁹¹ W metalach jest podobnie, jednak ze względu na występowanie pewnej gęstości elektronów swobodnych w stanie podstawowym proces grzania elektronów przez IB może zachodzić na samym początku trwania impulsu laserowego. Późniejsze procesy przebiegają w dielektrykach i metalach tak samo do momentu ekspansji plazmy z powierzchni.

⁹² Na skutek tego efektu niektóre jony uzyskują znacznie większe energie niż wynikałoby to z energii termicznej jonów w plazmie wytworzonej na powierzchni metalu, o czym będzie mowa w dalszej części podrödziału. Energie jonów emitowanych z powierzchni dielektryka są mniejsze ze względu na brak dopływu ładunku z głębszych warstw materiału do obszaru plazmy i separacja ładunkowa na jej powierzchni jest mniejsza [Krzywiński i inni, 2007].



Impuls promieniowania elektromagnetycznego o czasie trwania T_p ($\sim 100 \text{ fs}$) i całkowitej energii E_p ($\sim 20 \mu\text{J}$) dociera do powierzchni materiału. Średnica wiązki jest rzędu $50 \mu\text{m}$. To daje natężenie promieniowania 10^{13} W/cm^2 oraz fluencję równą 1 J/cm^2 .

b) Część promieniowania uległa rozproszeniu, ale w silnym polu promieniowania następuje szybka jonizacja materii i powstaje gorący gęsty gaz elektronów (patrz szczegóły w głównym tekście). W takim przypadku promieniowanie wnika na głębokość rzędu długości stałej tłumienia, która w przypadku elektronowej plazmy o gęstości ciała stałego jest rzędu 10 nm . Na takiej głębokości następuje grzanie elektronów.

W ciągu pikosekundy następuje transport ciepła od elektronów do jonów i powstaje gorąca plazma. Po czasie 1 ps plazma zaczyna rozprężać się do próżni. Gwałtowne rozprężanie zaburza równowagę ładunkową na powierzchni plazmy.

W ciągu następnych pikosekund następuje całkowite rozprężenie plazmy. W głąb materii rozchodzi się fala uderzeniowa. Powstały krater ma głębokość porównywalną z głębokością wnikania promieniowania do materii, bo czas jest zbyt krótki, aby plazma przekazała znaczącą ilość ciepła do głębszych warstw materii.

Rysunek 4.1. Model procesu ablacji materii poddanej intensywnemu (10^{13} - 10^{14} W/cm^2), ale krótkiemu impulsowi promieniowania elektromagnetycznego o długościach fali z zakresu obszaru widzialnego i bliskiego ultrafioletu. W przypadku większych natężeń lub dłuższych impulsów proces ten może przebiegać nieco inaczej.

Mała objętość plazmy jest przyczyną słabego natężenia fali uderzeniowej rozchodzącej się w głąb materiału. To z kolei zabezpiecza materiał przed powstaniem defektów, które pojawiają się, gdy duża ilość energii jest zmagazynowana w długim impulsie, który ogrzewa głębsze warstwy materiału i masa plazmy jest większa⁹³. Zatem, przy odpowiedniej energii krótkich impulsów laserowych możemy w sposób kontrolowany usuwać niewielkie ilości materii z powierzchni materiałów. Ponieważ warstwa usuwana w pojedynczym impulsie jest cienka, w technicznych zastosowaniach należy używać laserów pracujących z dużą częstotliwością, aby proces był wydajny. Warto zauważyć, że tą metodą można kształtować zarówno materiały twarde (diament) jak i delikatne (biologiczne tkanki). Z kolei, gazowe produkty ablacji krótkimi impulsami są znakomitymi źródłami do osadzania na innych materiałach (technologie napyłania).

Opisany wyżej mechanizm modyfikuje się, jeżeli energia impulsu (choćby krótkiego) wzrasta. Przy dużo większych energiach w impulsie, nawet przy efekcie naskórkowym, ilość energii jest wystarczająca, żeby stopić warstwy głębsze. Wtedy, eksplodująca na powierzchni gorąca plazma, powoduje fale ciśnienia, które wyrzucają ciecz z krateru. Jeżeli rozciągniemy impuls w czasie, natężenie może obniżyć się poniżej poziomu, przy którym promieniowanie może wnikać głębiej do dielektryka. W przypadku metalu ogrzewanie jest nadal naskórkowe, ale, jeżeli impuls trwa powyżej 10 ps, to w czasie absorpcji energii promieniowania elektromagnetycznego następuje transport części energii do głębszych warstw materii. W długich czasach trwania impulsu występuje stan bliski równowadze termodynamicznej pomiędzy systemem elektronów i jonów. Materia jest wtedy ogrzewana jako całość. W zależności od ilości energii zdeponowanej w materii mogą na różnych głębokościach tworzyć się różne jej fazy (ciecz, gaz, plazma) lub ich mieszaniny i proces rozprężania podgrzanej materii podlega już prawom hydrodynamiki.

Mechanizm grzania materii promieniowaniem elektromagnetycznym istotnie się zmienia, gdy długość fali promieniowania zmniejszymy do wartości rzędu 10 nm [Fajardo i inni, 2004]. Energia fotonów przy tej długości fali jest rzędu 100 eV. Jest to energia wystarczająca do jednofotonowej jonizacji atomów i oddziaływanie z materią ma charakter bardziej kwantowy niż w przypadku promieniowania optycznego. Prawdopodobieństwo absorpcji zależy od energii wiązania elektronów (czyli od rodzaju atomów). Przy tych energiach fotonów głębokość wnikania promieniowania do materii jest większa. W początkowej

⁹³ W rzeczywistości pewne uszkodzenia materiału pod powierzchnią plazmy powstają zawsze. Znane są metody modyfikacji powierzchni materiałów przez wstrzeliwanie w nią jonów z plazmy o wysokiej temperaturze [np. Piekoszewski i inni, 2001]. W tych metodach jednak stosuje się zazwyczaj jony innych pierwiastków niż modyfikowanej materii. W opisywanym przez nas przypadku plazma ma ten sam skład co materia poniżej, a jej objętość jest bardzo mała.

fazie oddziaływania impulsu z materią również tworzy się plazma, ale gęstość elektronowa jest zbyt mała, żeby stłumić promieniowanie o tej długości fali. Depozycja energii następuje zatem na głębokości wynikającej ze stałych optycznych zimnej materii. Jeżeli jednak natężenie promieniowania jest duże, populacja elektronów na stanach, z których absorpcja jest znacząca, może się istotnie zmniejszyć, co może spowodować zmniejszenie absorpcji. W takich sytuacjach promieniowanie wnika jeszcze głębiej. Poniżej przedstawiony jest przykład badań przy wykorzystaniu lasera FLASH, przeprowadzonych przy takiej właśnie energii fotonów i natężeniach dochodzących do 10^{17} W/cm².

Tabela 4.1. Parametry lasera na swobodnych elektronach FLASH w Hamburgu [FLASH, 2010]

Parametr	Wartość
Energia elektronów	1 GeV
Ładunek paczki elektronów	1 nC
Szczytowy prąd	2 kA
Częstotliwość generacji paczek ⁹⁴	150 Hz
Całkowita długość undulatora	13.5 m
Okres undulatora	27.3 mm
Maksymalna indukcja pola magnetycznego w undulatorze	0.47 T
K undulatora	1.17
Energia fotonów (maksymalna) ⁹⁵	180 eV
Długość fali (minimalna)	6.9 nm
Czas trwania impulsu	10-50 fs
Energia impulsów	10-100 μ J
Liczba fotonów w impulsie	10^{12} - 10^{13}
Średnia jasność [fotony/mm ² /mrad ² /s/0.1%bw]	10^{17} - 10^{19}
Szczytowa jasność [fotony/mm ² /mrad ² /s/0.1%bw]	10^{29} - 10^{30}
Szerokość pasma energetycznego	1 % (FWHM)

Laser FLASH był pierwszym laserem na swobodnych elektronach, który osiągnął energię fotonów 100 eV i pozwolił na uzyskanie natężeń w impulsie porównywalnych z natężeniami promieniowania z laserów optycznych. FLASH

⁹⁴ Podana jest typowa częstotliwość, przy której pracuje laser. Maksymalna częstotliwość generacji paczek wynosi 4000 Hz.

⁹⁵ Wartość dla pierwszej harmonicznej.

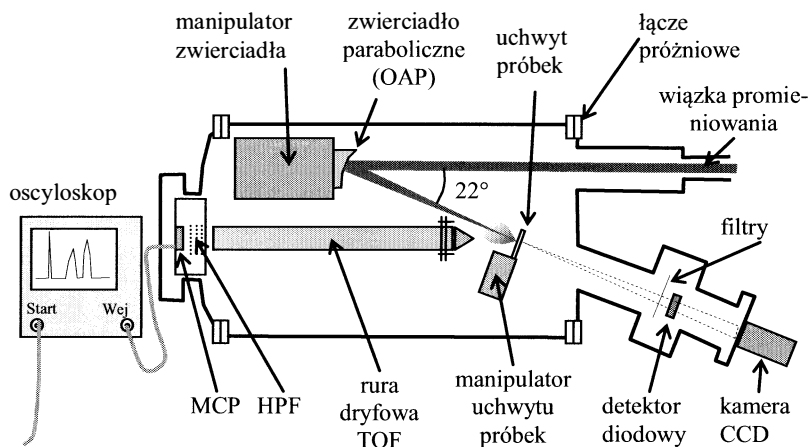
powstał na bazie wcześniej zbudowanego urządzenia (tzw. *Tesla Test Facility Free Electron Laser*, TTF-FEL, DESY, Hamburg) do testowania technologii, którą planowano wykorzystać w projekcie wielkiego zderzacza pozytonów i elektronów o energii w środku masy przekraczającej 1 TeV (TESLA⁹⁶). To właśnie w TTF-FEL były przeprowadzone pierwsze pomiary przy energii promieniowania około 10 eV i ekstremalnie wysokich natężeniach wiązki lasera.

Autor miał okazję uczestniczyć w tych pierwszych pomiarach prowadzonych w ramach eksperymentu FELIS (*Free Electron Laser Interaction with Solids*) kierowanego przez dr. Jacka Krzywińskiego [Andrejczuk i inni, 2001 oraz Sobierajski i inni, 2005]. W szeregu kampaniach pomiarowych testowano materiały ważne z punktu widzenia zastosowań w optyce, gdzie badano ich odporność na zniszczenia. Jednocześnie przeprowadzono na innych materiałach wiele pomiarów zależności stałych optycznych w funkcji natężenia impulsów oraz badania plazmy tworzącej się na powierzchni próbek w wyniku oddziaływania z silnymi impulsami [Pełka i Sobierajski, 2006; Krzywiński i inni, 2007]. Po testowych pomiarach na TTF-FEL laser został rozbudowany i powstał FLASH, jako laser na swobodnych elektronach pracujący w pasmie tzw. ekstremalnego ultrafioletu. Zwiększenie liczby modułów przyspieszających pozwoliło na skrócenie dolnej granicy długości fali emitowanego promieniowania do 13.5 nm, co odpowiadało energii 92 eV. Właśnie przy tych parametrach był wykonany eksperyment, o którym będziemy mówili w dalszej części tego podrozdziału. Obecne parametry lasera FLASH, który został dodatkowo rozbudowany, są przedstawione w tabeli 4.1 [Tiedtke i inni, 2009].

W pierwszej fazie pracy lasera FLASH wiele grup przeprowadzało eksperymenty o podstawowym znaczeniu, gdyż po raz pierwszy używano tak silnej wiązki promieniowania przy tak krótkich długościach fali [Bostedt i inni, 2009]. Jedną z grup skoncentrowana była na uzyskaniu maksymalnych możliwych natężeń i zbadaniu jak takie silne promieniowanie oddziałuje z materią. W tym celu skonstruowano układ doświadczalny, którego schemat jest przedstawiony na rysunku 4.2. Najistotniejszym elementem tego układu było pozaosiowe⁹⁷, wielowarstwowe zwierciadło paraboliczne (ang. *Off Axis Parabola*, OAP) o współczynniku odbicia 67% i ogniskowej 270 mm. Zwierciadło było zamocowane w precyzyjnym manipulatorze, który pozwalał na wyjustowanie zwierciadła tak, aby uzyskać mikro-ognisko.

⁹⁶ TESLA- ang. *TeraElectronvolt Superconducting Linear Accelerator*, DESY

⁹⁷ Pozaosiowe oznacza, że jest to zwierciadło, którego powierzchnia odpowiada części powierzchni paraboli leżącej poza osią paraboli.

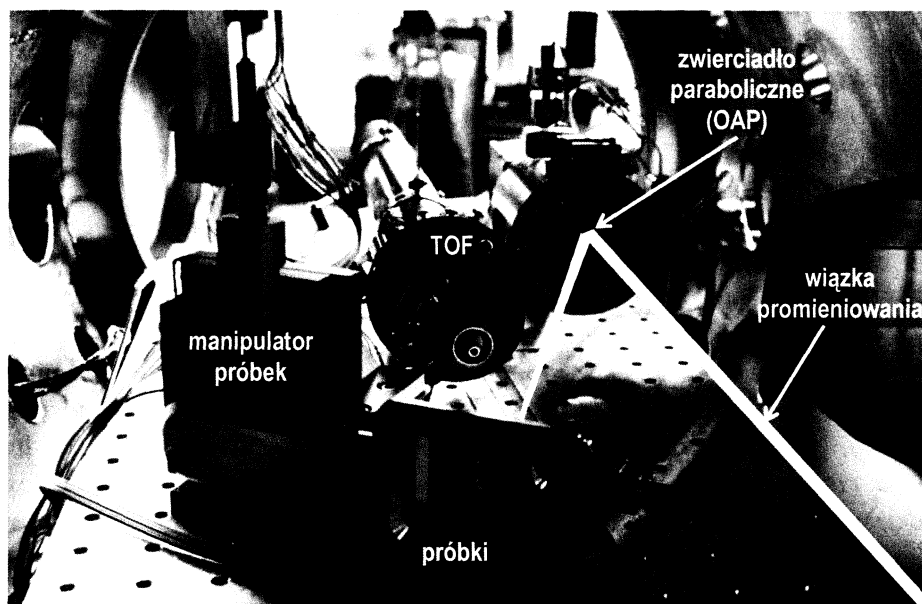


Rysunek 4.2. Schemat układu doświadczalnego użytego w pomiarach. Grubą ciągłą linią narysowano kontur komory próżniowej, w której znajdował się cały układ doświadczalny. Poszczególne elementy układu są opisane na rysunku i objaśnione w głównym tekście. Komora próżniowa mogła być otwierana od frontu jak i od tyłu przez odkręcenie złączy próżniowych zaznaczonych na rysunku.

Zwierciadło ogniskowało promieniowanie w miejscu usytuowania próbek. W eksperymencie był używany uchwyt próbek, w którym można było zamocować kilka próbek jednocześnie. Uchwyt był montowany na manipulatorze, dzięki któremu można było przesuwając próbki względem ogniska w trzech kierunkach: w kierunku wiązki i w dwóch kierunkach prostopadłych do kierunku wiązki⁹⁸. Przesuwając próbkę wzdłuż wiązki regulowano powierzchnię, na którą padało promieniowanie, a przesuwanie w kierunkach prostopadłych pozwalało na umieszczanie niezniszczonej części powierzchni próbki w miejscu wiązki. Duże, prostopadłe do wiązki, przesunięcia pozwalały na zmianę próbek. Jeżeli próbka była cienką warstwą, promieniowanie przechodzące przez warstwę można było mierzyć za pomocą detektora diodowego lub kamery CCD, przy czym, zazwyczaj, należało używać filtra zmniejszającego natężenie promieniowania docierające do detektora⁹⁹. W podobnej konfiguracji był wykonany inny eksperyment, w którym badano widmo promieniowania XUV z plazmy wytworzonej w aluminium za pomocą lasera FLASH [Vinko i inni, 2010].

⁹⁸ Uchwyt i manipulator próbki są dobrze widoczne na fotografii umieszczonej na rysunku 4.3. Są to elementy na pierwszym planie zdjęcia.

⁹⁹ W komorze tej wykonano wiele rozmaitych eksperymentów z wykorzystaniem różnych układów doświadczalnych instalowanych wewnątrz jak i na zewnątrz komory. Tutaj opisujemy układ, kiedy wewnątrz komory był zainstalowany spektrometr czasu przelotu (TOF).



Rysunek 4.3. Zdjęcie układu doświadczalnego wykorzystywanego w badaniach plazmy wytworzonej za pomocą lasera FLASH. Zostało ono wykonane po odkręceniu frontowej i tylnej ściany komory. Na zdjęciu dorysowano ślad wiązki padającej na zwierciadło paraboliczne oraz wiązki odbitej, która jest ogniskowana na jednej z próbek utrzymywanych w uchwycie przymocowanym do manipulatora próbek. W głębi zdjęcia widać spektrometr TOF (fot. R. Sobierajski).

Celem eksperymentu, o którym tutaj mówimy, było badanie plazmy poprzez zbadanie strumienia jonów emitowanych z powierzchni próbek oraz zbadanie możliwości zajścia reakcji syntezy termojądrowej w próbkach z dużą zawartością deuteru. Wcześniejsze doświadczenia polegające na naświetlaniu silnym laserem optycznym klastrów deuteru [Zweiback i inni, 2000] i kropli ciężkiej wody D_2O [Karsch i inni, 2003] pokazywały ślady reakcji syntezy deuteronów. Do badania jonów emitowanych w wyniku ekspansji plazmy z powierzchni próbki użyto spektrometru czasu przelotu (ang. *Time Of Flight spectrometer*, TOF). Spektrometr ten składał się z rury dryfowej z układem frontowych elektrod, układu filtru górnoprzepustowego (ang. *High Pass Filter*, HPF) i detektora, którym był układ dwóch płytek mikrokanalikowych (ang. *Micro Channel Plate*, MCP¹⁰⁰). Działanie spektrometru jest pokrótce omówione poniżej, a dokładniejszy opis Czytelnik może znaleźć w UZUPEŁNIENIU 6.5. W celu

¹⁰⁰ Mikrokanaliki działają jak małe powielacze elektronowe. Kanaliki spolaryzowane są wysokim napięciem. Naładowane cząstki wpadając do kanalika wywołują lawinę elektronową, która powoduje impuls prądowy [Wiza, 1979].

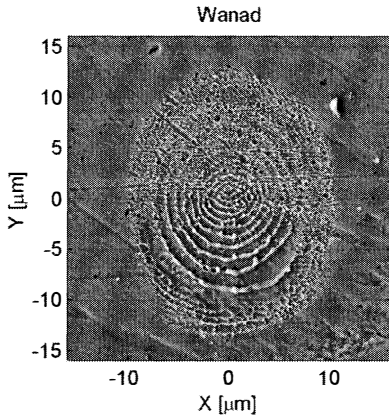
zarejestrowania śladów reakcji syntezy jądrowej, na zewnątrz komory próżniowej ustawiono dwa detektory neutronów, których sygnał był rejestrowany na oscyloskopie. Pomiarzy były prowadzone równoległe do pomiarów widm jonowych. Uważna analiza danych z detektorów neutronowych nie wykazała jednak żadnych koincydencji sygnału, który mógłby być powiązany ze strumieniem neutronów o energii 2.5 MeV, będących produktem w reakcji dwóch deuteronów. Również analiza widm TOF w obszarze krótkich czasów przelotu jonów nie wykazała obecności protonów o energiach 3.0 MeV¹⁰¹.

Na rysunku 4.3 przedstawiono zdjęcie wnętrza komory od strony padającej wiązki. Na zdjęciu na pierwszym planie widać uchwyt próbek przykręcony do manipulatora. W głębi po prawej widać zwierciadło umieszczone w manipulatorze. W środkowej części zdjęcia widać wyraźnie frontowe elektrody spektrometru TOF i rurę dryfową, która biegnie w głąb układu. Na zdjęciu tylna ściana komory próżniowej jest usunięta i nie widać pozostałych elementów spektrometru TOF, które były do niej przymocowane (MCP i HPF).

Działanie spektrometrów czasu przelotu (TOF) polega na tym, że mierzy się czas przelotu jonów przez określony odcinek drogi. Sygnałem startu jest impuls oznaczający wytworzenie jonów, a sygnałem stopu jest sygnał dotarcia jonu do detektora. Najczęściej pomiar czasu przelotu przeprowadza się za pomocą oscyloskopu. Przestrzeń pomiędzy próbką a detektorem osłania się rurą dryfową, która eliminuje wpływ zewnętrznych pól elektrycznych i magnetycznych na trajektorie jonów. W sytuacji, kiedy potencjał na rurze dryfowej i na elektrodach frontowych jest równy potencjałowi próbki, czas przelotu jonu jest zależny od jego początkowej prędkości i odległości detektora od miejsca emisji jonu. Jeżeli wiemy jaka była masa rejestrowanych jonów możemy wyznaczyć ich energie kinetyczne. W widmach jonowych występuje jednak szereg różnych jonów, i jeżeli podczas emisji jony mają szerokie widma energetyczne, sygnały od różnych jonów mieszają się. W tym eksperymencie w celu rozróżnienia ładunków rejestrowanych jonów oraz ich masy użyto filtru górnoprzepustowego (HPF). W filtrze wytworzona była bariera potencjału, która zatrzymywała jony o określonym ładunku i energii kinetycznej. Dzięki temu w widmach czasu przelotu pojawiały się krawędzie ucięcia, które pozwoliły na identyfikację jonów i częściowe określenie ich widma energetycznego. Dokładniejszy opis działania filtru górnoprzepustowego Czytelnik może znaleźć w UZUPEŁNIENIU 6.5. Sygnałem startu w tym eksperymencie był sygnał wygenerowania impulsu w laserze FLASH. Sygnał napięciowy z detektora MCP, który jest proporcjonalny do

¹⁰¹ Reakcja syntezy dwóch deuteronów ma dwa kanały: ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} (0.8\text{MeV}) + \text{n} (2.5\text{ MeV})$ lub ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{T} (1.0\text{MeV}) + \text{p} (3.02\text{ MeV})$, które występują z równym prawdopodobieństwem.

ilości jonów na niego padających, był podany na wejście sygnałowe oscyloskopu. Oscyloskop pozwalał na rejestrację pojedynczych przebiegów napięciowych i zapisanie ich na dysk komputera¹⁰²



Rysunek 4.4. Obraz SEM plamki na próbce wanadu poddanego działaniu pojedynczego impulsu lasera FLASH. Powierzchnia próbki była ustawiona 1.45 mm przed ogniskiem, stąd duży rozmiar plamki. Energia impulsu była stosunkowo niska, natężenie promieniowania na powierzchni próbki było na poziomie $1.7 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ (fluencja 2.5 J/cm^2). Prezentowany obraz jest o tyle interesujący, że widać koherencję wiązki w postaci prążków interferencyjnych na kołowej aperturze o średnicy 5 mm ustawionej w górnej części biegu wiązki. Asymetria widoczności prążków góra-dół wynika z faktu, że apertura nie była ustawiona centralnie [Andreasson, 2008].

W eksperymencie użyto próbek wanadu (V) i niobu (Nb) oraz ich związków z deuterem (VD_x i NbD_x)¹⁰³. Wyjustowanie wiązki i kalibracja fluencji dla różnych położeń powierzchni próbki względem ogniska zostały wykonane przed i po eksperymencie przy użyciu próbek PMMA¹⁰⁴. Materiał ten charakteryzuje się niskim progiem ablacji, a objętość usuwanego materiału jest w szerokim zakresie proporcjonalna do natężenia promieniowania [Chalupsky i inni, 2009]. Badanie kraterów wytworzonych w PMMA dla wiązki osłabionej do natężenia stanowiącego 3% normalnego natężenia¹⁰⁵ pozwoliło na dokładne określenie położenia ogniska oraz wyznaczenie fluencji w funkcji odległości powierzchni próbki od ogniska. Te badania, oraz numeryczna rekonstrukcja frontu falowego przeprowadzona na podstawie kształtu kraterów wytworzonych na powierzchni PMMA pokazały, że średnica wiązki promieniowania w ognisku wynosiła około $0.6 \mu\text{m}$ ¹⁰⁶. Podobne pomiary natężenia promieniowania są zapre-

¹⁰² Czas zapisu na dysk wyniósł około 0.3s.

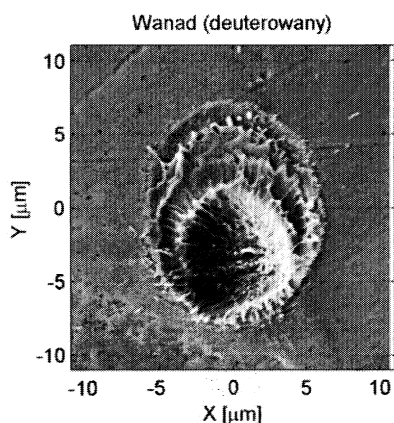
¹⁰³ Tak jak to wyjaśniono wcześniej, deuter został dodany w celu badania ewentualnych reakcji jądrowych w plazmie o wysokiej temperaturze. Stechiometria tych związków wynosiła: $\text{VD}_{0.56}$ i $\text{NbD}_{0.68}$, gdzie liczby oznaczają stosunek ilości atomów deuteru do ilości atomów metalu. W dalszej części pracy, dla uproszczenia, do oznaczenia tych związków będziemy używać symboli VD i NbD.

¹⁰⁴ Patrz przypis 62 na s. 68.

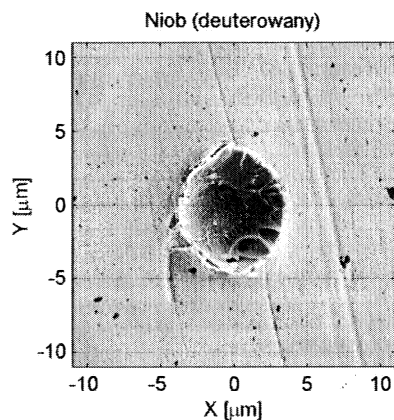
¹⁰⁵ Dokonano tego za pomocą filtrów gazowych w górnej części biegu wiązki.

¹⁰⁶ Przy czym nieokreśloności ustawienia płaszczyzny próbki w uchwycie na poziomie 0.05 mm powodowały 50 % nieokreśloność średnicy krateru w pobliżu ogniska. Zlokalizowanie najmniejszego krateru wymagałoby systematycznych pomiarów polegających na przesuwaniu próbki wzdłuż osi wiązki z krokiem 0.01 mm, co w tym eksperymencie nie było robione.

zentowane w pracy Nelsona i innych [2009]. Przeprowadzono serie pomiarów dla różnych odległości powierzchni próbki od ogniska, w których rejestrowano widma czasowe jonów po każdym impulsie lasera FLASH. Kratery powstałe w próbkach zostały zidentyfikowane i szereg z nich zostało szczegółowo zbadanych. Poniżej zamieszczamy przykładowe wyniki badania rozmiarów kraterów oraz prezentujemy przykłady widm czasu przelotu jonów.



Rysunek 4.5. Obraz SEM krateru na deuterowanej próbce wanadu poddanego działaniu pojedynczego impulsu lasera FLASH. Powierzchnia próbki znajdowała się w odległości 0.85 mm od ogniska. Natężenie promieniowania można oszacować na poziomie $2.2 \cdot 10^{15}$ W/cm² (fluencja 32 J/cm²). Na tym obrazie (podobnie jak w przypadku krateru pokazanego na rysunku 4.4) widać nierównomierny rozkład natężenia. Są również widoczne zastygłe krople świadczące o powstawaniu fazy ciekłej [Andreasson, 2008].

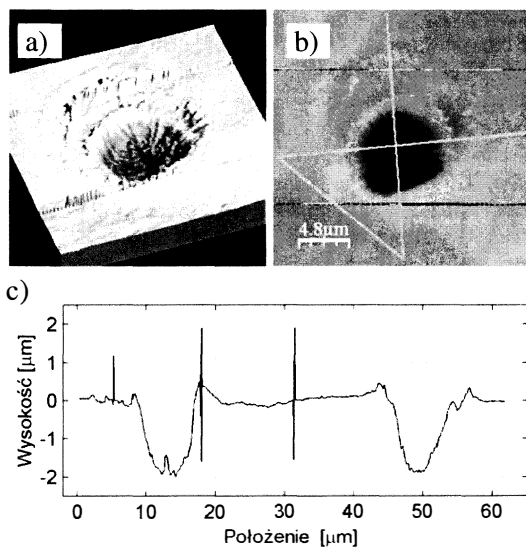


Rysunek 4.6. Obraz SEM krateru na deuterowanej próbce niobu wytworzonego w wyniku pojedynczego impulsu lasera FLASH. Powierzchnia próbki znajdowała się w odległości 0.35 mm od ogniska. Natężenie promieniowania było $8 \cdot 10^{15}$ W/cm² (fluencja 110 J/cm²). Blisko ogniska niejednorodność natężenia promieniowania lasera maleje i krater wydaje się bardziej regularny. Wyraźnych kropli zastygłej cieczy nie widać [Andreasson, 2008].

Ciekawym przykładem jest krater pokazany na rysunku 4.4, na którym zaprezentowano obraz otrzymany przy użyciu skaningowego mikroskopu elektronowego (ang. *Scanning Electron Microscope*, SEM). Przedstawiona plamka została wytworzona, kiedy próbka wanadu była w odległości 1.45 mm od ogniska. Jednocześnie energia impulsu była stosunkowo niska (12 μJ). To spowodowało, że modyfikacja powierzchni była słaba i próbka została nadtopiona tylko nieznacznie w najsilniej oświetlonych miejscach. Dzięki temu jest dobrze widoczny układ okręgów interferencyjnych, powstałych na skutek dyfrakcji na krawędzi apertury usytuowanej w górnej części biegu wiązki. Jest to przykład,

który ilustruje, że wiązka produkowana przez laser na swobodnych elektronach wykazuje duży stopień koherencji.

Asymetria natężenia, jaka jest widoczna w intensywności prążków na dole i na górze plamki, jest związana z niecentralnym ustawieniem apertury względem wiązki. Podobna asymetria jest widoczna w kraterze pokazanym na rysunku 4.5, gdzie powierzchnia deuterowanego wanadu znajdowała się w odległości 0.85 mm od ogniska¹⁰⁷. W tym kraterze widać również ślady zastygłej cieczy świadczące o tym, że część materiału przechodziła przez fazę ciekłą, czy to na samym początku emisji materii czy też po rozprężeniu się plazmy¹⁰⁸. Fazy ciekłej praktycznie nie widać w kraterze powstałym na deuterowanym niobie przedstawionym na rysunku 4.6. Krater ten został wytworzony, gdy powierzchnia próbki znajdowała się 0.36 mm przed ogniskiem a energia impulsu wynosiła 34 μJ . Zbliżając się do ogniska front falowy ogniskowanej fali spłaszcza się i niejednorodności natężenia zmniejszają się. Krater przedstawiony na rysunku 4.6 wydaje się potwierdzać ten fakt, gdyż jest bardziej symetryczny niż omówione wyżej dwa kratery.



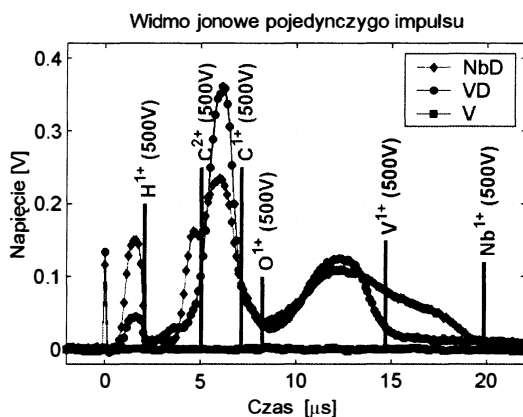
Rysunek 4.7. Obraz z mikroskopu sił atomowych (AFM) krateru wytworzonego w deuterowanym wanadzie, przedstawionego na rysunku 4.5. Część a) przedstawia widok 3D danych z mikroskopu. Część b) przedstawia ślad, po którym zmierzono profil wysokości pokazany w części c). Położenie 0 odpowiada zakończeniu krzywej łamanej widoczne w górnej części rysunku b). Wąskie piki widoczne na profilu wysokości są związane z błędami odczytu mikroskopu AFM [Andreasson, 2008].

Szereg kraterów zostało zbadanych również mikroskopem sił atomowych (ang. *Atomic Force Microscope*, AFM) w celu określenia ich głębokości i objętości. Przykład danych, jakie uzyskano z tych badań przedstawiony jest na

¹⁰⁷ Należy zwrócić uwagę na różnicę skali rysunków 4.4 i 4.5.

¹⁰⁸ Jak się wydaje, próg zniszczenia materiału jest wyraźnie większy niż 10^{13} W/cm^2 , jaki był dyskutowany dla laserów optycznych. Jest to związane z większą głębokością absorpcji promieniowania w materii, która dla tej długości fali i dla wanadu wynosi 58 nm.

rysunku 4.7, gdzie przedstawiono obraz AFM krateru pokazanego na rysunku 4.5. Badania pokazały, że głębokości kraterów dochodziły do 3 μm . Kratery powstałe, gdy powierzchnia próbki była usytuowana bliżej ogniska, były jeszcze głębsze, ale dokładniejsze zbadanie ich kształtu było niemożliwe ze względu na ograniczenia mikroskopu AFM.

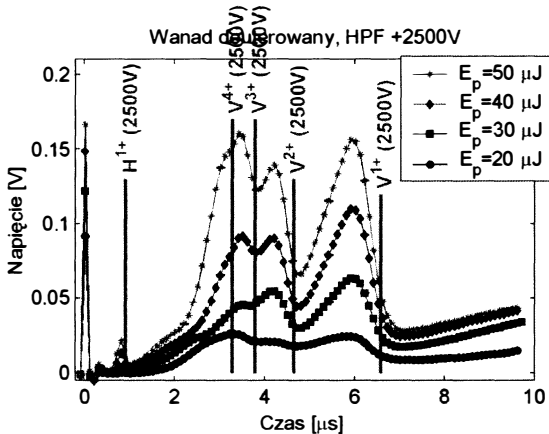


Rysunek 4.8. Czasowe widma jonowe rejestrowane na oscyloskopie. Na osi poziomej odłożony jest czas przelotu jonów do detektora. Wartości napięcia odkładane na osi pionowej są napięciem rejestrowanym przez oscyloskop, proporcjonalnym do prądu płynącego przez MCP. Przedstawione widma zostały zarejestrowane podczas tworzenia się kraterów w wanadzie, wanadzie deuterowanym oraz deuterowanym niobie prezentowanych na rysunkach 4.4, 4.5 i 4.6. Filtr górnoprzepustowy (HPF) był ustawiony na potencjale 500 V. Na rysunku wskazano krawędzie ucięcia dla energii 500 eV dla Nb, V, O, C i wodoru. Wąski pik widoczny dla czasu zero, jest wynikiem rejestracji promieniowania elektromagnetycznego emitowanego z plazmy.

Dla każdego impulsu lasera były zapisywane oddzielne widma jonowe. Porównanie widm otrzymanych przy tworzeniu się kraterów przedstawionych wyżej jest pokazane na rysunku 4.8. W tych trzech przypadkach na filtrze górno-przepustowym było ustawione napięcie 500 V. Jak widać, w przypadku pierwszego krateru sygnał z MCP jest praktycznie zerowy. Nie oznacza to, że nie było emisji jonów w ogóle, a jedynie to, że ich energie nie przekraczały energii 500 eV. W wielu innych próbkach przy tej samej odległości od ogniska i jeszcze mniejszych natężeniach rejestrowano jony, gdy na siatkach HCP było napięcie 20 V, przy czym obserwowano głównie wodór, węgiel i tlen. W przypadku krateru wytworzonego w deuterowanym wanadzie i deuterowanym niobie widoczny jest wyraźny sygnał jonowy. Są to jony, których energie kinetyczne przekroczyły wartość 500 eV. Widmo jonów składa się z jonów metalu, jonów tlenu i węgla oraz jonów atomów wodoru (protonów). Emisja wodoru, węgla i tlenu jest związana z zanieczyszczeniami osadzonymi na powierzchni próbki. Wąski

pik widoczny dla czasu równego 0 jest sygnałem wywołanym w MCP przez promieniowanie elektromagnetyczne. Jest to światło ultrafioletowe i promieniowanie X emitowane z plazmy wytworzonej na powierzchni metalu. Ten wąski pik posłużył jako punkt referencyjny startu pomiaru czasu przelotu jonów do detektora.

Jak można zauważyć, w widmach jonowych zarejestrowanych dla deuterowanych próbek nie obserwujemy deuteru. Deuter był widoczny tylko w przypadkach gdy impulsy lasera były wysyłane z taką częstotliwością, że powstające kratery o dużych średnicach zachodziły jeden na drugi. W widmach zarejestrowanych dla pojedynczych kraterów (nawet dla tych, które powstały, gdy powierzchnia próbki była blisko ogniska) nie obserwowano deuteru. Są dwie przyczyny tego faktu. Pierwsza, że deuter częściowo ucieka z powierzchni próbki i jego koncentracja blisko powierzchni była istotnie mniejsza niż w głębi materiału. Druga przyczyna to ta, że emisja jonów z kraterów głębokich, czyli takich, które zostały wytworzone przez wiązkę o małej średnicy, była mocno kierunkowa i TOF, który wyłapywał jony emitowane pod kątem 22 stopni, nie rejestrował głównego strumienia jonów, w którym mógł występować deuter.



Rysunek 4.9. Czasowe widma jonowe zarejestrowane dla próbki deuterowanego wanadu uśrednione dla różnych energii impulsów. Opis osi jest taki sam jak na rysunku 4.8. Filtr górnoprzepustowy (HPF) był ustawiony na potencjale 2500V. Na rysunku wskazano krawędzie ucięcia dla energii 2500 eV dla wanadu i wodoru. Widać jak populacja wysokoenergetycznych jonów rośnie wraz ze wzrostem energii impulsu promieniowania.

W celu uzyskania dużej statystyki pomiarów wykonano wiele serii pomiarowych, w których przy ustalonych innych parametrach, próbka była przesuwana w sposób ciągły i na próbkę padały impulsy promieniowania z częstotliwością 1-5 Hz, dla których mierzono widma jonowe. Rejestrowano 150-200 widm

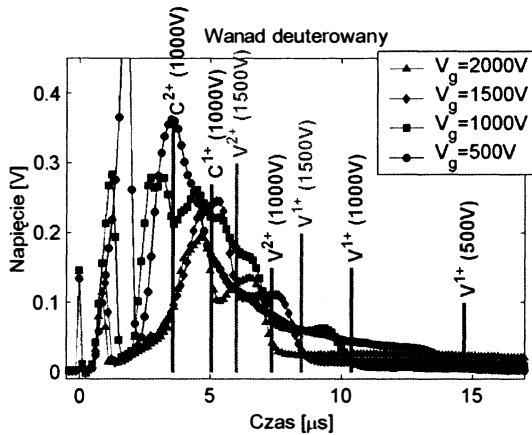
w jednej serii. To pozwoliło na wyznaczenie średnich widm dla różnych energii impulsów w przypadku jednej serii oraz porównanie średnich widm zmierzonych dla różnych parametrów spektrometru TOF. Z szeregu różnych porównań przedstawimy tutaj dwa przykłady.

Pierwszy, przedstawiony na rysunku 4.9, dotyczy porównania widm zebranych dla różnych przedziałów energii impulsów. Obliczenia wykonano dla serii, w której na filtrze HPF było ustawione stosunkowo wysokie napięcie 2500 V oraz seria zawierała większą liczbę widm niż zazwyczaj (400). Widma z tej serii zostały pogrupowane w równych przedziałach wokół czterech wartości energii wskazanych w legendzie, a średnie widma przedstawiono na rysunku. Z przedstawionego porównania widać, że strumień jonów o energiach kinetycznych przekraczających 2.5 keV jest większy dla wyższych energii impulsów. Jednocześnie dane wskazują, że proporcje pomiędzy ilością jonów o różnych ładunkach nie zmieniają się w sposób dramatyczny wraz ze wzrostem energii impulsów. Można jednak zaobserwować pewien wzrost populacji wysokozjonizowanych jonów wanadu (+3, +4) w stosunku do jonów o ładunku +2 i +1.

W drugim przykładzie pokazano trzy średnie widma obliczone dla trzech serii zmierzonych na próbce deuterowanego wanadu umiejscowionego w odległości 0.35 mm od ogniska, dla trzech różnych napięć na filtrze HPF: 500, 1500 i 2000 V (rysunek 4.10). Na rysunku widać, że krawędź ucięcia energii jonów zmienia swoje położenie zgodnie z ustawionym napięciem na filtrze. Sygnał jonów jest bardzo silny. Jeżeli porównamy widmo pojedynczego impulsu zmierzone na tej samej próbce, przedstawione na rysunku 4.8, z widmem dla energii ucięcia 500 eV przedstawionym na rysunku 4.10 (na obu rysunkach dane zaznaczone są wypełnionymi kołami) to zauważymy dużą różnicę. Jest to spowodowane tym, że w drugim przypadku próbka była ustawiona bliżej ogniska i natężenie promieniowania było wielokrotnie większe. Jak widać na rysunku 4.2, oś spektrometru TOF była nachylona do głównego strumienia jonów pod kątem 22 stopni. Ponadto kąt bryłowy emisji jonów, które mogły być zarejestrowane, był niewielki i wynosił $3 \cdot 10^{-4}$ rad. Pomimo to strumień jonów był tak duży, że detektor MCP ulegał nasyceniu i amplituda sygnału dla dłuższych czasów spadała¹⁰⁹. Widać to wyraźnie na rysunku 4.10, gdzie sygnał jonowy wydaje się wzrastać dla większych napięć na siatkach filtru, podczas gdy należałoby się spodziewać, że będzie spadał. Przy większych napięciach siatki zmniejszają

¹⁰⁹ Między powierzchniami MCP utrzymywane jest, za pomocą zasilacza, wysokie napięcie, które jest konieczne do zajścia lawiny w kanałkach po zarejestrowaniu cząstki. Efekt nasycenia MCP polega na tym, że jeżeli przez wiele kanałków popłynie zbyt duży prąd, napięcie na powierzchni MCP obniża się, gdyż oporność powierzchni ogranicza prąd płynący z zasilacza. W ten sposób MCP traci na pewien okres wydajność rejestrowania dalszych jonów. Napięcie odbudowuje się w czasach rzędu 1 ms.

strumień jonów, MCP nie nasycy się i jest w stanie rejestrować jony przycho-
dzące później.



Rysunek 4.10. Czasowe widma jonowe zarejestrowane dla próbki deuterowanego wanadu uśrednione dla serii zmierzonych przy różnych napięciach V_g na filtrze górnoprzepustowym (HPF). Opis osi jest taki sam jak na rysunku 4.8. Na rysunku oznaczono szereg krawędzi ucięcia odpowiadających określonym jonom i napięciu na siatkach filtru. Średnie energie impulsów w tych seriach były: 26, 31, 28 i 32 μJ , idąc od małych do dużych napięć na siatkach.

Pomimo efektu nasycenia detektora widać, że zmiana napięcia na siatkach HPF z 1000 V na 1500 V powoduje istotne zmiany w widmie dla czasów 2.5-5 μs . Jest to efektem całkowitego wycięcia sygnałów od węgla i tlenu, których energie są mniejsze od 1500 eV. Energie jonów metalu są wyraźnie większe i przekraczają 2.5 keV (jak to widać na rysunku 4.9). W przypadku niobu dla wysokozjonizowanych jonów 5+ energie dochodziły do 20 keV. Tak wysokie energie są związane z efektem przyspieszania jonów w polu elektrycznym wytworzonym pod powierzchnią rozprężającej się plazmy. Maksymalne wartości energii protonów są w zgodzie z modelem ekspansji plazmy [Mora, 2003], w którym oblicza się wartość pola elektrycznego wytworzonego na jej powierzchni. Fakt, że wysoko zjonizowane jony metalu uzyskują energie jeszcze większe, potwierdza mechanizm elektrostatycznego przyspieszania części jonów w plazmie. Zaobserwowane mniejsze energie pierwiastków takich jak węgiel i tlen w stosunku do energii jonów metalu (zjawisko widoczne w wielu innych widmach tego eksperymentu) są związane z tym, że są to składniki zanieczyszczeń znajdujące się na powierzchni próbki. Z tego powodu ich potencjał w polu elektrycznym frontu rozszerzającej się plazmy jest mniejszy niż głębiej położo-

nych jonów metalu. Obserwowany wodór o wysokiej energii (dochodzącej do 4 keV) był wodorem rozpuszczonym w metalu [Andreasson i inni, 2011]¹¹⁰.

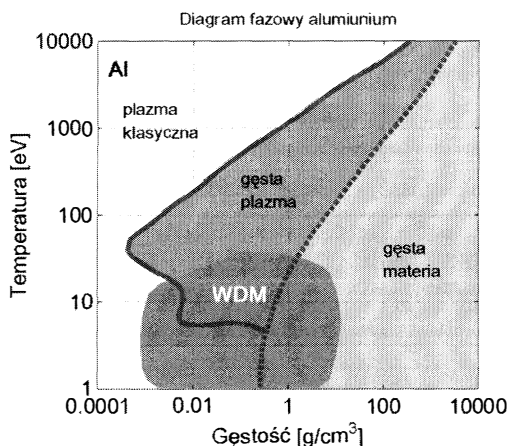
Głębokość kraterów obserwowana w doświadczeniu jest wyraźnie większa niż by to wynikało ze stałych optycznych dla wanadu i niobu, dla których długości absorpcji dla energii 92 eV wynoszą odpowiednio 60 i 200 nm. Obliczając dawkę absorbowanej energii przypadającą na jeden atom w funkcji głębokości (przy założeniu że stałe optyczne nie zmieniają się) to dla parametrów impulsu, który spowodował wytworzenie krateru przedstawionego na rysunku 4.5, poziom 0.2 eV/atom (odpowiadający stopieniowi materiału) uzyskamy na głębokości około 0.4 μm . Obserwowana głębokość wynosi 2 μm (rysunek 4.7c). Zwiększona głębokość może być spowodowana transmisją wymuszoną natężeniem, o której pisaliśmy wyżej, bądź innymi mechanizmami transportu energii w głąb materiału, o których jeszcze nie wspominaliśmy. Takim mechanizmem może być radiacyjny transport energii z plazmy charakteryzującej się wysoką temperaturą.

Obliczenia wykonane programem transportu energii w plazmie [Scott, 2001]¹¹¹ pokazują, że przy natężeniu $2.2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$, która wystąpiła na powierzchni plazmy wytworzonej w omawianym kraterze w czasie 1 ps po zaabsorbowaniu energii impulsu lasera, energia termiczna była rzędu 80 eV, co w skali Kelwina odpowiada temperaturze bliskiej 10^6 K . W przypadku kraterów wytworzonych przy natężeniach 10^{17} W/cm^2 temperatura osiągała wartości nawet do $3 \cdot 10^6 \text{ K}$. Przy takich temperaturach plazma silnie promieniuje i to promieniowanie może wnikać głębiej w materiał próbki. Jednak głębokości kraterów obliczane teoretycznie są kilkakrotnie mniejsze od obserwowanych doświadczalnie [Andreasson i inni, 2011]. Model teoretyczny jest jednowymiarowy i zakłada transport ciepła tylko w kierunku prostopadłym do powierzchni próbki. Założenie jest spełnione, gdy powierzchnia krateru znacznie przekracza jego głębokość. W tym eksperymencie tylko krater wytworzony daleko od ogniska spełniały ten warunek. Z drugiej strony, niejednorodności natężenia w wiązce promieniowania daleko od ogniska (raportowane wyżej) mogą zawyżać głębokości kraterów wyznaczone eksperymentalnie dla danych energii impulsów. Niemniej jednak wydaje się, że model teoretyczny nie pracuje wystarczająco dobrze i musi być poprawiony.

¹¹⁰ Tu można wspomnieć, że istnieją prace nad wykorzystaniem zjawiska przyspieszania protonów do wysokich energii za pomocą impulsów laserowych oddziałujących z cienkimi foliami. Przy mocach laserów dochodzących do $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ uzyskuje się protony o energiach dochodzących do 20 MeV [Fuchs J. i inni, 2003 i 2006]

¹¹¹ Program obliczał transport energii w jednym wymiarze w funkcji czasu. Program uwzględnia jonizację atomów, chwilowe współczynniki absorpcji promieniowania oraz modeluje transport promieniowania emitowanego przez tworzącą się plazmę.

Opisane wyżej doświadczenie oraz obliczenia teoretyczne pokazują, że przez krótki moment (rzędu 1 ps), tworzy się w materii plazma o gęstości ciała stałego i temperaturze rzędu 10 eV. Taki stan nazywany jest ciepłą gęstą materią (ang. *Warm Dense Matter*, WDM). Jest to stan materii pomiędzy klasyczną plazmą (niska gęstość, ale wysoka temperatura) a materią o wysokiej gęstości i niskiej temperaturze (rysunek 4.11). Ten stan materii jest ciekawy przede wszystkim dlatego, że nie jest jeszcze wystarczająco dobrze zbadany. Uważa się, że ciepła gęsta materia występuje naturalnie na powierzchni gwiazd neutrono-



Rysunek 4.11. Diagram fazowy aluminium. Na diagramie zaznaczony jest obszar parametrów, który odpowiada ciepłej gęstej materii (WDM). Dla innych pierwiastków (np. wodoru) obszary poszczególnych rodzajów materii mogą znacznie różnić się od przedstawionego na rysunku (na podstawie Lee R. W. i inni, [2002]).

wych, w środku brązowych karłów i w środku wielkich planet [Remington, 2005]. Laboratoryjnie uzyskuje się ją podgrzewając materię stałą wiązkami cząstek [np. protonów; Tahir i inni, 2009] lub promieniowania elektromagnetycznego (omówione wyżej doświadczenia), ale są to pojedyncze eksperymenty dostarczające, jak na razie, niewielu informacji. Również z punktu widzenia teorii, WDM jest dużym wyzwaniem. Modele teoretyczne plazmy zostały dopracowane w ciągu wielu lat badań nad rzadką i gęstą plazmą, gdzie energia kinetyczna przekracza energie oddziaływań elektrycznych. W ciepłej materii energia kulombowskich oddziaływań między jonami może przekraczać energię kinetyczną jonów, co powoduje, że obecna teoria plazmy nie może być zastosowana. Z kolei, teoria ciała stałego, która jest w zasadzie teorią ciał gęstych w niskich temperaturach, w temperaturach, w których energia termiczna jest porównywalna z energią Fermiego ($kT \sim E_f$) wymaga modyfikacji. Teorie struk-

tury ciepłej gęstej materii są rozwijane [np. Gericke i inni, 2010] ale są to na razie początki. W tej fazie rozwoju teorii bardzo potrzebne są wyniki eksperymentalne pozwalające na testowanie obliczonych teoretycznie wielkości charakteryzujących WDM.

W opisanym doświadczeniu rzeczywiście uzyskano stan ciepłej i gęstej materii, ale jej temperatura nie była dobrze określona. Jak pokazują obliczenia, w opisanym przypadku temperatura zmieniała się od 200 eV na powierzchni do 0.1 eV na głębokości 0.4 μm . Gdybyśmy chcieli zbadać tę ciepłą materię (abstrahując od tego, że trwa ona tylko pikosekundy), to badając całą objętość wytworzonej plazmy uśrednilibyśmy ją po całym zakresie interesujących nas temperatur. Podobne problemy występują przy ogrzewaniu materii protonami.

Łatwo się domyślić, że jeżeli zwiększymy energię fotonów powyżej 100 eV to promieniowanie będzie wnikać jeszcze głębiej w materię. Jednocześnie należy się spodziewać wyraźnego zmniejszenia gradientów temperatur, gdyż absorpcja promieniowania będzie bardziej równomiernie rozłożona w przestrzeni, przy czym powinno być tak, że im energia promieniowania będzie wyższa tym równomierność absorpcji energii będzie większa. To prowadzi do pomysłu, aby wytwarzać gęstą ciepłą materię za pomocą silnych wiązek promieniowania rentgenowskiego z laserów na swobodnych elektronach. Ta technika badania ciepłej gęstej materii będzie unikatowa w sensie jej wytwarzania oraz badania. Zarówno w LCLS jak i XFEL przewidziane są stacje dedykowane zagadnieniom wytwarzania i badania materii w ekstremalnych warunkach. Dyskusja dotycząca tych badań jest zamieszczona w podrozdziale 4.5, poniżej natomiast przedstawiamy krótki opis jak silne promieniowanie rentgenowskie oddziałuje z małymi cząstkami materii i jak można wykorzystać rozpraszanie krótkich i silnych impulsów na takich cząstkach.

4.2 Obrazowanie pojedynczych molekuł

Pokazaliśmy w poprzednim podrozdziale, że promieniowanie o energii 100 eV z laserów na swobodnych elektronach jest na tyle silne, że po zogniskowaniu może uzyskać natężenia przekraczające 10^{17} W/cm^2 . Materia poddana impulsom promieniowania o takich natężeniach zamienia się w plazmę. We wczesnym stadium procesów rozprężania plazmy występuje na jej powierzchni separacja ładunkowa powodująca przyspieszenie jonów o dużej wartościowości do energii rzędu kilku keV.

Okazuje się, że energie jonów mogą uzyskać wartości rzędu MeV, jeżeli zamiast dużej objętości materiału umieścimy w wiązce promieniowania małą jej cząstkę, klastr. Proces podgrzewania elektronów w klastrze za pomocą promieniowania o częstościach optycznych istotnie się różni od procesu absorpcji in-

ten sywnego promieniowania na powierzchni dużej próbki materiału (opisanego na początku podrozdziału 4.1). Różnica polega na tym, że w czasie trwania impulsu lasera niektóre gorące elektrony oddalają się od powierzchni klastra i oddziałują w próżni z silnym polem fali elektromagnetycznej¹¹². Przy częstościach optycznych elektrony uzyskują dużą energię ponderomotoryczną¹¹³ ze strony fali i zderzając się z klastrami przekazują mu tę energię. Jest to bardzo efektywny mechanizm grzania, który powoduje, że system elektronowy klastra jest w krótkim czasie podgrzewany do bardzo wysokiej temperatury. Jeżeli klastery są małe, elektrony po uzyskaniu stosunkowo niewielkiej energii mogą uciec z klastra, co powoduje jego kulombowską eksplozję już przy niewielkich temperaturach. Z większych klastrów elektrony nie mogą uciec tak łatwo (ze względu na duży ładunek klastra) co powoduje, że podgrzewanie trwa dłużej, a energia zmagazynowana w układzie jest większa. Z klastra tworzy się bardzo gorąca plazma, która rozpręży się gwałtownie. Przedstawiony opis jest bardzo uproszczony. W rzeczywistości rozpad klastra zależy od jego składu atomowego [Petrov i Davis, 2008] oraz od energii i czasu trwania impulsu lasera. Trzeba nadmienić, że nie wszystkie efekty, jakie pojawiają się w eksperymentach z klastrami zostały już wyjaśnione (np. wysoki stopień jonizacji atomów), o czym informują autorzy przeglądowej pracy Fennel i inni [2010].

Eksperymenty na klastrach były wykonywane również na laserze FLASH [Wabnitz i inni, 2002]. Zaobserwowano, że przy ustalonym natężeniu niezbyt silnego promieniowania (10^{13} W/cm²), duże klastery ciężkich pierwiastków (np. Xe) emitują jony o znacznie większym stopniu zjonizowania niż klastery małe. Zmiana w sposobie oddziaływania promieniowania z atomami i materią, o której mówiliśmy wyżej, spowodowała również zmiany w rozpadzie klastrów naświetlanych intensywnym promieniowaniem EUV i miękkim promieniowaniem rentgenowskim. Dla wyższych częstości mechanizm grzania klastru przez bezpośrednie oddziaływanie elektronów w próżni z polem elektromagnetycznym impulsu jest mniejszy w stosunku do częstości optycznych¹¹⁴. Głównym mechanizmem przekazywania energii z promieniowania do układu elektronowego staje się efekt fotoelektryczny. Jednak podobnie jak wyżej, małe klastery rozpadają się szybciej zaś duże podgrzewają się do wyższych temperatur i rozprzestrzeniają się jak plazma. Przy wysokich natężeniach występują

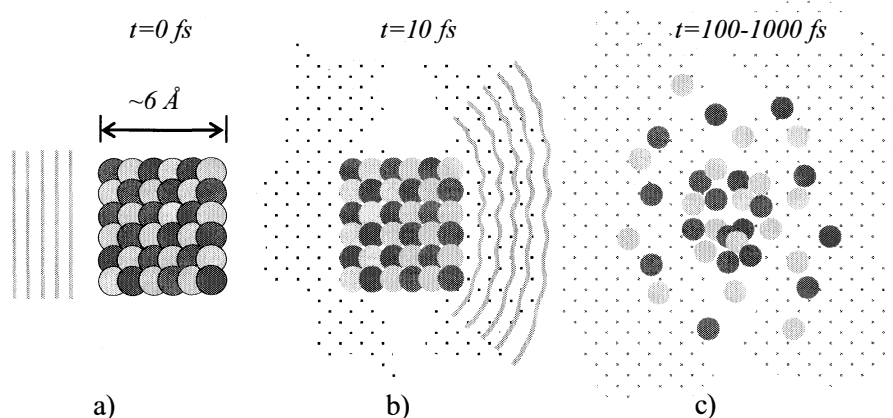
¹¹² Pole elektryczne w impulsie lasera o mocy 10^{14} W/cm² jest rzędu 20 GV/m.

¹¹³ Energią ponderomotoryczną U_p nazywamy energię drgań swobodnego ładunku w silnym polu fali elektromagnetycznej, uśrednioną po jednym okresie fali. $U_p = e^2 E_a^2 / 4m\omega_0^2$, gdzie e - ładunek elektronu, E_a - amplituda pola elektrycznego fali, m - masa elektronu zaś ω_0 jest częstością fali.

¹¹⁴ Jak wynika z przypisu 113, energia ponderomotoryczna jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu częstości fali.

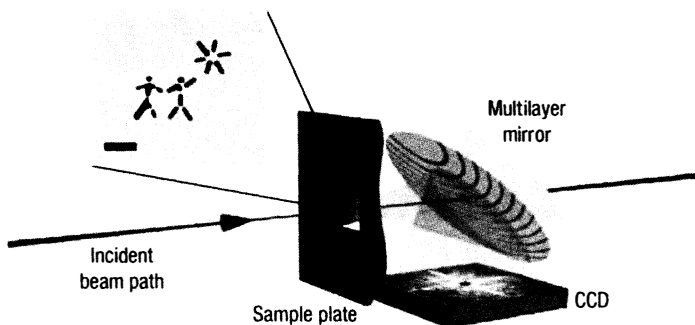
nieliniowe efekty w fotoelektrycznej absorpcji, zbadane doświadczalnie przez Sorokina i innych [2007 i 2007a].

Symulacje dynamiki rozpadu klastrów poddanych działaniu silnego promieniowania o krótkiej fali [np. Bauer, 2004; Faigel i inni, 2005; Gnodtke i inni, 2009] pokazują, że o ile reakcja struktury elektronowej na impuls promieniowania jest szybka (~ 10 fs), to rozpad klastra zaczyna się w czasach nieco dłuższych (rysunek 4.12). Ponieważ rozpraszanie na atomach klastra zachodzi tak długo jak trwa impuls, to dla krótkich impulsów (rzędu 10 fs) i krótkiej fali promieniowania, moglibyśmy zarejestrować niezaburzony dyfrakcyjny obraz struktury klastra. W przypadku klastrów, które wykazują wysoką symetrię, dyfrakcja może być silna w określonych kierunkach, ale w zasadzie dla dowolnego rozłożenia atomów w przestrzeni obraz dyfrakcyjny powstanie. Neutze i inni [2000] jako pierwsi przeanalizowali ten pomysł po kątem wykorzystania dyfrakcji silnego i krótkiego impulsu promieniowania X do określenia struktury makrocząstek biologicznych, których do tej pory nie udało się zbadać.



Rysunek 4.12. Schematyczny obraz dyfrakcji krótkiego impulsu promieniowania rentgenowskiego na klastrze. Rysunek a) przedstawia klastrowy obiekt i nadbiegający impuls promieniowania. W rzeczywistości pole promieniowania jest znacznie większe w porównaniu z rozmiarami klastra. Przekrój poprzeczny frontu falowego może rozciągać się na obszar $\sim 1000 \text{ \AA}$, zaś jego długość może wynosić $\sim 3-30 \cdot 10^3 \text{ \AA}$, co odpowiada czasom trwania impulsów 1-10 fs. Rysunek b) przedstawia sytuację krótko po tym jak impuls promieniowania przeszedł przez obszar klastra. Front fali uległ zakrzywieniu i pojawiły się zafalowania, które dadzą piki dyfrakcyjne na detektorze usytuowanym w pewnej odległości. W czasie oddziaływania impulsu elektromagnetycznego położenia atomów nie zmieniły się, chociaż atomy uległy wielokrotnej jonizacji, a część elektronów opuściła klastrowy obiekt. Rysunek c) przedstawia sytuację po czasie 100 fs-1 ps. Klastrowy obiekt rozpadł się na skutek nierównowagi ładunkowej (małe klasterki) lub na skutek rozprężenia plazmy (duże klasterki).

Badania nad strukturą białek¹¹⁵ są prowadzone od lat przy wykorzystaniu promieniowania synchrotronowego. Jak do tej pory, metoda badań polegała na skryształowaniu białka i zmierzeniu obrazu dyfrakcyjnego na takim molekularnym kryształku. Proces hodowania kryształu złożonego z cząsteczek białka jest trudny i żmudny i dla każdego rodzaju białka trzeba wypracować oddzielną procedurę krystalizacji¹¹⁶. Kryształy białek są bardzo nietrwałe. Badanie ich struktury może odbywać się tylko przy niskich natężeniach promieniowania rentgenowskiego [np. Drenth, 1999]. Wiele struktur białek zostało zrekonstruowanych, ale niestety, niektórych rodzajów biologicznych molekuł nie udaje się skryształować i ich szczegółowa struktura jest nadal nieznaną. Szansą na zbadanie tych białek jest właśnie metoda rejestracji serii obrazów dyfrakcyjnych na pojedynczych makromolekułach za pomocą pojedynczych silnych impulsów promieniowania.



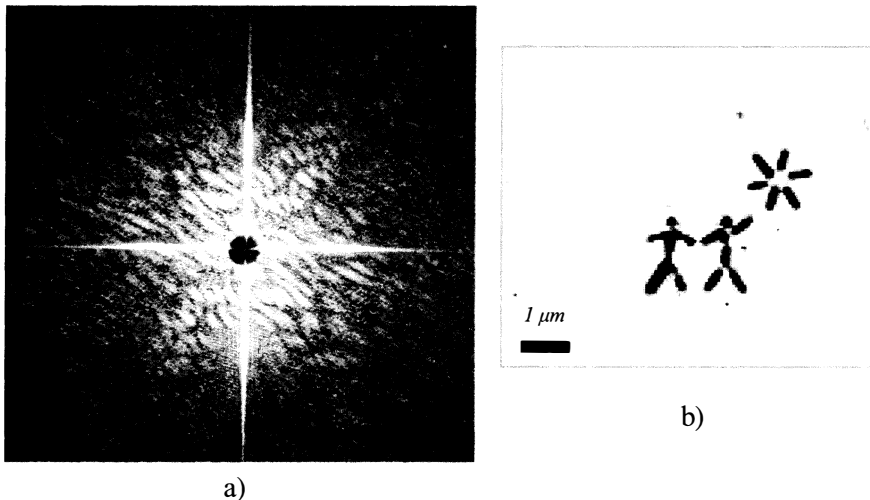
Rysunek 4.13. Schemat doświadczenia Chapmana i innych [2006]. Wzór pokazany w lewym górnym rogu rysunku został wytrawiony jonowo w membranie o grubości 20 nm wykonanej z azotku krzemu, a membrana zamocowana została na płytce (pozioma kreska na obrazie wzoru jest wzorcem 1 μm). Za płytką ustawiono specjalne zwierciadło wielowarstwowe, które odbijało promieniowanie rozproszone na membranie w kierunku detektora CCD. W środku zwierciadła wykonano otwór, przez który wiązka pierwotna przechodziła niezaburzona. Detektor CCD zarejestrował obraz dyfrakcyjny z pojedynczego impulsu promieniowania (rysunek 4.14a), który posłużył do rekonstrukcji obiektu. Przedrukowane za zgodą z Macmillan Publishers Ltd: Nature Physics, 2, H. N. Chapman et al, 839-843, (2006).

Pierwszym doświadczalnym potwierdzeniem, że rzeczywiście można zbadać obiekt za pomocą niszczącego impulsu promieniowania, ale tak krótkie-

¹¹⁵ Makrocząsteczki biologiczne zbudowane z reszt aminokwasów połączonych ze sobą wiązaniami peptydowymi -CONH

¹¹⁶ W zasadzie chodzi o znalezienie odpowiedniego składu i koncentracji roztworów, w których białko jest rozpuszczone i w których kryształy rosną w sposób naturalny.

go, że obraz obiektu powstaje zanim nastąpi jego dezintegracja, był eksperyment wykonany przez Chapmana i innych [2006], w którym wykonano testowe obrazowanie większego obiektu. W tym doświadczeniu na cienkiej membranie azotku krzemu o grubości 20 nm wytrawiono przy użyciu wiązki jonów wzór, pokazany na rysunku 4.13. W eksperymencie użyto pojedynczego impulsu promieniowania z lasera FLASH o długości fali 32 nm (38.7 eV), czasie trwania 25(5) fs i natężeniu $4(2) \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$.



Rysunek 4.14. a) Obraz dyfrakcyjny zarejestrowany przez detektor CCD za pomocą impulsu ($4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, 25 fs) padającego na świeżą membranę zawierającą obiekt w eksperymencie Chapmana i innych [2006], b) rekonstrukcja obiektu na podstawie obrazu dyfrakcyjnego przedstawionego w części a). Przedrukowane za zgodą z Macmillan Publishers Ltd: Nature Physics, 2, H. N. Chapman et al, 839-843, (2006).

Rysunek 4.14 przedstawia obraz dyfrakcyjny pojedynczego impulsu zarejestrowany przez detektor CCD (część a) oraz zrekonstruowany obiekt (część b). Obraz dyfrakcyjny zawiera charakterystyczne plamki, których rozmiar i odstęp są związane z rozmiarami poszczególnych elementów obiektu. Jasny krzyż widoczny w obrazie dyfrakcyjnym jest związany z dyfrakcją na krawędziach membrany. Jak widać na rysunku b) rekonstrukcja obiektu jest bardzo dobra. Wydaje się, że otrzymany obraz wiernie odzwierciedla rzeczywisty obiekt. Oczywiście, membrana została zniszczona przez tak silny impuls promieniowania. Kolejny impuls wysłany 20 s po pierwszym pokazał zupełnie inny obraz dyfrakcyjny związany z dyfrakcją na krawędziach zniszczonej membrany.

W doświadczeniu Chapmana i innych [2006] obraz i rekonstrukcja były dwuwymiarowe i w związku z tym otrzymany znakomity wynik nie dowodził jeszcze, że obrazowanie trójwymiarowe mniejszych obiektów wyjdzie równie

dobrze. Doświadczenie pokazało jednak, że obrazowanie za pomocą pojedynczego krótkiego impulsu promieniowania o natężeniu przekraczającym próg zniszczenia obiektu jest możliwe. Ponadto, w doświadczeniu udowodniono możliwość dyfrakcyjnego obrazowania obiektów 2D o nieregularnym kształcie w krótkich czasach. Można spodziewać się, że przy użyciu zaprezentowanej metody i krótszej fali można będzie wykonywać obrazowanie dyfrakcyjne innych płaskich obiektów z rozdzielczością bliską rozdzielczości mikroskopów elektronowych. Jak pokazał Ravasio i inni [2009], obrazowanie dyfrakcyjne podobne do przedstawionego wyżej można również uzyskać przy użyciu plazmowego lasera rentgenowskiego.

Obrazowanie dyfrakcyjne jest metodą znaną z wcześniejszych badań z koherentnym promieniowaniem synchrotronowym o mniejszym natężeniu. Opis obrazowania dyfrakcyjnego można znaleźć w cytowanej już pracy Nugenta [2010]. Podobnie jak w każdym rodzaju mikroskopii tak i przy obrazowaniu dyfrakcyjnym małych obiektów ważne jest wysokie natężenie oświetlające próbkę. Schroer i inni [2008] pokazali, że ogniskując promieniowanie synchrotronowe o energii 15 keV i strumieniu 10^8 fot./s do plamki o rozmiarach $0.1 \times 0.1 \mu\text{m}^2$ zarejestrowali w ciągu 600 s obraz dyfrakcyjny płaskiego układu nanocząstek, który pozwolił na rekonstrukcję obiektu z przestrzenną rozdzielczością 5 nm. Schropp i Schroer [2010] teoretycznie obliczają wymagane natężenia do dyfrakcyjnego obrazowania 2D i szczegółowo dyskutują rozdzielczość pomiarów.

Problem obrazowania dyfrakcyjnego 3D nie jest jeszcze do końca zbadany. Można powiedzieć, że doświadczenia dopiero się zaczęły. Wyniki na razie pochodzą z lasera FLASH, gdzie robi się testy na znanych nano-cząstkach [Trensch i Feldhaus, 2010] oraz cząstkach biologicznych [Mancuso i inni, 2010]. W przypadku cząstek biologicznych, które zbudowane są z lekkich atomów, wymagania co do długości trwania impulsu są większe. Hau-Riege i inni [2005] obliczyli, że przy energii promieniowania 12 keV, impulsy powinny mieć długość kilku femtosekund lub mniej, jeżeli chcemy uniknąć zaburzenia obrazu i przeprowadzić poprawną rekonstrukcję ze zdolnością rozdzielczą na poziomie kilku Ångströmów. Hau-Riege i inni [2010] pokazali, że gdy cząstki pokryje się warstwą innej materii (znanej) to rozpad wewnętrznej części (tej interesującej) jest spowolniony i można uzyskać prawidłowe obrazy za pomocą dłuższych impulsów promieniowania¹¹⁷. Doświadczenie przeprowadzone przez Chapmana i innych [2006a] przy nieniszczących natężeniach promieniowania synchrotronowego pokazały, że algorytmy rekonstrukcji 3D pracują poprawnie. Ze wzglę-

¹¹⁷ Ten efekt jest niezwykle pożyteczny, gdyż otoczka wody, która jest naturalnym środowiskiem molekuł biologicznych, może ułatwić ich obrazowanie.

du jednak na statystyczny charakter algorytmów matematycznych, które są używane w rekonstrukcji obiektu 3D na podstawie wielu przypadkowych obrazów dyfrakcyjnych 2D, wysoka rozdzielczość pomiarów wymaga dużego natężenia impulsów. Łatwo się domyślić, że jakiegokolwiek systematyczne zorientowanie molekuly w przestrzeni podczas dyfrakcji ułatwi jej późniejszą rekonstrukcję i może zmniejszyć wymagania dotyczące natężenia. Są zatem pomysły osadzania molekuł na powierzchni membran lub nawet tworzenia monomolekularnych warstw [Mancuso i inni, 2010] lub ustawianie w pobliżu badanego obiektu referencyjnych obiektów o znanym kształcie [np. Shintake, 2008]. Ostatnio Saldin D. K. i inni [2010] zaproponowali metodę rejestracji obrazu dyfrakcyjnego dla wielu cząstek przypadkowo rozrzuconych i zorientowanych w przestrzeni koherentnej wiązki.

Problem obrazowania pojedynczych molekuł z subnanometrową rozdzielczością jest bardzo ważny. Gdyby ta technika spełniła nadzieje, jakie są w niej pokładane w tej chwili, to należy się spodziewać dużego postępu w chemii i biologii molekularnej. Dlatego też, w obu laserach rentgenowskich na swobodnych elektronach przewidziane są stacje badawcze przeznaczone do tego typu badań. W LCLS stacja *Coherent X-ray Imaging* (CXI) jest w trakcie budowy, a jej planowane uruchomienie jest przewidziane na rok 2011 [Boutet i Williams, 2010]. W przyszłym XFEL przewiduje się budowę stacji o nazwie *Single Particles, clusters, and Biomolecules* (SPB) [XFEL, 2010].

Omówione w tym podrozdziale doświadczenia wykorzystujące dyfrakcję służą do rekonstrukcji gęstości elektronów w przestrzeni położeń (a przez to położeń atomów). W następnym podrozdziale omówimy metodę badawczą, która pozwala na wyznaczenie rozkładu gęstości elektronów w przestrzeni pędów. Te dwa aspekty struktury elektronowej w materii są ze sobą w ścisłej relacji, gdyż funkcje falowe elektronów w przestrzeni pędów i położeń są ze sobą związane transformatą Fouriera.

4.3 Spektrometria komptonowska

Spektrometria komptonowska ma już długą historię i doczekała się trzech monografii książkowych: Williams [1977], Cooper i inni [2004] oraz Schülke [2007], przy czym w ostatniej pozycji rozważa się także inne odmiany nieelastycznego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego takie jak IXS i RIXS. Cenne informacje można znaleźć również w pracach przeglądowych Coopera [1985] i Dobrzyńskiego [1993]. Jest niewiele prac dotyczących spektrometrii komptonowskiej w języku polskim. W zasadzie można zacytować dwie: Żurek [1977], gdzie przedstawiono ideę spektrometrii komptonowskiej oraz rozprawa doktorska autora [Andrejczuk, 1997], gdzie przedstawiono meto-

dologię eksperymentów komptonowskich przeprowadzanych z wykorzystaniem źródeł izotopowych. Metodologia eksperymentów z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego jest podobna, a różnice występują głównie w systemie wysokorozdzielczej detekcji. Ze względu na możliwość wytworzenia silnego promieniowania synchrotronowego o kołowej polaryzacji powstała „magnetyczna odmiana” spektrometrii komptonowskiej (ang. *Magnetic Compton Spectrometry*, MCS), o której będzie mowa dalej w tym podrozdziale, opisanej wyczerpująco przez Żukowskiego [1996]¹¹⁸.

W podręcznikach zazwyczaj rozważa się przypadek efektu Comptona na spoczywającym swobodnym elektronie¹¹⁹. Użycie zasad zachowania energii i pędu pozwala na wyprowadzenie wyrażenia na energię promieniowania rozproszonego oraz wzoru na różnicę długości fali promieniowania rozproszonego i padającego, nazywaną komptonowską długością fali. Jednak, jeżeli rozpraszanie komptonowskie zachodzi na poruszającym się elektronie, początkowy pęd elektronu modyfikuje dynamikę rozpraszania i energia promieniowania rozproszonego $\hbar\omega'$ jest równa:

$$\hbar\omega' = \frac{1}{1 + \frac{\hbar\omega_0}{E}(1 - \cos\theta)} \left(\hbar\omega_0 + \frac{1}{E} \hbar c^2 \mathbf{p} \cdot \mathbf{K} \right), \quad (4.1)$$

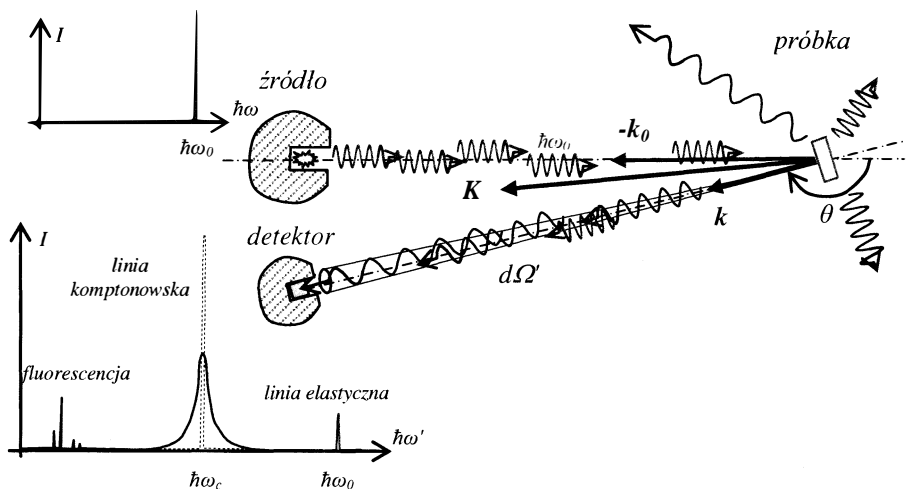
gdzie: $\hbar\omega_0$ jest energią promieniowania padającego, \mathbf{p} i E są odpowiednio wektorem pędu i całkowitą energią elektronu przed rozproszeniem, zaś wektor $\mathbf{K} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ nazywany jest wektorem rozpraszania gdzie \mathbf{k}_0 i \mathbf{k} są wektorami falowymi promieniowania odpowiednio padającego i rozproszonego (pęd $-\hbar\mathbf{K}$ jest równy pędowi przekazanemu do elektronu). Ze wzoru (4.1) widać, że przy ustalonym wektorze rozpraszania \mathbf{K} energia promieniowania rozproszonego komptonowsko zależy w przybliżeniu liniowo¹²⁰ od wartości rzutu pędu elektronu na kierunek wektora \mathbf{K} . Mierzac zatem energię promieniowania rozproszonego komptonowsko przy ustalonym kącie rozpraszania θ , możemy mierzyć rzut pędu elektronu na kierunek określony przez warunki eksperymentalne. Na tym właśnie opiera się idea spektrometrii komptonowskiej, która jest schematycznie przedstawiona na rysunku 4.15.

¹¹⁸ Praca napisana w języku angielskim.

¹¹⁹ Pojęcie spoczywającego elektronu jest pojęciem z fizyki klasycznej. W mechanice kwantowej, jeżeli elektron będziemy traktować jako cząstkę zlokalizowaną, jego pęd nie może być ściśle określony.

¹²⁰ Zależność nie jest całkowicie liniowa, gdyż zarówno energia całkowita E jak i wektor rozpraszania \mathbf{K} zależne są od pędu elektronu przed rozproszeniem. Jednak dla większości pierwiastków energia wiązania elektronu jest do pominięcia w stosunku do energii spoczynkowej elektronu. Z kolei, dla wysokich energii promieniowania padającego i dużych kątów rozpraszania, kierunek i wartość wektora rozpraszania słabo zależą od pędu elektronu przed rozproszeniem.

W eksperymentach komptonowskich monochromatyczne źródło emituje promieniowanie, które pada na próbkę. Detektor (lub system detekcyjny) ustawiony jest zazwyczaj pod dużym kątem w stosunku do kierunku wiązki padającej (θ) i rejestruje widmo promieniowania rozproszonego na próbce (liczby rozproszonych fotonów dN w przedziałach energii $d\omega'$) w wąskim kącie bryłowym $d\Omega'$. W widmie występują: linia elastycznego rozpraszania, linia komptonowska oraz linie promieniowania fluorescencyjnego, przy czym często detektor rejestruje jedynie zakres widma odpowiadający linii komptonowskiej¹²¹. Gdyby rozpraszanie zachodziło na elektronach o ustalonym pędzie, linia komptonowska w widmie promieniowania rozproszonego (linia przerywana na rysunku 4.15) byłaby równie wąska jak linia elastyczna, czy linie promieniowania fluorescencyjnego (szerokość tych linii zależy tylko od zdolności rozdzielczej systemu



Rysunek 4.15. Schemat eksperymentu komptonowskiego. Monochromatyczne źródło emituje promieniowanie o energii $\hbar\omega_0$ (widmo w górnej części rysunku). Promieniowanie rozproszone na próbce pod kątem θ , jest rejestrowane przez detektor. Widmo promieniowania, jakie zarejestruje detektor, jest schematycznie narysowane na dolnym rysunku. W widmie występuje linia promieniowania rozproszonego elastycznie, linia promieniowania rozproszonego komptonowsko, która jest poszerzona ze względu na ruch elektronów w próbce oraz linie promieniowania fluorescencyjnego. Wąski pik narysowany linią przerywaną w obszarze linii komptonowskiej odpowiada sytuacji, w której rozpraszanie komptonowskie zachodziłoby na spoczywających elektronach.

¹²¹ Ze względu na to, że linia komptonowska jest zawsze poszerzona, ten element widma jest często nazywany pikiem komptonowskim. Autor będzie używał słowa „pik” do określenia elementów widm promieniowania rozproszonego (pik komptonowski, pik Rayleigha, piki fluorescencyjne) na równi z przyjętą nazwą „linia”.

detekcyjnego). Ponieważ jednak elektrony związane w materii posiadają pewien rozkład pędów, linia komptonowska jest poszerzona. Rozkład natężenia linii komptonowskiej odzwierciedla prawdopodobieństwo wystąpienia określonej energii $\hbar\omega'$ fotonu rozproszonego, a zatem (zgodnie z równaniem 4.1) odzwierciedla prawdopodobieństwo wystąpienia określonego rzutu pędu elektronu na kierunek wektora rozpraszania \mathbf{K} , umownie wybierany jako kierunek Z . To prawdopodobieństwo jest mierzone podwójnie różniczkowym przekrojem czynnym ($d^2\sigma/d\Omega'd\omega'$) który możemy zapisać w formie.

$$\frac{d^2N}{d\Omega'd\omega'} \sim \frac{d^2\sigma}{d\Omega'd\omega'} = C(\omega_0, \omega', \mathbf{k}_0, \mathbf{k}, \theta, p_z, \boldsymbol{\mu})J(p_z), \quad (4.2)$$

gdzie wielkość $J(p_z)$, nazywana profilem Comptona, jest rzutem rozkładu gęstości pędów elektronów $n(\mathbf{p})$ na kierunek Z (rysunek 4.16):

$$J(p_z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} n(\mathbf{p}) dp_x dp_y, \quad (4.3)$$

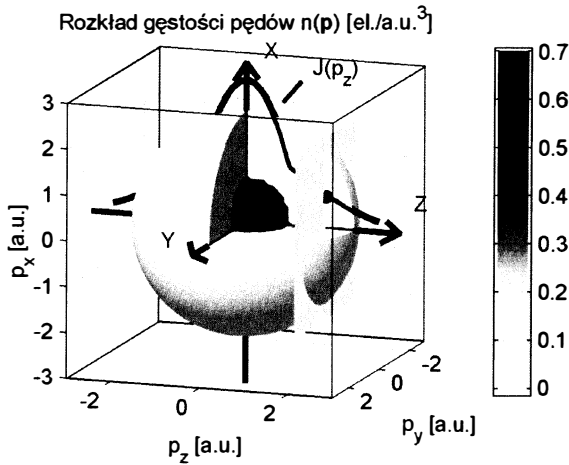
zaś funkcja $C(\omega_0, \omega', \mathbf{k}_0, \mathbf{k}, \theta, p_z, \boldsymbol{\mu})$ w ogólności zawiera w sobie czynniki związane z przekrojem czynnym na rozpraszanie komptonowskie, parametry eksperymentu oraz spinowy moment magnetyczny elektronu $\boldsymbol{\mu}$.

W przypadku wysokiej energii promieniowania padającego, energia wiązania elektronu w atomach ma niewielki wpływ na dynamikę i prawdopodobieństwo rozpraszania komptonowskiego¹²². Wynika to z tego, że proces rozpraszania jest na tyle krótki (impulsowy), że energia potencjalna elektronu nie zmienia się w czasie przekazywania pędu do elektronu zaś przejście atomu do wyższego stanu energetycznego następuje już po rozproszeniu. Powyższy opis określa się mianem „przybliżenia impulsowego” (ang. *Impulse Approximation*, IA). Obliczenia teoretyczne prawdopodobieństwa rozpraszania wykonywane w ramach przybliżenia impulsowego, w których zakłada się, że funkcja falo-wa elektronu po rozproszeniu jest falą płaską, dobrze zgadzają się z doświadczeniem i faktoryzacja na czynniki związane z eksperymentem i profil Comptona, przedstawiona w równaniu (4.2), może być użyta w opracowaniu danych doświadczalnych.

Impulsowy charakter rozpraszania komptonowskiego odzwierciedla się również w magnetycznej części przekroju czynnego na komptonowskie rozpraszanie, który nie zależy od orbitalnego momentu magnetycznego, a „odczuwa” jedynie spinowy moment magnetyczny elektronu [Cooper i inni, 1992]. Rozpra-

¹²² Przy czym przekaz energii z fotonu do elektronu musi być większy od energii wiązania elektronu w atomie.

szanie promieniowania przy energiach porównywalnych z energią wiązań elektronów w atomach prowadzi do załamania się przybliżenia impulsowego i stan końcowy wybitego elektronu musi być wzięty pod uwagę [Schülke, 2007].



Rysunek 4.16. Przykładowy (sferycznie symetryczny) rozkład gęstości pędów elektronów $n(\mathbf{p})$ oraz profil Comptona $J(p_z)$. Na rysunku przedstawiony jest model gęstości 8 elektronów w przestrzeni pędów. Dwa elektrony mają rozkład pędu Fermiego-Diraca o pędzie Fermiego 1 a.u.¹²³ zaś 6 elektronów charakteryzuje się rozkładem gaussowskim, w którym $\sigma = 1.5$ a.u. Rozkład rozciąga się do nieskończoności we wszystkich kierunkach. Narysowana sfera odpowiada miejscom, gdzie gęstość w przestrzeni pędów wynosi 0.03 el./a.u.³. Wycięcie pokazuje wewnętrzną gęstość, przy czym odpowiedniość koloru do gęstości jest przedstawiona na skali po prawej stronie. Ciągłą niebieską linią narysowano profil Comptona, który jest rzutem przedstawionego rozkładu gęstości pędów na kierunek Z (4.3). Zatem pojedynczy punkt profilu Comptona dla określonej wartości pędu p_z (punkt zaznaczony na rysunku) jest sumą gęstości $n(\mathbf{p})$ po płaszczyźnie prostopadłej do kierunku Z i przecinającą oś Z w punkcie p_z . Jednostką profilu Comptona jest el./a.u.

Występuje szereg dodatkowych efektów, które wpływają na kształt widma promieniowania rozproszonego w eksperymentach, w których mierzy się profile Comptona przy ustalonej energii promieniowania padającego i określonym kącie rozpraszania. Są to zależności wydajności detekcji, absorpcji w próbce oraz przekroju czynnego na rozpraszanie komptonowskie od energii promieniowania rozproszonego. Dla grubszych próbek istotny wpływ na kształt piku komptonowskiego mają również wielokrotne rozproszenia promieniowania w próbce. Szereg innych zjawisk jest już mniej istotnych. Dlatego też obszar widma energetycznego odpowiadający linii komptonowskiej jest podawany wielostopniowej analizie danych, w której te efekty są korygowane. Uzyskany

¹²³ Atomowa jednostka pędu: 1 a.u. = $\alpha m_0 c = 1.99 \cdot 10^{-24}$ kg·m/s.

eksperymentalnie profil Comptona jest normalizowany do liczby elektronów przypadających na jednostkę formuły chemicznej badanego materiału¹²⁴.

Ponieważ profil Comptona jest funkcją, która w sposób bezpośredni jest związana ze strukturą elektronową materii, spektrometria komptonowska dostarcza cennych danych do porównań z teoretycznymi obliczeniami struktury elektronowej. Warto podkreślić, że pierwsze doświadczalne potwierdzenie statystyki Fermiego-Diraca dla elektronów przewodnictwa w metalach uzyskano właśnie przy użyciu spektrometrii komptonowskiej.

Dwie inne metody doświadczalne pozwalają na pomiary rozkładu gęstości pędów w materii. Pierwsza metoda wykorzystuje kątowe korelacje kwantów anihilacyjnych (ang. *Angular Correlation of Annihilation Radiation*, ACAR). Przy zastosowaniu odpowiedniej aparatury metoda ta pozwala na zmierzenie rzutu rozkładu gęstości pędów elektronów na płaszczyznę [Peter i inni, 1993; West, 1995; Dryzek, 1997]. Druga metoda polega na nieelastycznym rozpraszaniu elektronów na materii i rejestracji elektronu wybitego z materii w koincydencji z rozproszonym¹²⁵ (ang. *Electron Momentum Spectroscopy*, EMS). Ta metoda, oznaczana często symbolem ($e, 2e$), pozwala na pełną rekonstrukcję struktury elektronowej na poszczególnych pasmach [McCarthy i Weigold, 1994 i Coplan i inni, 1994]. W spektrometrii komptonowskiej występuje podobna technika, oznaczana symbolem ($\gamma, e\gamma$) polegająca na rejestracji wybitego elektronu w koincydencji z fotonem rozproszonym [Bell i Schneider, 2001]. Metody, w których rejestruje się elektrony, są technicznie trudniejsze i chociaż dostarczane informacje są bogatsze, to są rzadziej stosowane.

Pierwsze pomiary profili komptonowskich były wykonane przy użyciu lamp rentgenowskich i spektrometru krystalicznego. Począwszy od lat 70. zaczęto wykorzystywać półprzewodnikowe detektory o wysokiej zdolności rozdzielczej zaś jako źródła promieniowania zaczęto używać wybrane źródła promieniotwórcze ze względu na ich wąskie linie widmowe dobrze odseparowane od linii sąsiednich. Eksperymenty z użyciem źródeł izotopowych są długoczasowe ze względu na ograniczenia na aktywność źródeł. Często pomiary pojedynczego profilu Comptona trwają wiele tygodni. Ponadto, zdolność rozdzielcza limitowana rozdzielczością detektorów półprzewodnikowych jest ograniczona do 0.37 a.u. Dlatego też, gdy pojawiły się pierwsze synchrotrony, spróbowano wykorzystywać je do badań profili komptonowskich. Pierwsze eksperymenty komptonowskie przy wykorzystaniu promieniowania synchrotronowego zostały wyko-

¹²⁴ Normalizacja doświadczalnego profilu Comptona przeprowadzana jest w skończonym zakresie pędów. Zatem liczba elektronów, do której normalizuje się profil jest pomniejszona o tę część gęstości elektronowej, która znajduje się poza obszarem normalizacji.

¹²⁵ Przy czym, który elektron jest wybity, a który rozproszony jest sprawą umowną ze względu na nierozróżnialność elektronów.

nane w LURE pod Paryżem przez grupę Profesor Loupias [Loupias i Peltiau, 1980; Loupias i inni, 1980a]. Pomiar wykonano na lekkich pierwiastkach (LiF i Be) przy użyciu promieniowania o energii 10 keV. Była to bardzo niska energia jak na potrzeby spektrometrii komptonowskiej, ale wyraźnie lepsza zdolność rozdzielcza (0.15 a.u.), krótki czas pomiaru (10 godzin) i zachęcające wyniki pomiaru anizotropii kierunkowej profilu Comptona w wymienionych materiałach, zwróciła uwagę pozostałych badaczy zajmujących się tego rodzaju doświadczeniami na wykorzystanie promieniowania synchrotronowego w eksperymentach. Kolejne wyniki pochodzą z KEK¹²⁶, gdzie w 1989 roku skonstruowano nowy spektrometr wysokorozdzielczy [Shiotani i inni, 1989 i 1989a]. Wkrótce, również w KEK, zbudowano pierwszy eliptyczny wiggler do pomiarów komptonowskich z wykorzystaniem wysokiej energii i kołowej polaryzacji [Yamamoto i inni, 1989]. Z wykorzystaniem tego źródła wykonano pierwsze eksperymenty z wielosegmentowym detektorem [Tanaka Y. i inni, 1992].

Przekrój czynny na rozpraszanie komptonowskie zależy w pewnym stopniu od polaryzacji promieniowania i kierunku ustawienia spinowego momentu magnetycznego elektronu. Jeżeli promieniowanie jest prawoskrętnie kołowo spolaryzowane to prawdopodobieństwo komptonowskiego rozproszenia pod dużym kątem jest nieco większe, gdy spinowy moment magnetyczny elektronu jest ustawiony równoległe do kierunku promieniowania padającego niż kiedy jest on ustawiony antyrównoległe. Różnica w przekroju czynnym jest niewielka (rzędu 1% dla żelaza), ale dzięki wysokim natężeniom promieniowania synchrotronowego możliwy stał się pomiar profilu Comptona dla elektronów z niesparowanym spinem. Polega to na tym, że mierzy się widmo promieniowania komptonowsko rozproszonego dla dwóch kierunków polaryzacji momentu magnetycznego w próbce, zgodnej z kierunkiem padającego promieniowania oraz przeciwnej, a następnie odejmuje się widma od siebie. Różnica odzwierciedla profil Comptona dla elektronów z niesparowanym spinem. W ten sposób można mierzyć wartość spinowego momentu magnetycznego w badanym materiale, a dzięki analizie kształtu rzutu rozkładu gęstości pędów, można ustalić w jakim stanie kwantowym znajdowały się elektrony o niesparowanym spinowym momencie magnetycznym. Pierwsze eksperymenty tego typu z wykorzystaniem synchrotronu zostały wykonane w Daresbury Laboratory¹²⁷ [Cooper i inni, 1986] przy użyciu kołowej polaryzacji ponad orbitą pierścienia. Przystępny opis idei pomiaru magnetycznych profili Comptona (ang. *Magnetic Compton Profile*, MCP) można znaleźć w krótkiej pracy przeglądowej Cooper i inni

¹²⁶ KEK -High Energy Accelerator research Organization. Pomiar komptonowskie są wykonywane na znajdującym się tam synchrotronie Photon Factory, National Laboratory for High Energy Physics, Tsukuba, Japan.

¹²⁷ Daresbury Laboratory, Daresbury, United Kingdom.

[2007], dokładniejsze zaś informacje Czytelnik może znaleźć w pracy Żukowskiego [1996], oraz w cytowanych wcześniej monografiach książkowych.

Wraz z budową synchrotronów III generacji powstawały stacje badawcze dedykowane eksperymentom z wykorzystaniem promieniowania rentgenowskiego o wysokiej energii, a spektrometrii komptonowskiej w szczególności. Mowa tu przede wszystkim o stacjach: ID15 w ESRF [np. Suortti i Tschentscher, 1995 czy Suortti i inni, 1999], 11-ID-B w APS [np. Beno i inni, 2001], X21 w NLSL¹²⁸ [np. Kao i inni, 1995 lub Hämäläinen i inni, 1996], G3 HASYLAB¹²⁹ [np. Sternemann i inni, 2000] oraz stacji BL08W w SPring-8. Na przykładzie tej ostatniej stacji omówimy technikę eksperymentów komptonowskich z wykorzystaniem promieniowania synchrotronowego.

Stacje badawcze przy synchrotronach posiadają różną architekturę w zależności od potrzeb eksperymentów, którym są dedykowane. Stacje są najczęściej podzielone na sektory, gdzie w pierwszej części znajdują się monochromatory i filtry, a w kolejnych umieszczone są spektrometry, kriostaty, detektory oraz inne wyposażenie konieczne do przeprowadzenia pomiarów (tak jak to przedstawiono na rysunku 2.5). Poszczególne pomieszczenia stacji (ang. *hutches*) posiadają specjalną konstrukcję. Przede wszystkim są zbudowane z materiałów pochłaniających promieniowanie¹³⁰, tak aby bardzo silne promieniowanie rentgenowskie, które rozprasza się na elementach układu doświadczalnego zostało zaabsorbowane w ściankach stacji i nie szkodziło personelowi nadzorującemu eksperyment. Drzwi do poszczególnych pomieszczeń stacji mają blokady uniemożliwiające wejście, kiedy wiązka promieniowania propaguje się w pomieszczeniu. Wewnątrz stacji znajduje się system zabezpieczający przed zamknięciem pomieszczenia, jeżeli znajduje się w nim człowiek. Każde pomieszczenie ma zdalnie sterowaną blokadę wiązki (ang. *shutter*), która może całkowicie zatrzymać promieniowanie oraz stoper wiązki pierwotnej ustawiony na osi wiązki na końcu pomieszczenia (o ile nie jest przewidziane, że wiązka może propagować się do następnego pomieszczenia).

Podział na część optyczną i pomiarową ma najczęściej na celu możliwość dostępu do układu pomiarowego bez konieczności wyłączenia wiązki padającej na monochromator. Ilość energii padającej na monochromator jest na tyle duża, że jego temperatura wzrasta, co powoduje zmiany we właściwościach mechanicznych kryształu i wpływa na jego wyjustowanie. Zatem dąży się do tego, aby w trakcie trwania eksperymentów ilość energii padającej na monochromator była stale taka sama i żeby pracował on w stabilnych warunkach.

¹²⁸ NLSL- National Synchrotron Light Source, Brookhaven, USA

¹²⁹ HASYLAB- Hamburg Synchrotron Radiation Laboratory, Hamburg, Germany

¹³⁰ Są to najczęściej wielowarstwowe blachy, w których część warstw jest wykonana z ołowiu.

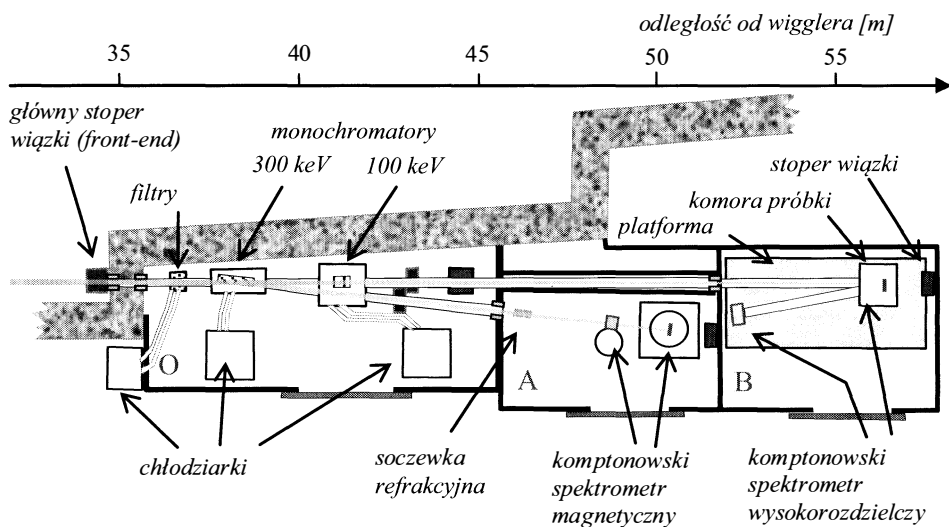
Problem stabilności monochromatorów występował również przy spadku prądu w pierścieniu synchrotronu w wyniku naturalnych strat ładunku w czasie jego pracy. W ostatnich latach wypracowano jednak metodę ciągłego uzupełniania ładunku w poszczególnych paczkach elektronowych (ang. *top-up mode*) przy nieprzerwanej pracy synchrotronu. To znakomicie poprawiło stabilność monochromatorów i polepszyło jakość eksperymentów, w których stałe natężenie wiązki jest ważne. W SPring-8 metodę ciągłego napełniania zastosowano w 2004 roku [Tanaka H. i inni, 2006]. Obecnie prąd w pierścieniu jest utrzymywany na zadanym poziomie z dokładnością do 0.1%.

Tabela 4.2. Parametry eliptycznego wielopolewego wigglera na stacji BL08W w SPring-8. Parametry wiązki synchrotronowej podane są dla parametru K wigglera równego 11.2, co odpowiada pionowej składowej indukcji pola magnetycznego wynoszącej 1 T. Pozioma składowa indukcji pola magnetycznego, kiedy wiggler pracuje w modzie eliptycznym wynosi 0.18 T.

Parametr	Wartość
Maksymalne pole	1 T
Całkowita długość	4.5 m
Minimalna przerwa	25.5 mm
Okres wigglera	120 mm
Liczba okresów	37
Energia krytyczna	42.6 keV
Całkowita moc	17.9 kW
Maksymalna kątowa gęstość mocy	160 kW/mrad ²
Stopień polaryzacji kołowej na osi wiązki	0.76

Stacja BL08W była jedną z pierwszych stacji wybudowanych w japońskim synchrotronie III generacji SPring-8 [Sakurai Y., 1998]. Istotną rolę odgrywa źródło, które zostało specjalnie zaprojektowane na potrzeby eksperymentów komptonowskich. Jest to silny eliptyczny wielobiegunowy wiggler (ang. *Elliptical Multipole Wiggler*, EMPW) z możliwością przestrajania od liniowej do eliptycznej polaryzacji promieniowania synchrotronowego na osi wigglera. Parametry tego źródła są przedstawione w tabeli 4.2 [Marechal i inni, 1998]. Jak widać z tabeli, moc tego źródła jest bardzo duża. Ze względu na nią i jednocześnie na wysoką energię promieniowania (do 300 keV), osłony i blokady na stacji BL08W są grubsze niż standardowe osłony używane w SPring-8. Ponieważ wykorzystuje się tylko wysokoenergetyczną część widma, promieniowanie

z tego źródła jest stale filtrowane przez układ chłodzonych wodą filtrów aluminiowo grafitowych.



Rysunek 4.17. Schemat stacji BL08W (widok z góry, na podstawie Yamaoka i inni, [2000]). Wiggler jest umieszczony w odległości 35 metrów od głównego stopera. Wiązka wchodzi do pomieszczenia optycznego (O), gdzie przechodzi przez układ filtrów chłodzonych wodą, a następnie pada na jeden z monochromatorów (również chłodzonych). Monochromatory kierują wiązkę do jednego z dwóch pomieszczeń pomiarowych (A lub B). Wiązka o energii 300 keV odbija się od monochromatora w poziomie i propaguje się do pomieszczenia A. W przypadku monochromatora 100 keV wiązka jest odbijana w pionie i nachylona jest pod kątem około 5 stopni do poziomu. Wiązka przebiega przez pomieszczenie A w specjalnej osłonie i wchodzi do pomieszczenia B. W związku z nachyleniem wiązki spektrometr wysokorozdzielczy ustawiony jest na platformie, która również jest nachylona do poziomu pod tym samym kątem. Na rysunku zaznaczono położenie soczewki refrakcyjnej, o której jest mowa w podrozdziale 4.4.

Chłodzone są również dwa monochromatory, które kierują wiązkę do dwóch różnych pomieszczeń badawczych stacji: pomieszczenie A i pomieszczenie B (rysunek 4.17). W danej chwili pracować może tylko jeden monochromator. Monochromator części B może być użyty, jeżeli wysunie się z wiązki monochromator części A. Działanie tych monochromatorów zostało szczegółowo opisane w pracy Yamaoka i inni [2000], a ich parametry są przedstawione w tabeli 4.3. Jeszcze przed pomieszczeniem optycznym w głównym pierścieniu znajdują się specjalne szczeliny, które mogą ograniczyć wiązkę kierowaną do stacji. W części optycznej znajdują się inne układy szczelin, którymi można ograniczyć wiązkę odbitą od monochromatorów.

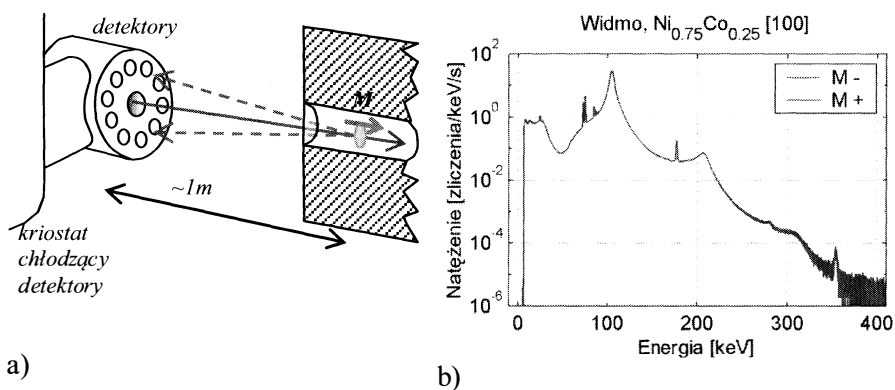
Tabela 4.3. Parametry monochromatorów oraz parametry wiązki po monochromatyzacji wykorzystywanej w pomiarach w części A i B stacji BL08W (na podstawie pracy Yamaoka i inni, [2000]). Monochromator A ma dwa kryształy, które mogą być wymiennie użyte przez pionowy przesuw monochromatora.

Parametr	Część A	Część B	jednostka
Typ monochromatora	Asymetrycznie cięty monochromator Johanna	Kryształ wygięty w dwóch kierunkach	
Kryształ i refleks	Si (620) / Si (771)	Si (400)	
Zakres energetyczny	175-210 / 270-300	90-120	keV
Zdolność rozdzielcza	$1 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	
Strumień fotonów	$3 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{13}$	fotonów/s
Rozmiar wiązki (poziomy x pionowy)	1 x 3	1.7 x 1	mm ²

Pomieszczenie A jest przeznaczone głównie do pomiarów magnetycznych profili komptonowskich. Wyposażone jest w duży nadprzewodzący magnes, wewnątrz którego jest umieszczony kriostat z próbką. Magnes może wytwarzać w miejscu próbki pole 3 T, a zmiana kierunku pola na przeciwny zajmuje 5 s. Ponieważ w pomiarach magnetycznej części rozpraszania komptonowskiego bardzo istotna jest wysoka statystyka pomiaru, promieniowanie rozproszone na próbce jest rejestrowane przez 10 niezależnych detektorów germanowych¹³¹, umieszczonych w jednym kriostacie, w którym w środkowej części jest otwór przelotowy na wiązkę pierwotną (rysunek 4.18a). Zdolność rozdzielcza pomiaru w skali pędu elektronów w tej konfiguracji wynosi 0.45 a.u. Na rysunku 4.18b przedstawione jest przykładowe widmo eksperymentalne. Próbką był kryształ $\text{Ni}_{0.75}\text{Co}_{0.25}$ ¹³². Na rysunku przedstawione są dwa widma dla przeciwnych polaryzacji próbki, które w tej skali są nierozróżnialne.

¹³¹ Są to detektory półprzewodnikowe, w których głównym elementem jest kryształ germanu o średnicy 11.3 mm i grubości 15 mm. Działanie detektorów germanowych polega na tym, że z kryształu germanu tworzy się diodę spolaryzowaną zaporowo, przez którą w normalnym stanie nie płynie prąd (kryształy są chłodzone do temperatury ciekłego azotu, aby zminimalizować wzbudzenia termiczne). Pojedynczy foton przelatujący przez kryształ może być zaabsorbowany w wyniku efektu fotoelektrycznego. Wybity z atomu elektron przekazuje energię innym elektronom w sieci kryształu i w pasmie przewodnictwa pojawia się ładunek, który jest źródłem małego impulsu prądowego. Wielkość ładunku, a zatem i amplituda impulsu prądowego jest proporcjonalna do energii zaabsorbowanego fotonu. Impuls jest wzmacniany i mierzony w ciągu 1 μs . Szczegóły działania detektorów półprzewodnikowych można znaleźć w książce Gilmore'a i Hemingway'a [1995].

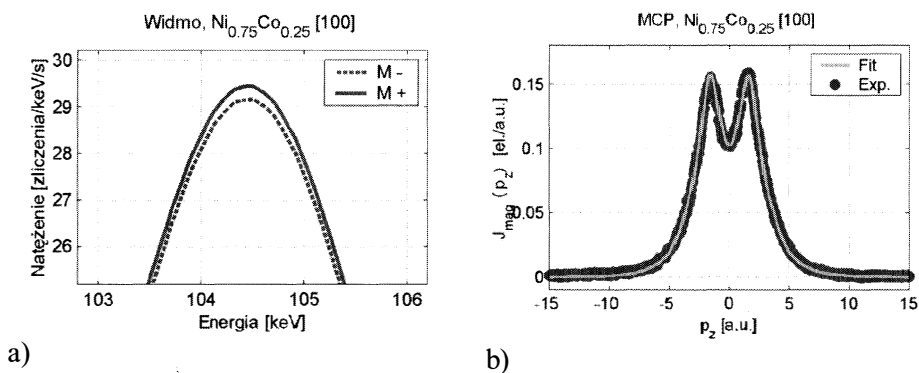
¹³² Próbką była dyskietka o średnicy 16 mm i grubości 2 mm wyciętym z monokryształu tak, że kierunek krystalograficzny [100] był prostopadły do płaszczyzny dysku.



Rysunek 4.18. Schemat pomiaru magnetycznych profili komptonowskich a) i przykładowe widmo b). Wiązka pierwotna narysowana jest ciągłą strzałką. Promieniowanie rozproszone narysowane jest przerywanymi strzałkami. Próbką znajduje się w kriostacie umieszczonym w silnym magnesie. Promieniowanie pierwotne i rozproszone przechodzą przez okienko mylarowe kriostatu. W przypadku pomiarów profili magnetycznych używany jest 10-segmentowy detektor germanowy. W części b) narysowane są dwa widma dla dwóch przeciwnych namagnesowań próbki (M+ zgodny z kierunkiem wiązki i M- przeciwny), ale w tej skali rysunku widma są nierozróżnialne.

Głównym elementem widma jest pik komptonowski (105 keV). Widać również linię elastyczną dla energii 179.5 keV oraz jej drugą harmoniczną 359 keV o znacznie mniejszym natężeniu. Na lewym zboczu piku komptonowskiego widać linie fluorescencyjne ołowiu, który był materiałem osłaniającym detektor przed promieniowaniem tła. Widma zebrano w ciągu 15 godzin naprzemiennie zmieniając polaryzację magnesu co 60 s. W sumarycznym widmie z 10 detektorów liczba zliczeń w maksimum piku komptonowskiego wynosiła 30 mln w kanale o szerokości 50 eV. Jeżeli rozciągniemy skalę widma tak, żeby widzieć maksimum piku komptonowskiego (rysunek 4.19a), to możemy zauważyć, że natężenie, gdy próbka jest namagnesowana zgodnie z kierunkiem wiązki, jest większe od natężenie, gdy namagnesowanie jest skierowane przeciwnie. Różnica jest niewielka, rzędu 1%, ale dzięki wysokiej statystyce pomiaru bardzo dobrze widoczna. Dlatego też, gdy wyznaczy się różnicę widm, otrzymuje się wyraźny profil komptonowski elektronów o niesparowanym spinowym momencie magnetycznym (rysunek 4.19b). Po odpowiedniej analizie widma i uwzględnieniu stopnia polaryzacji kołowej promieniowania, uzyskuje się profil wyrażony w jednostkach $\mu_B/a.u.$ i wtedy całka pod magnetycznym profilem komptonowskim będzie odzwierciedlać całkowity spinowy moment magnetyczny przypadający na jeden atom lub formułę związku. W tym przypadku całka z różnicy została znormalizowana do 1. Dopasowanie za pomocą profilu komptonowskiego stanu 3d niklu oraz odwróconej paraboli reprezentującej ujemne namagnesowanie

wanie dyfuzyjne elektronów swobodnych bardzo dobrze odzwierciedla kształt profilu doświadczalnego (ujemny wkład od elektronów swobodnych stanowi 1/5 wkładu od elektronów 3d). Jest to typowy kształt magnetycznego profilu komptonowskiego metali przejściowych 3d. Jest wiele prac, w których za pomocą spektrometrii komptonowskiej badano właściwości magnetyczne różnych materiałów.



a)

b)

Rysunek 4.19 a) Powiększony obszar maksimum piku komptonowskiego z rysunku 4.18. Widać, że natężenie dla polaryzacji namagnesowania zgodnej z kierunkiem wiązki (M+) jest nieco większe od polaryzacji przeciwnej (M-). b) Różnica pomiędzy dwiema polaryzacjami namagnesowania przeliczona do skali pędu i całka z różnicy znormalizowana do 1. Na rysunku przedstawiono dopasowanie do danych doświadczalnych za pomocą profilu komptonowskiego stanu 3d Ni i odwróconej paraboli reprezentującej dyfuzyjny spinowy moment magnetyczny. Jest to typowy kształt magnetycznego profilu komptonowskiego w metalach przejściowych 3d.

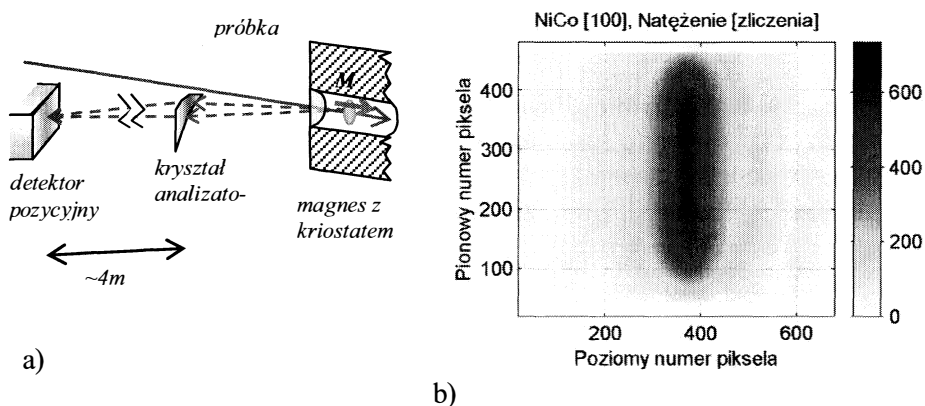
Często spektrometria komptonowska jest komplementarną techniką do badań neutronowych [np. Qureshi i inni, 2009], gdyż, jak to powiedzieliśmy wyżej, w rozpraszaniu komptonowskim mierzy się jedynie spinową część momentów magnetycznych. Czasami jednak, sam pomiar magnetycznego profilu komptonowskiego może dać cenne informacje [np. Ahuja i inni, 2007 czy Utfeld i inni, 2009].

Za pomocą konfiguracji przedstawionej na części a) rysunku 4.18, można również mierzyć zwykłe (ładunkowe) profile komptonowskie, jeżeli rozdzielczość w skali pędu rzędu 0.5 a.u. jest do zaakceptowania. Pomiary w tej konfiguracji są niezwykle wydajne, co pozwala (jak widać wyżej) na zebranie dużej statystyki i skrócenie czasu pomiaru o 2-3 rzędy wielkości w porównaniu do tradycyjnych pomiarów komptonowskich z wykorzystaniem źródeł izotopowych. Dzięki temu można np. badać subtelne zmiany w strukturze elektronowej lodu zachodzące w skali kilku jednostek pędowych w wyniku zmiany tempera-

tury [np. Nygard i inni, 2007]. W przypadku badania szczegółów struktury elektronowej metali, konieczna jest wyższa zdolność rozdzielcza.

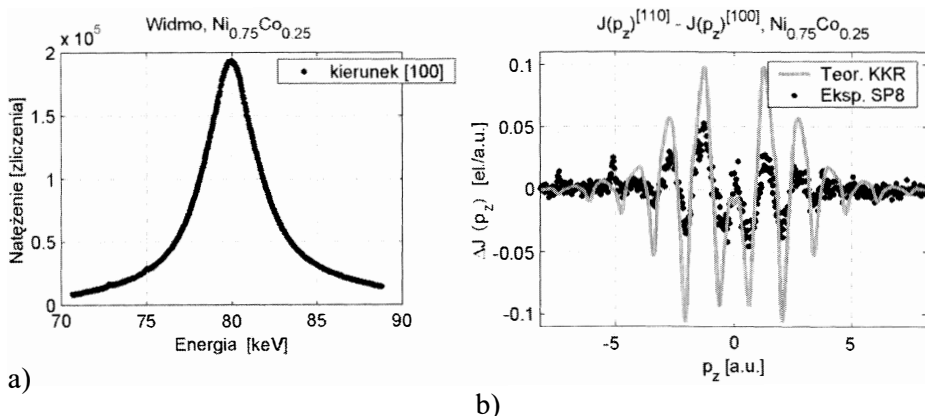
Spektrometr do pomiarów wysokorozdzielczych znajduje się w części B stacji BL08W. Wiązka z drugiego monochromatora biegnie w specjalnej osłonie przez pomieszczenie A i jest wprowadzana do pomieszczenia B (rysunek 4.17). Spektrometr jest ustawiony na dużej platformie nachylonej do poziomu pod kątem równym kątowi zmiany kierunku wiązki w wyniku dyfrakcji na kryształach monochromatora. Jest to spektrometr z przestrzenną dyspersją energii, w którym głównymi elementami są kryształ analizatora oraz detektor pozycyjny (rysunek 4.20a). Działanie spektrometru polega na tym, że różne energie promieniowania rozproszonego na próbce, padające na kryształ analizatora, są odbijane i ogniskowane w różnych miejscach detektora pozycyjnego. Spektrometr wysokorozdzielczy może mieć różne konfiguracje. Jeżeli chcemy przeprowadzić pomiar na próbce w normalnej temperaturze i bez pola magnetycznego, próbka może być umieszczona w tej samej komorze próżniowej co kryształ analizatora (tak jak to pokazane jest na rysunku 4.17). Możliwy jest również pomiar w polu magnetycznym i w niskich temperaturach (rysunek 4.20a). Jako kryształ analizatora używano trzech kryształów krzemu ustawionych jeden za drugim i wyjustowanych tak, aby dawały ten sam obraz na liczniku w celu zwiększenia wydajności detekcji [Hiraoka i inni, 2001; Itou i inni, 2001]. W ostatnim okresie kryształy te zamieniono na pojedynczy kryształ germanu, który pozwala na pomiar z taką samą wydajnością. Detektorem pozycyjnym jest tzw. wzmacniacz obrazu rentgenowskiego¹³³ (ang. *X-ray Image Intensifier*, XII) lub 128-paskowy pozycyjny detektor germanowy [Suzuki i inni, 2003]. Zdolność rozdzielcza spektrometru wysokorozdzielczego wynosi 0.1-0.2 a.u. w zależności od rozmiarów wiązki na próbce. Długość ogniskowania kryształu analizatora wynosi około 4 m. Na rysunku 4.20b przedstawiono przykładowe dane z detektora XII zebrane w ciągu 2 godzin pomiaru na próbce $\text{Ni}_{0.75}\text{Co}_{0.25}$, tej samej, na której zebrano dane służące jako przykład pomiarów magnetycznych. Energia promieniowania pierwotnego wynosiła 116 keV. Liczby na skali natężeń na rysunku 4.20b oznaczają liczby zliczeń przypadające na jeden piksel zebrane w wyżej podanym czasie.

¹³³ XII jest dużą lampą próżniową. Promieniowanie rentgenowskie padające na frontową część tej lampy jest częściowo absorbowane w specjalnym materiale, z którego wybijane są elektrony. Elektrony są przyspieszane i za pomocą optyki magnetycznej i elektrostatycznej tworzony jest pomniejszony obraz na ekranie fluorescencyjnym. Światło emitowane z ekranu fluorescencyjnego jest rejestrowane przez kamerę CCD [Ponchut, 2001].



Rysunek 4.20. a) schemat pomiaru wysokorozdzielczych profili komptonowskich; b) przykładowy sygnał z detektora pozycyjnego. Na rysunku a) opis wiązki jest taki sam jak na rysunku 4.18a. W przypadku pomiarów wysokorozdzielczych wiązka rozproszona jest odbijana (w geometrii Lauego) przez wygięty kryształ analizatora, który ogniskuje różne energie w różnych punktach detektora pozycyjnego. Na rysunku b) przedstawiono dane z licznika pozycyjnego (XII). Energia promieniowania pierwotnego wynosiła 116 keV. Próbką był kryształ $N_{0.75}Co_{0.25}$. Liczby na osi natężeń oznaczają liczby zliczeń przypadające na jeden piksel, zebrane w czasie 2 godzin pomiaru. Natężenie na dolnej i górnej krawędzi zmniejsza się stopniowo w wyniku absorpcji na układzie szczelin pomiędzy kryształem analizatora a detektorem pozycyjnym.

Jeżeli scałkuje się obraz, przedstawiony na rysunku 4.20b, w kierunku pionowym w zakresie 100-400 pikseli i przeliczy się do skali energii, to otrzymamy widmo przedstawione na rysunku 4.21a. Dwa małe satelity po stronie niskich energii są związane z fluorescencją ołowiu, emitowaną z osłon komory analizatora. Jak widać, w przypadku dużej próbki szybkość zbierania danych jest duża. W ciągu 4 godzin pomiaru zebrano 400 tys. zliczeń w kanale o szerokości 30 eV co odpowiada przedziałowi pędów 0.03 a.u. Dla porównania, na tej samej próbce, za pomocą spektrometru komptonowskiego ze źródłem izotopowym ^{137}Cs na Wydziale Fizyki Uniwersytetu w Białymstoku, tę samą statystykę zebrano w czasie 300 godzin, w kanale o szerokości energetycznej 60 eV, równoważnym przedziałowi pędu 0.1 a.u. Dodatkowo, w pomiarach ze źródłem izotopowym wykorzystano całą objętość próbki ($\Phi=16$ mm, $d=2$ mm), podczas gdy w pomiarach w SPring-8 oświetlony był tylko obszar o rozmiarach 1×5 mm². Na tym przykładzie widać wyraźnie, że przy użyciu spektrometru na stacji BL08W możemy mierzyć wydajnie próbki materii o rozmiarach rzędu 5 mm³.



a)

b)

Rysunek 4.21. a) widmo komptonowskie wysokorozdzielczego uzyskane przez scałkowanie w kierunku pionowym mapy natężenia przedstawionej na rysunku 4.20b. Rysunek b) przedstawia różnice pomiędzy profilami komptonowskimi wyznaczonymi w kierunkach [110] i [100]. Punkty przedstawiają różnicę profili doświadczalnych zebranych w czasie 4 godzin pomiaru na każdy kierunek, zaś ciągła zielona linia przedstawia dane teoretyczne obliczone metodą KKR [Bansil i inni, 1998]. Dwa piki dla pędów ujemnych widoczne w danych doświadczalnych są artefaktami związanymi z fluorescencją od ołowiu.

Jeżeli odejmiemy od siebie dwa profile komptonowskie zmierzone w różnych kierunkach w kryształach to zaobserwujemy charakterystyczne oscylacje, które związane są z niejednorodnościami rozkładu gęstości elektronów w przestrzeni pędów. Pojawiają się one na skutek dyfrakcji elektronów walencyjnych na płaszczyznach sieciowych kryształu. Na rysunku 4.21b przedstawiono różnicę pomiędzy profilami w kierunkach [110] i [100] kryształu Ni_{0.75}Co_{0.25}. Punkty przedstawiają dane doświadczalne zebrane w ciągu 4 godzin pomiaru (na każdy kierunek) przy użyciu wysokorozdzielczego spektrometru na stacji BL08W. Ciągła linia reprezentuje dane teoretyczne obliczone metodą KKR [Bansil i inni, 1998]. Dane teoretyczne zostały splecione z funkcją Gaussa o szerokości połówkowej 0.15 a.u. reprezentującej zdolność rozdzielczą eksperymentu. Teoretyczna amplituda oscylacji jest wyraźnie większa niż amplituda zmierzona doświadczalnie. Przedstawione dane doświadczalne zgadzają się z wcześniejszymi badaniami wykonanymi z większą statystyką w ID15 w ESRF [Kwiatkowska i inni, 2005]. To pokazuje, że teoria znacznie przeszacowuje amplitudę kierunkowych anizotropii profilu Comptona. Sądzi się, że jest to związane z niewystarczającym uwzględnieniem korelacji elektronowych w przybliżeniu lokalnej gęstości elektronowej (ang. *Local Density Approximation*, LDA), przybliżenia powszechnie stosowanego w samo-uzgodnionych obliczeniach struktury pasmowej w ciele stałym. W przypadku stopu Ni_{0.75}Co_{0.25} przejście ze

zdolności rozdzielczej 0.4 a.u. do 0.15 a.u. nie wykazało dużego jakościowego skoku jeżeli chodzi o analizę kierunkowej anizotropii profilu Comptona [Brancewicz i inni, 2007]. Jednak, w wielu przypadkach dzięki wysokiej rozdzielczości pomiaru można dokładnie testować szczegóły struktury elektronowej w przeszczeni pędu przewidywane teoretycznie. Jako przykład można podać pracę Huotariego i innych [2007], gdzie przy bardzo wysokiej zdolności rozdzielczej (0.03 a.u.) przebadano szczegóły profilu Comptona w berylu. Można również wspomnieć o pracach prowadzonych nad Mg przez grupę białostocką [Brancewicz i inni, 2006 oraz Brancewicz i inni, 2009]. Na podstawie wielu profili Comptona zmierzonych w różnych kierunkach w kryształach, można zrekonstruować trójwymiarowy rozkład gęstości pędu elektronów $n(\mathbf{p})$ [np. Dobrzyński i Holas, 1996 czy Kontrym-Sznajd i inni, 2003].

Duża część prac doświadczalnych jest właśnie poświęcona anizotropiom rozkładu gęstości pędów w ciałach krystalicznych i ostrym szczegółom struktury elektronowej, których amplitudy są na poziomie 0.5-1 % maksymalnej wartości profilu komptonowskiego. Jednak, dzięki możliwości uzyskania wysokiej statystyki, pojawiły się ostatnio prace, w których zaczęto badać zmiany w profilu komptonowskim rzędu 0.1% $J(0)$ [np. Hakala i inni, 2009] lub nawet mniejszym (0.02% $J(0)$), [Nygard i inni, 2006; Nygard i inni, 2007a]). Hakala i inni [2009] przeprowadzili badania nad izomerami propanolu i butanolu. Stwierdzono, że rozgałęzione cząsteczki alkoholu mają węższy profil komptonowski, co oznacza bardziej zdelokalizowany ładunek. Nygard i inni [2006] zbadali różnicę w profilu komptonowskim pomiędzy wodą w stanie ciekłym i stałym. W tych badaniach stwierdzono, że zgodność teorii z eksperymentem zachodzi tylko wtedy, gdy przyjmie się odpowiednie korelacje pomiędzy długością wiązania wodorowego i geometrii ustawienia atomów wodoru w cząsteczce. Ten problem był dalej badany w kolejnej pracy [Nygard i inni, 2007a], gdzie zmierzono różnice w profilu Comptona pomiędzy zwykłą i ciężką wodą. Na uwagę zasługują również prace Barbielliniego i innych [2009], gdzie zbadano zmiany w strukturze elektronowej przy przejściu fazowym metal-izolator w $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$ oraz Volmera i innych [2007], gdzie zbadano transfer ładunku w związkach włączeniowych, (klatratach) $\text{Na}_8\text{Si}_{46}$, $\text{K}_{7,6}\text{Si}_{46}$. Warto zauważyć, że we wszystkich zacytowanych wyżej pracach, dane doświadczalne były porównywane z zaawansowanymi obliczeniami struktury elektronowej i posłużyły jako test tych teorii, lub jako wskaźnik efektów które w teorii powinny być uwzględnione.

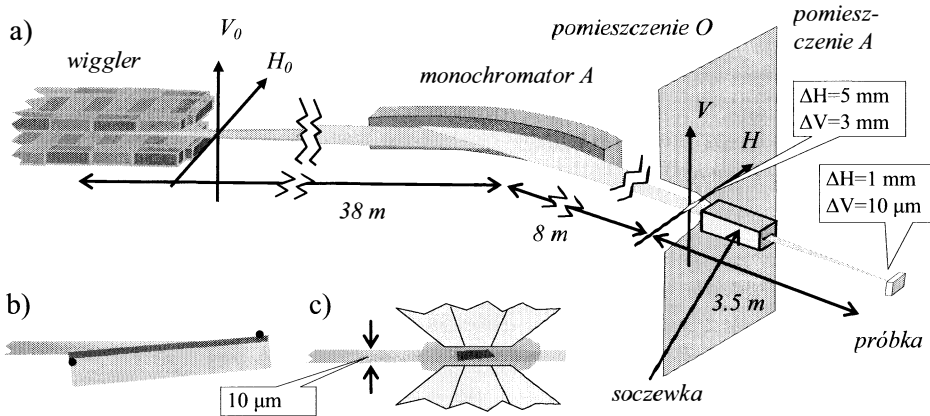
W ostatnich latach rozwinęła się technologia cienkich warstw. Przez nakładanie różnych materiałów jeden na drugim uzyskuje się nowe właściwości materiałów. Bardzo dobrze to widać w przypadku materiałów magnetycznych, gdzie ta technika pozwala osiągnąć gigantyczny magnetoopór [Hartmann, 2000 oraz Bland i Heinrich, 2005]. Były próby badania cienkich warstw za pomocą

spektrometrii komptonowskiej [Sakurai H. i inni, 2004] oraz wielowarstw magnetycznych Co/Pd [Ota i inni, 2004 oraz Sakurai H. i inni, 2006]. Te eksperymenty pokazały, że przy obecnych natężeniach promieniowania synchrotronowego, pomiary komptonowskie na małych objętościach próbek są możliwe. Ostatnio były również próby pomiaru na wielowarstwach Co/Pt [Ota i inni, 2010] oraz na cienkich warstwach amorficznego TbFeCo [Sakurai H. i inni, 2007]. Prowadzono także badania próbek o małej objętości umieszczonych w masywnym otoczeniu, takich jak eksperyment przy wysokich ciśnieniach zaproponowany przez Oomi i inni [1998]. Jednym z pierwszych pomiarów profilu komptonowskiego w takich warunkach była praca Hämäläinen i innych [2000], w której zbadano wpływ wysokiego ciśnienia na gęstość elektronów przewodnictwa w sodzie. Sabouri-Dodaran i inni [2005] zmierzili przejście izolator-metal w wyniku zwiększenia ciśnienia w Rb_4C_{60} zaś Tse i inni [2005] wykonali pomiary profili Comptona dla krzemu w metastabilnej fazie Si-XII. Można nadmienić, że ten ostatni pomiar został wykonany przy użyciu soczewki refrakcyjnej wykonanej z aluminium. Właśnie w celu rozszerzenia zakresu badań komptonowskich o cienkie wielowarstwy magnetyczne i pomiary pod wysokimi ciśnieniami powstał na stacji BL08W, omówiony poniżej, projekt jednowymiarowego zogniskowania wiązki w pomieszczeniu A do rozmiarów rzędu mikrometrów (rysunek 4.22).

4.4 Soczewka dla twardego promieniowania X

Na rysunku 2.8 w podrozdziale 2.2.2, promieniowanie o energii 10 keV emitowane z wigglera jest mocno rozbieżne w poziomie, podczas gdy w kierunku pionowym jego rozbieżność jest znacznie mniejsza. Z wcześniejszych dyskusji wiadomo, że dla wyższych energii rozbieżność jest mniejsza, przy czym nadal rozbieżność pozioma znacznie przewyższa rozbieżność w pionie. Dlatego, aby maksymalnie wykorzystać promieniowanie z wigglera, kryształ monochromatora A odbija promieniowanie w poziomie i jest na tyle długi, aby w całości pokryć poziomą rozbieżność wiązki promieniowania nań padającego. Jak pokazuje to rysunek 4.22, monochromator jest wygięty, przez co ogniskuje (w kierunku poziomym) wiązkę odbitą do rozmiarów 1 mm w miejscu próbki, zaś pionowa rozbieżność wiązki jest naturalną rozbieżnością wiązki synchrotronowej z wigglera, która jest rzędu 3 mm. Jednak pozioma szerokość wiązki, gdy wchodzi ona do pomieszczenia A wynosi około 5 mm. Zadaniem dodatkowego układu optycznego było zogniskowanie promieniowania w kierunku pionowym do rozmiarów rzędu mikrometrów przy możliwie dużym natężeniu promieniowania. Oznaczało to, że układ optyczny, który miał być zainstalowany w części pomiarowej A, musiał ogniskować wiązkę tylko w jednym kierunku (piono-

wym) i zaakceptować wiązkę o szerokości 5 mm, jaką posiada wiązka na wejściu do części A.

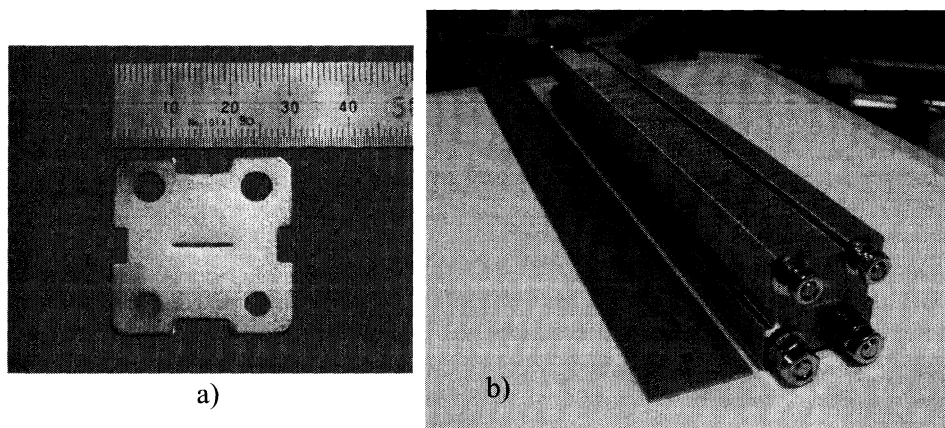


Rysunek 4.22. Geometria ogniskowania promieniowania o energii 175 keV za pomocą soczewki refrakcyjnej (część a). Promieniowanie emitowane przez wiggler jest odbijane przez wygięty monochromator i ogniskowane poziomo w miejscu próbki. Na wejściu do pomieszczenia A wiązka ma szerokość 5 mm i wysokość 3 mm, zaś w miejscu próbki jej szerokość zmniejsza do 1 mm. Zadaniem soczewki było wytworzenie wiązki, której wysokość na próbce wynosiłaby 10 mikrometrów. Części b) i c) przedstawiają geometrię pomiaru ze zogniskowaną wiązką odpowiednio na próbce wielowarstwowej oraz na próbce pod wysokim ciśnieniem umieszczonej w kowadełkach diamentowych. Punkty widoczne na rysunku b) są znacznikami fluorescencyjnymi, o których jest mowa na końcu tego podrozdziału.

Pomiary komptonowskich profili magnetycznych są wykonywane w dużym kriostacie, którego przesuwanie zajmuje sporo czasu i jest niewskazane po wyjustowaniu olbrzymich manipulatorów. Zatem, najlepiej by było gdyby zainstalowany element optyczny nie zmieniał kierunku wiązki i aby można było wykonywać pomiar z normalną wiązką i mikrowiązką w tej samej konfiguracji kriostatu. Optyka refrakcyjna była tutaj najlepszym rozwiązaniem. O ile techniki litograficzne znakomicie sprawdziły się w wytwarzaniu soczewek refrakcyjnych ogniskujących w jednym kierunku dla różnych energii to, niestety, nie można było ich zastosować w tym przypadku, gdyż maksymalne wysokości tych soczewek (lub inaczej długości rowków) wynosiły 0.5 mm, czyli o rząd wielkości mniej niż szerokość wiązki. Potrzebna była soczewka refrakcyjna, która byłaby złożeniem rowków o parabolicznym profilu, których długość byłaby nie mniejsza niż 5 mm.

W związku z tym postanowiono wykonać tę soczewkę metodą wytłaczania. Tak, jak to zostało przedyskutowane w rozdziale 3, przy tej wysokiej energii promieniowania synchrotronowego najlepszym materiałem jest nikiel.

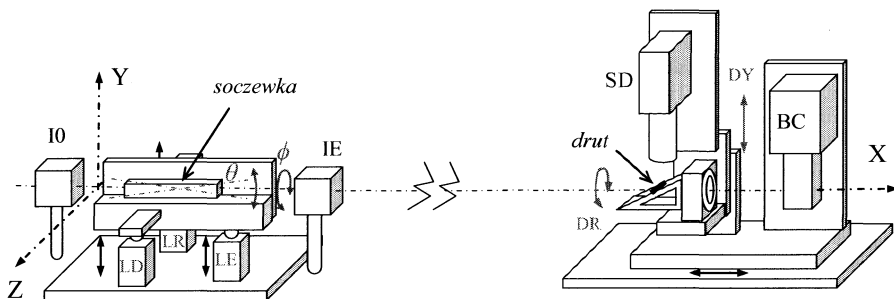
Ustalono, że soczewka miała się składać z 300 blaszek o rozmiarach 30 x 30 mm² i grubości 0.5 mm, w których w środkowej części miały być wytłoczone z obu stron paraboliczne rowki o głębokości 250 μm, szerokości przy podstawie paraboli 440 μm i promieniu krzywizny przy wierzchołku równym 100 μm. Długość rowków miała wynosić 10 mm. Grubość soczewki pomiędzy parabolami miała wynosić 5 μm. Soczewka złożona z takich blaszek powinna dać obraz źródła przy energii promieniowania 175 keV na odległości 3 m. Jak widać, miały to być elementy mikroskopijne i wykonanie tej soczewki musiało być zlecone firmie wyspecjalizowanej w mikrotechnologii. Wykonania soczewki podjęła się japońska firma Nagamine [Nagamine, 2006]. Okazało się, że wytłoczenie soczewki obustronnie wklęsłej na poziomie wymaganej dokładności jest w technologii mechanicznej niemożliwe. Projekt soczewki został więc zmodyfikowany do 600 soczewek płasko-wklęsłych wytłoczonych w blaszkach o grubości 0.3 mm. Części a) i b) rysunku 4.23 przedstawiają odpowiednio pojedynczą soczewkę i soczewkę złożoną z 600 takich soczewek.



Rysunek 4.23. a) pojedyncza soczewka wytłoczona w żelazie i b) złożona soczewka refrakcyjna o długości 198 mm wykonana z niklu (fot. A. Andrejczuk).

Pierwsza testowa soczewka została wykonana z czystego żelaza. Pomiarzy wykonane na testowej soczewce pokazały jednak, że soczewka ma znacznie dłuższą ogniskową (6.5 m; Andrejczuk i inni, [2006]). Dokładniejsza inspekcja pojedynczych soczewek wykazała, że parabole są zdeformowane na skutek mechanicznej obróbki płaskiej części pojedynczych soczewek. Kolejna soczewka została wykonana już z niklu (Ni). Soczewka ta dawała obraz źródła na odległości 2.6 m, jednak transmisja przez soczewkę była 4 razy mniejsza od transmisji projektowanej [Andrejczuk i inni, 2007]. Spodziewano się, że w wyniku ulepszenia technologii wytwarzania soczewek kolejna soczewka (Ni2) będzie

charakteryzowała się wyższą transmisją. Niestety, okazało się, że soczewka Ni2 posiadała bardzo podobne parametry do soczewki Ni1.

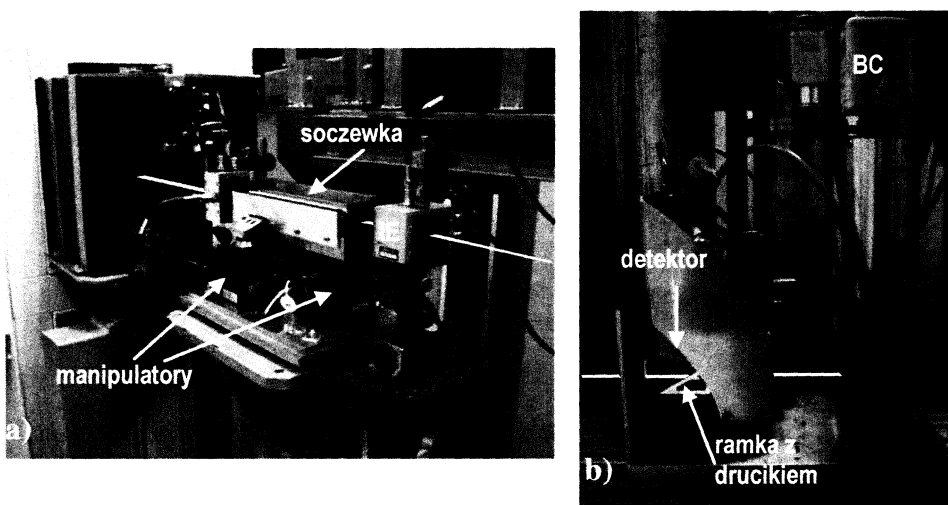


Rysunek 4.24. Schemat układu doświadczenia do badania jakości ogniskowania złożonej soczewki refrakcyjnej. Po lewej stronie rysunku przedstawiony jest uchwyt soczewki, zaś po prawej stronie jest narysowany układ detekcyjny. Elementy I0 i IE były komorami jonizacyjnymi mierzącymi odpowiednio natężenie promieniowania padającego na soczewkę i przechodzącego przez nią. Pionowe manipulatory LD, LR i LE pozwalały na ruchy soczewką i prawidłowe jej ustawienie względem wiązki. Drucik o średnicy 2.5 μm był rozpięty na specjalnej ramce zamocowanej do pionowego manipulatora DY. Dodatkowy obrotowy manipulator DR pozwalał na obracanie drutu wokół osi X. Obraz wiązki był również rejestrowany na kamerze rentgenowskiej BC ([Andrejczuk i inni, 2006]).

Do badań jakości ogniskowania soczewki użyto układu doświadczenia przedstawionego schematycznie na rysunku 4.24. Soczewka była zamocowana w specjalnym uchwycie pozwalającym na przesuwanie jej w kierunku pionowym, nachylanie jej w stosunku do poziomu (kąt θ) i obracanie wokół osi wiązki (kąt ϕ). Uchwyt składał się masywnego profilu o precyzyjnie wyszlifowanej płaskiej powierzchni umieszczonego na trzech pionowych zmotoryzowanych manipulatorach łączących się z profilem za pomocą przegubów kulkowych o wysokiej precyzji¹³⁴. Z kolei do badania profilu wiązki wykonano specjalny detektor drutowy. Zazwyczaj profil wiązki mierzy się przesuwając w wiązce krawędź i mierząc transmisję promieniowania. Pochodna transmisji w funkcji położenia krawędzi daje profil wiązki w kierunku prostym do krawędzi. Jednak dla wysokich energii promieniowania tego rodzaju pomiar jest trudny ze względu na przenikliwość promieniowania i jego rozpraszanie. Dlatego postanowiono użyć cienkiego drutu wolframowego jako próbnika natężenia wiązki. Drut o średnicy 2.5 μm został rozpięty na specjalnej ramce. Nad drutem umieszczono mały detektor półprzewodnikowy (CdTe, Amptek), który mierzył widmo promieniowania rozproszonego na drucie (SD na rysunku 4.24). Miarą natężenia wiązki w miejscu, w którym znajdował się drut było natężenie linii K_{α} wolframu

¹³⁴ Manipulatory oznaczone są na rysunku symbolami LD, LR i LE. Za pomocą synchronicznych ruchów tych manipulatorami realizowano obroty θ i ϕ .

występującej w widmie. Detektor był stale w tej samej odległości od drutu. Przesuwając w pionie poziomo rozciągnięty drut i ustawiony nad nim detektor mierzyliśmy pionowy rozkład natężenia promieniowania. Detektor drutowy miał tę zaletę, że po odpowiednich przeliczeniach byliśmy w stanie mierzyć w sposób bezwzględny pionowy rozkład natężenia wiązki synchrotronowej w jednostkach [fotony/m/s]¹³⁵. Równoległe z detektorem drutowym mierzono profil wiązki za pomocą kamery rentgenowskiej (BC)¹³⁶. Rzeczywisty wygląd układu soczewki i układu detekcyjnego są przedstawione na rysunku 4.25.



Rysunek 4.25. Fotografie układu soczewki w statywie (a) i układu detekcyjnego (b). Na fotografiach żółtą kreską dorysowano bieg wiązki synchrotronowej (fot. A. Andrejczuk).

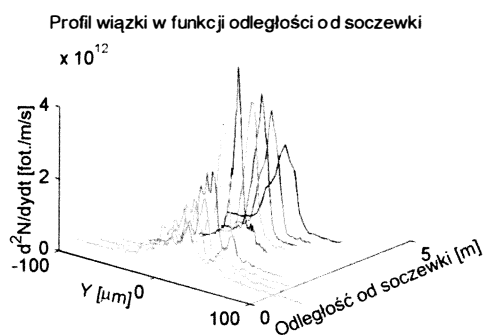
Wykonano szereg eksperymentów, których celem było scharakteryzowanie ogniskowanej wiązki. Pierwsze eksperymenty pokazały, że niestety monochromator jest wykrzywiony. W sytuacji, kiedy szczeliny były całkowicie otwarte i wiązka padała na całą długość monochromatora soczewka dawała obraz kilku ognisk przesuniętych w pionie. Monochromator w późniejszym okresie został wyjustowany, ale nieznaczne wygięcie pozostało. W związku z tym, w celu scharakteryzowania soczewki, ograniczano wiązkę tak, aby promieniowanie

¹³⁵ W trakcie kolejnych eksperymentów wykonano również testowy pomiar przy użyciu transmisji przez przesuwającą się wolframową krawędź o grubości 2mm. Profil wiązki zmierzony przy użyciu detektora drutowego zgadzał się z profilem zmierzonym za pomocą krawędzi.

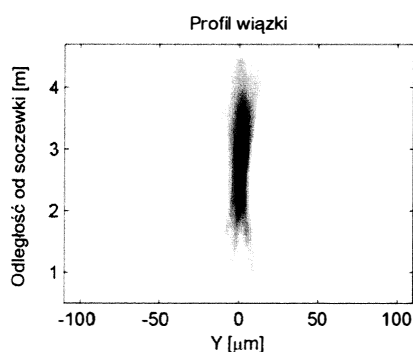
¹³⁶ Kamera rentgenowska składa się z cienkiego scyntylatora czułego na promieniowanie rentgenowskie. Obraz tworzący się na scyntylatorze jest odbijany przez zwierciadło optyczne i kierowany do kamery CCD, która rejestruje obraz. Przestrzenna zdolność rozdzielcza takiej kamery silnie zależy od grubości scyntylatora oraz energii promieniowania. Dla wysokich energii, gdzie występuje silne komptonowskie rozpraszanie, rozdzielczość jest niska.

padało tylko na niewielką część monochromatora i aby poszerzenie związane z dystorsjami kryształu było do pominięcia.

Przebadano dwie soczewki wykonane z niklu. Wyniki otrzymane dla obu soczewek były podobne do siebie, pomimo że spodziewano się uzyskać większą transmisję na soczewce Ni2. Pomiarzy wykonane w funkcji odległości od soczewki pokazały, że soczewka ogniskuje na odległości około 2.7 m. W profilu wiązki pomiędzy soczewką a ogniskiem obserwowano jednak pewną strukturę składającą się z kilku pików, które zlewały się w jeden w spodziewanym miejscu obrazu źródła tak, jak to jest pokazane na rysunkach 4.26 i 4.27.



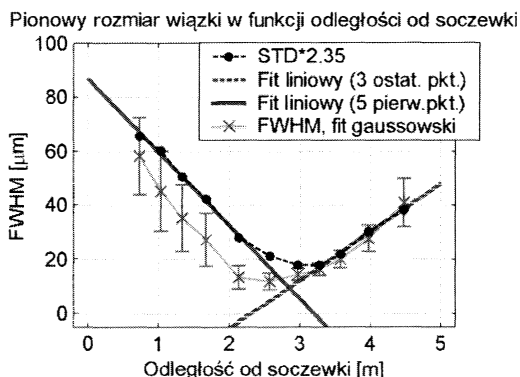
Rysunek 4.26. Profil wiązki w funkcji odległości od soczewki Ni2. Profile były zmierzone za pomocą detektora drutowego. Szerokość wiązki padającej na monochromator wynosiła 0.5 mm.



Rysunek 4.27. Te same dane co na rysunku 4.26 przedstawione jako mapa natężeń. Najbardziej zacerniony obszar odpowiada natężeniu $5 \cdot 10^{12}$ fot./m/s.

Zależność szerokości wiązki w funkcji odległości od soczewki Ni2 pokazana jest na rysunku 4.28. Określenie szerokości profilu wiązki nastęrczało pewnych trudności ze względu na jej pikową strukturę. Zielone krzyże przedstawiają szerokości połówkowe (ang. *Full Width at Half Maximum*, FWHM) dopasowania funkcją Gaussa do zmierzonego rozkładu. Wypełnione koła przedstawiają zaś szerokość wiązki wyznaczoną przez obliczenie odchylenia standardowego σ pionowego rozkładu natężenia i pomnożenie wyniku przez czynnik 2.35 ($FWHM=2.35 \cdot \sigma$). Jak widać na rysunku, dla odległości mniejszych niż ogniskowa soczewki, dopasowane szerokości połówkowe są mniejsze niż wartości obliczone przez uśrednienie rozkładu. Wynika to z tego, że funkcja Gaussa dopasowywała się do centralnego pików rozkładu, który jest węższy od całkowitego rozkładu (rysunek 4.26). Z kolei, dla odległości większych od ogniskowej, wartości zgadzają się, gdyż profil wiązki dla dalszych odległości przypomina rozkład gaussowski. Dwie proste dopasowane do początkowych punktów i do końcowych wskazują położenie obrazu źródła w odległości 2.85 m od soczewki.

Niestety, transmisja przez soczewkę była mniejsza niż projektowano. Przy natężeniu wiązki pierwotnej na poziomie $4 \cdot 10^{12}$ fot./m/s natężenie wiązki zogniskowanej za pomocą soczewki Ni2 wynosiło $5 \cdot 10^{12}$ fot./m/s¹³⁷. Całkowity strumień fotonów przechodzących przez soczewkę wynosił $5 \cdot 10^7$ fot./s, podczas gdy teoretycznie przewidziana wartość dla zaprojektowanej soczewki wynosiła $4 \cdot 10^8$ fot./s dla podanego wyżej natężenia wiązki pierwotnej. Zbadano 30 soczewek, które przysły jako grupa testowa wraz z właściwą złożoną soczewką¹³⁸. Soczewki sklejono żywicą i przecięto piłą drutową w celu zbadania ich kształtu oraz grubości przy wierzchołku. Opis metody i otrzymane wyniki są przedstawione w UZUPEŁNIENIU 6.6. Okazało się, że poszczególne soczewki w soczewce złożonej Ni2 posiadają grubość około $17 \mu\text{m}$ w stosunku do $2.5 \mu\text{m}$ grubości projektowej.



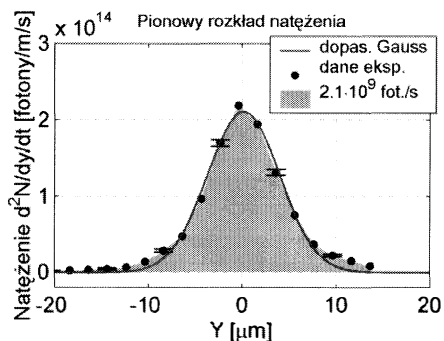
Rysunek 4.28. Szerokość profilu wiązki w funkcji odległości od soczewki niklowej (Ni2). Wypełnione koła zostały obliczone jako odchylenie standardowe rozkładu natężenia i pomnożone przez czynnik 2.35. Krzyże są wartościami FWHM dopasowania profilu wiązki funkcją Gaussa. Grube linie - ciągła i przerywana reprezentują liniowe dopasowanie do skrajnych punktów.

Jak wspomnieliśmy wcześniej, testy soczewki wykonywano na zredukowanej wiązce w celu uniknięcia wpływu dystorsji monochromatora na mierzony obraz źródła. Niestety wiązka o strumieniu $5 \cdot 10^7$ fotonów/s stanowczo nie mogła być użyta w eksperymencie. Szereg dodatkowych pomiarów pokazał, że niewielki błąd wykrzywienia monochromatora może być zlikwidowany przez obrót soczewki wokół osi tak, aby płaszczyzna rowków zgodziła się z nachyle-

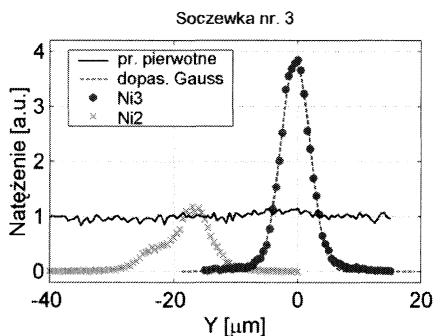
¹³⁷ Maksimum natężenia wiązki zogniskowanej, przy najlepszym ustawieniu soczewki Ni1, było tylko dwa razy większe niż natężenie w wiązce pierwotnej.

¹³⁸ Testowa grupa była przypadkowo wybierana z zestawu soczewek, który był później składany przez producenta w jedną całość.

niem wiązki. Ta metoda pozwoliła na wykorzystanie całej wiązki ogniskowanej poziomo przez monochromator i uzyskano silne ognisko o natężeniu $2 \cdot 10^{14}$ fotonów/m/s, a całkowity strumień w wiązce o pionowych rozmiarach około 10 mikrometrów i poziomych rozmiarach 1 mm wyniósł $2 \cdot 10^9$ fotonów/s (rysunek 4.29).



Rysunek 4.29. Profil wiązki zogniskowanej przy pełnej wiązce padającej na soczewkę. Soczewka była obrócona o 2.5 stopnia wokół osi wiązki w celu uwzględnienia dystorsji monochromatora. Ciągła linia reprezentuje dopasowanie do danych doświadczalnych krzywej Gaussa. Szerokość połówkowa dopasowania funkcji wynosi $9(1) \mu\text{m}$.



Rysunek 4.30. Wyniki testowych pomiarów dla najnowszej soczewki niklowej Ni3 (wypełnione koła). Dla porównania, krzyżami zaznaczono dane dla soczewki Ni2. Ciągła linia przedstawia natężenie wiązki pierwotnej. Zogniskowana wiązka jest w maksimum czterokrotnie silniejsza niż wiązka pierwotna, a jej szerokość połówkowa wynosi $5.5 \mu\text{m}$ [Itou_2007].

Wiele badań wskazywało, że fragmentacja ogniskowanej wiązki jest związana z bliżej nieokreślonymi błędami w kształcie soczewek, chociaż badania testowej grupy soczewek nie wykazały systematycznych odkształceń od parabolicznego kształtu. Potwierdzają to wyniki otrzymane dla kolejnej soczewki (Ni3) wyprodukowanej przez firmę Nagamine i przedstawione na rysunku 4.30. Badania wykonane przez Itou [2007] nie wykazały tym razem fragmentacji wiązki. Ogniskowana wiązka miała we wszystkich odległościach od soczewki profil gaussowski. Pomiar pokazał, że soczewka pionowo skupia promieniowanie o energii 174 keV do ogniska o rozmiarach $5 \mu\text{m}$, a natężenie w maksimum jest blisko czterokrotnie większe od natężenia wiązki pierwotnej¹³⁹.

Użycie wiązki zogniskowanej w eksperymencie z małą próbką wymaga odpowiedniej stabilności położenia próbki względem wiązki. Pozycja wiązki w przestrzeni zdefiniowana jest położeniem źródła i położeniem soczewki. Każdy pionowy ruch soczewki przekłada się na pionowy ruch zogniskowanej wią-

¹³⁹ Rysunek 4.30 przedstawia wyniki uzyskane na wiązce ograniczonej do szerokości 0.5 mm przed monochromatorem. Wyniki dla wiązki o pełnej szerokości nie są jeszcze znane.

ki. Wiązka w synchrotronie jest bardzo stabilna w kierunku pionowym, zatem położenie próbki względem wiązki zależy od względnego położenia soczewki i próbki. Ponieważ ogniskowanie jest na dystansie około 3 m, utrzymanie stale takiego samego pionowego położenia z dokładnością do pojedynczych mikrometrów może być trudne. Dodatkowym problemem jest fakt, że w pomiarach magnetycznego profilu Comptona próbka poddana jest przemagnesowaniu w silnych polach magnetycznych, które mogą nieznacznie poruszać próbką, co może być źródłem systematycznego błędu. Dlatego w pomiarach komptonowskich cienkich wielowarstw magnetycznych z wykorzystaniem soczewki refrakcyjnej konieczny będzie specjalny (masywny i niemagnetyczny) uchwyt próbki.

W spektrometrii komptonowskiej pierwszym krokiem w opracowaniu danych eksperymentalnych jest odjęcie od widma promieniowania zmierzonego na próbce widma tła pochodzącego od materiałów innych niż próbka¹⁴⁰. Jest to ważne, ze względu na końcowy, warunek normalizacji profilu Comptona do liczby elektronów na jednostkę formuły chemicznej próbki. Jeżeli wpływ tła nie zostanie prawidłowo odjęty, warunek normalizacji może spowodować, że wszystkie wartości w profilu doświadczalnym będą obciążone pewnym systematycznym błędem. W eksperymentach z małymi próbkami (~0.5 mm), gdzie wpływ tła jest najbardziej istotny, w celu właściwego ustawienia próbki w wiązce pierwotnej stosuje się metodę znaczników w postaci drobin materiałów o wysokim Z, które są rozmieszczone wokół próbki w określonych odległościach. Właściwe ustawienie próbki w wiązce pierwotnej uzyskuje się mierząc widmo promieniowania rozproszonego dla różnych położenia manipulatora próbki. Po wyznaczeniu położenia manipulatora, w których pojawia się w widmie promieniowanie fluorescencyjne (K_{α} , K_{β}) emitowane przez znaczniki, można z dużą dokładnością określić takie położenie manipulatora, przy którym promieniowanie pierwotne nie będzie oświetlało materiału uchwytu próbki. Także w przypadku próbki wielowarstwy użycie znaczników fluorescencyjnych ułatwi dokładne ustawienie próbki względem wiązki pierwotnej (patrz rysunek 4.22b). Z kolei, brak fluorescencji od znaczników w widmie rozproszonym mierzonym przy właściwym trybie akwizycji danych będzie gwarantem prawidłowego ustawienia próbki w ciągu całego (czasami wielogodzinnego) pomiaru.

Abstrahując od użycia soczewki refrakcyjnej w pomiarach magnetycznego profilu Comptona, soczewka taka działa jak „mikrokolimator” wiązki pro-

¹⁴⁰ Wiązka promieniowania pierwotnego jest zazwyczaj ograniczana tak, aby oddziaływała tylko z materiałem próbki. Jednak nawet wtedy w widmie eksperymentalnym może pojawić się tło związane z tłem naturalnym lub rozproszonym wiązki pierwotnej na szczelinach czy na stoperze wiązki pierwotnej. Aby uzyskać dokładne dane do obliczenia profili Comptona należy zmierzyć tło eksperymentalne w takich samych warunkach, w jakich przeprowadza się pomiar z próbką.

mieniowania o wysokiej energii. Jak to było przedyskutowane wyżej, wzmocnienie natężenia nie jest duże ze względu na małą efektywną aperturę, ale w odpowiednich warunkach można uzyskać rozdzielczość na poziomie 3 mikrometrów i wzmocnienie natężenia w maksimum rzędu 10 razy, a jeżeli rozważymy ogniskowanie w dwóch wymiarach, możemy spodziewać się wzmocnienia rzędu 30 razy¹⁴¹. Jak widać z doświadczeń, uzyskuje się za pomocą soczewki refrakcyjnej bardzo dobrze zdefiniowaną wiązkę, którą dla tak wysokiej energii trudno by było uzyskać za pomocą szczelin. Dlatego są projekty użycia skrzyżowanych soczewek refrakcyjnych do ogniskowania wiązki pierwotnej o energii 120 keV, umożliwiającej badania przestrzennego rozkładu zawartości ciężkich pierwiastków w różnego rodzaju materiałach metodą skaningowego rejestrowania fluorescencji [Sakurai Y., 2010; Nishiwaki i inni, 2006].

Zogniskowanie wiązki próbkującej do małych rozmiarów pozwala na badanie małych próbek materii. Ten problem występuje w kolejnym podrozdziale, gdzie dyskutujemy możliwość wykonania badań rozkładu gęstości pędów elektronów w próbce plazmy wytworzonej w małej objętości.

4.5 Komptonowskie badania WDM

W podrozdziale 4.1 opisaliśmy przypadek wytwarzania gęstej ciepłej plazmy na powierzchni metali przy użyciu silnych impulsów promieniowania o energii 92 eV. Stan tej plazmy był badany przez obserwację energii jonów emitowanych w wyniku rozprężenia się plazmy. Oczywiście nie jest to jedyna metoda badawcza jaką możemy zastosować. Na przykład, informację o temperaturze plazmy można czerpać z badania widma promieniowania elektromagnetycznego emitowanego przez plazmę [np. cytowany już Vinko i inni, 2010]. Można również oświetlić plazmę zewnętrznym źródłem i badać promieniowanie rozproszone. Do tych ostatnich badań używa się optycznych laserów, a proces rozpraszania, w tym obszarze długości fali, nazywa się rozpraszaniem Thomsona. Takie eksperymenty rozproszeniowe są prowadzone od lat i są przydatne w badaniach rzadkiej i gorącej (klasycznej) plazmy [Berger i inni, 2006; Palastro i inni, 2010]. Podobnie jak w innych dziedzinach, do badań wykorzystuje się nowoczesne lasery, które emitują intensywne krótkie impulsy. Nawet w zakresie optycznych długości fali mogą pojawić się w plazmie zjawiska nieliniowe, które

¹⁴¹ Można sądzić, że jeżeli ogniskowanie w jednym wymiarze daje wzmocnienie 10 razy, to przy ogniskowaniu dwuwymiarowym powinniśmy uzyskać wzmocnienie rzędu 100. Jednak poziomy rozmiar źródła (jakim jest paczka elektronów w synchrotronie) jest wielokrotnie większy od jego pionowych rozmiarów, co spowoduje, że obraz źródła w poziomie będzie również wielokrotnie większy od prezentowanych pionowych rozmiarów wiązki zogniskowanej. W przypadku laserów na swobodnych elektronach, gdzie paczka ma te same rozmiary w obu kierunkach prostopadłych do jej ruchu, będzie można uzyskać wzmocnienia przewyższające czynnik 100.

wpływają na rozpraszane widmo. Dlatego teoretyczne opisanie thomsonowskiego rozpraszania jest ważne, jeżeli chcemy czerpać informację o plazmie na podstawie rozproszonego na niej silnego promieniowania [Esarey i inni, 1993; Gao, 2004; Zheng i Yu, 2009].

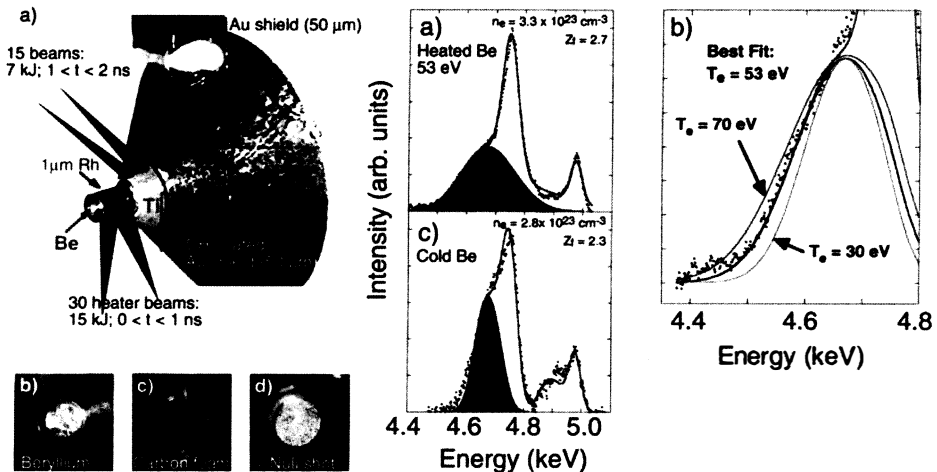
Tak jak to wyjaśniliśmy już wcześniej¹⁴², w przypadku gęstej plazmy, gdy koncentracja swobodnych elektronów jest duża, promieniowanie o częstotściach optycznych nie może w nią wnikać i jest odbijane od warstwy przypowierzchniowej. Są dwa aspekty tego problemu: wytwarzanie plazmy i badanie plazmy. W pierwszym przypadku trudno jest ogrzać gęstą plazmę do wysokiej temperatury za pomocą lasera optycznego, zaś w drugim nie można tej plazmy zbadać za pomocą rozpraszania na niej wiązki laserowej. Między innymi z tego powodu obszar stanu plazmy odpowiadający energiom termicznym rzędu 10-100 eV i gęstości rzędu 10^{-2} - 10 g/cm³ (WDM)¹⁴³ jest jeszcze słabo poznany.

Dlatego do badań gęstej plazmy próbuje się używać promieniowania o wyższej energii. Podobnie do cytowanego już eksperymentu Sokolowskiego-Tintena i innych [2001], do badania plazmy wykorzystuje się promieniowanie z innej plazmy. Jako przykład takich eksperymentów, można pokazać wyniki z pracy Glenzera i innych [2003], gdzie badano temperaturę plazmy wytworzonej z berylu przy użyciu wstecznego rozpraszania promieniowania o energii 4.75 keV emitowane z plazmy wytworzonej z tytanu. Doświadczenie było wykonane przy wykorzystaniu dużej instalacji laserowej OMEGA, służącej do badań nad syntezą termojądrową [Boehly i inni, 1997]. Układ eksperymentu i przykładowy wynik są pokazane na rysunku 4.31. Po lewej stronie rysunku część a) przedstawia stożek wykonany ze złotej blachy o grubości 50 μ m (Au shield). Wierzchołek stożka był ścięty, a nad dziurą znajdowała się próbka berylu owinięta folią z rodu. Próbka berylu była cylindrem o średnicy 600 μ m i długości 700 μ m, przy czym na podstawach, w celu zwiększenia jednorodności temperatury w ogrzanej próbce, wykonano stożkowe nawiercenia o głębokości 100 μ m i średnicy 400 μ m. Tuż przy wierzchołku stożek był owinięty blachą tytanową o grubości 2 μ m. Części b), c) i d) lewej strony rysunku 4.31 przedstawiają widok z wewnętrznej strony stożka odpowiednio, gdy w miejscu próbki był beryl, pianka węglowa oraz przykrywka wykonana ze złota. Eksperyment przebiegał tak, że najpierw układ 30 wiązek laserowych, promieniowania o długości fali 351 nm i całkowitej energii 15 kJ, w ciągu 1 ns wytworzył plazmę

¹⁴² Dyskusja oddziaływania optycznych laserów z powierzchnią stałej materii (s. 101).

¹⁴³ To jest zakres parametrów dla aluminium. Dla innych pierwiastków te zakresy mogą być nieco inne.

zrodu. Promieniowanie tej plazmy ogrzało beryl. Rod świeci najsilniej w obszarze energii 2.7-3.4 keV i był w stanie równomiernie ogrzać próbkę berylu o podanych wyżej rozmiarach. Po 1 ns 15 innych wiązek laserowych, o całkowitej energii 7 kJ, w ciągu kolejnej 1 ns wytworzyło plazmę z tytanu, która silnie świeciła przy energii 4.75 keV. To promieniowanie rozproszyło się na gorącej próbce berylu i zostało zarejestrowane przez spektrometr ustawiony za stożkiem. Spektrometr składał się ze zmozaikowanego ogniskującego kryształu grafitu i bramkowanej kamery. Widma zmierzone, gdy otwór stożka był zatkany złotą przykrywką pozwoliły upewnić się, że rejestrowany przez kamerę sygnał rzeczywiście pochodzi z berylu.



Rysunek 4.31. Układ próbki (po lewej) i wyniki badań plazmy na próbce berylu ogrzanym do wysokiej temperatury (po prawej) przeprowadzonych przez Glenzera i innych [2003]. Rysunek po lewej przedstawia stożek wykonany ze złotej blachy o grubości 50 μm (Au shield). Wierzchołek stożka jest ścięty, a nad dziurą znajduje się próbka berylu (średnica 0.6 mm, długość 0.7 mm) owinięta folią z tytanu. Tuż przy wycięciu stożka jest owinięty blachą tytanową o grubości 2 μm. Przebieg eksperymentu jest opisany w głównym tekście. Na rysunku po prawej przedstawione są wyniki pomiaru widma zarejestrowanego przez spektrometr (zmozaikowany ogniskujący kryształ grafitu) ustawiony za stożkiem. Rysunki a) i c) przedstawiają widma odpowiednio dla gorącego i zimnego berylu. Widać wyraźną różnicę w kształcie części widma odpowiadającego nieelastycznemu (komptonowskiemu) rozproszeniu. Rysunek b) pokazuje jak dokładnie możemy określić temperaturę na podstawie komptonowskich rozproszeń¹⁴⁴.

¹⁴⁴ Przedrukowane za zgodą z Phys. Plasmas **10**, S. H. Glenzer, G. Gregori, F. J. Rogers, D. H. Froula, S. W. Pollaine, R. S. Wallace and O. L. Landen, „X-ray scattering from solid density plasmas”, (2003), American Institute of Physics.

Przykładowe widma z tego eksperymentu są przedstawione na prawej części rysunku 4.31. Rysunek a) i c) przedstawiają widma odpowiednio dla gorącego i zimnego berylu. Wypełniony zielony obszar przedstawia część widma odpowiadającą nieelastycznym rozproszением na elektronach próbki (pik komptonowski). Porównując ze sobą rysunki a) i c) widać wyraźnie poszerzenie temperaturowe dla gorącego berylu. Na rysunku b) niebieskimi punktami przedstawiono dane doświadczalne, zaś ciągłymi liniami narysowano dane teoretyczne dla różnych temperatur w berylu. Widać, że najbardziej pasującą temperaturą jest temperatura 53 eV. Linie narysowane dla temperatur 70 i 30 eV pokazują, że dokładność wyznaczenia temperatury berylowej plazmy jest na poziomie 20%. Warto tutaj zwrócić uwagę na istotną rolę równomierności ogrzewania próbki w tym eksperymencie. Autorzy dobrali rozmiary próbki tak, aby promieniowanie z plazmy wytworzonej w rodzie równomiernie ogrzało materiał i żeby promieniowanie próbkujące oddziaływało z materią o dobrze określonej temperaturze.

Można znaleźć wiele innych przykładów podobnych badań. Glenzer i inni [2007] obserwowali plazmony rejestrując niskokątowe rozpraszania na gęstym gorącym berylu. Lee H. J. i inni [2009] przeprowadzili badania na berylu podobne do opisanych wyżej, używając jako źródła promieniowania X plazmy wytworzonej z manganu. Riley i inni [2009] badali rozpraszanie na gorącym gęstym aluminium zaś Kugland i inni [2009] na licie. Próbuje się wykonywać dyfrakcję na gęstej plazmie [Riley i inni, 2000] a nawet XANES [Mančić i inni, 2010].

Istnieje wiele prac teoretycznych, w których autorzy starają się opisać ciepłą gęstą materię. Wiele z nich oblicza przekroje czynne na „thomsonowskie rozpraszanie promieniowania rentgenowskiego” (ang. *X-ray Thomson scattering*), aby porównać wyniki teorii z doświadczeniem [np. Landen i inni, 2001, Gregori i inni, 2003 czy Murillo, 2010]. Jednak, jak można było zobaczyć na przykładzie badań Glenzera i innych [2003] przedstawionych wyżej, widmo promieniowania rozproszonego zawiera faktycznie pik elastyczny (rozpraszanie Rayleigha) oraz pik komptonowski, które przy tej energii promieniowania padającego i rozdzielczości spektrometru przekrywają się. Wiadomo, że rozpraszanie Thomsona jest przybliżeniem rozpraszania komptonowskiego dla niskich energii promieniowania padającego i przekrój czynny Kleina-Nishina na nieelastyczne rozpraszanie promieniowania X i γ przechodzi płynnie w przekrój czynny Thomsona, gdy energia promieniowana padającego dąży do zera¹⁴⁵. Dla pośred-

¹⁴⁵ Dyskusję dotyczącą przekrojów czynnych na komptonowskie rozpraszanie można znaleźć w pracy doktorskiej autora [Andrejczuk, 1997]. Dla niskich energii (<1 keV) rozpraszanie na swobodnych elektronach jest prawie że elastyczne ze względu na relatywnie dużą energię masy spoczynkowej elektronu w stosunku do energii fotonu (rozpraszanie Thomsona). Przy więk-

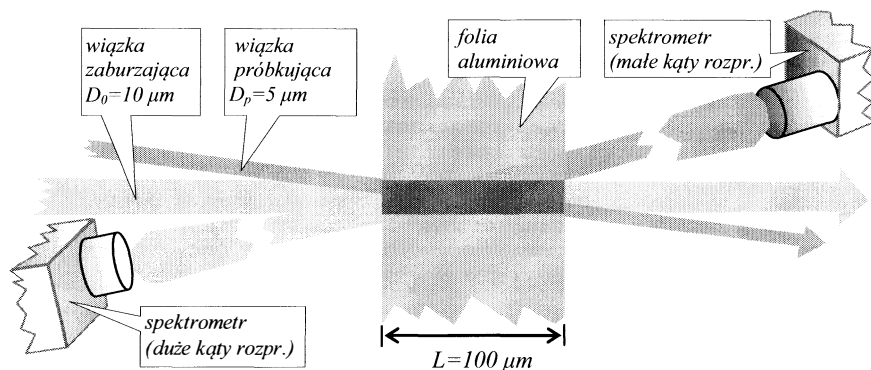
nich energii fotonów (~ 1 keV) jednak, w przypadku, gdy mamy rozpraszanie na związanych i swobodnych elektronach, problem nieelastycznego i elastycznego rozpraszania komplikuje się. W tych przypadkach konieczne są oddzielne obliczenia procesu rozpraszania fotonów na zadanej strukturze elektronowej. Ma to zastosowanie szczególnie w plazmie, która jest specyficznym medium, gdzie mogą wzbudzać się kolektywne zjawiska, takie jak np. drgania gęstości ładunku (plazmony). Wydaje się, że przejście do wyższych energii promieniowania próbkującego plazmę nie tylko pozwoli na badanie całej objętości plazmy, ale również może uprościć interpretację widma promieniowania rozproszonego [Sahoo i inni, 2008]. Kształt piku komptonowskiego i relacja pomiędzy całkowitymi natężeniami pików Rayleigha i Comptona może pozwolić na określenie wielu parametrów plazmy. Natężenie piku elastycznego zależeć będzie od stopnia zjonizowania atomów zaś całkowite natężenie pod pikiem komptonowskim, będzie określało gęstość elektronową w próbce. Kształt piku komptonowskiego z kolei może dać informację o rozkładzie pędów elektronów. Ta informacja może dotyczyć tylko elektronów swobodnych i tych słabo związanych, jeżeli energia promieniowania będzie niska lub wszystkich elektronów, jeżeli energia fotonów próbkujących będzie wysoka¹⁴⁶. Przegląd wyżej omawianych zagadnień można znaleźć w pracy Glenzera i Redmera [2009].

Jest zatem zrozumiałe, że silne wiązki promieniowania rentgenowskiego z laserów na swobodnych elektronach mogą być bardzo dobrą alternatywą dla wiązek optycznych i rentgenowskich źródeł plazmowych obecnie używanych do badań gęstej plazmy. I tak jak to wspomnieliśmy wcześniej, są dwa aspekty tego wykorzystania: wytwarzanie plazmy i jej badanie. W podrozdziale 4.1 pokazaliśmy, że ogrzewanie próbki stałej za pomocą krótkich impulsów promieniowania o energiach rzędu 100 eV wytwarza ciepłą gęstą materię (WDM) o niejednorodnej temperaturze na różnych głębokościach w próbce. Jeżeli jednak obliczy się długość absorpcji, np. dla energii 10 keV i aluminium, to otrzymamy średnią głębokość wnikania rzędu 140 mikrometrów. Biorąc pod uwagę możliwość wymuszonej natężeniem zwiększonej transmisji (patrz podrozdział 4.1), możemy spodziewać się, że będziemy mogli wytworzyć plazmę o jednorodnej temperaturze, np. na długości 100 μm . Zatem ogniskując promieniowanie z takich laserów rentgenowskich jak LCLS czy XFEL na folii o grubości 100 μm na

szych energiach efekty relatywistyczne zaczynają odgrywać rolę i pomimo że masa fotonu jest równa zero następuje przekaz pędu i energii od fotonu do swobodnego elektronu (rozpraszanie Comptona). Rozpraszanie Rayleigha jest rozpraszaniem na elektronach związanych z jądrem atomowym i ze względu na dużą masę jądra rozpraszanie to zachodzi bez znacznej zmiany energii fotonu nawet, jeżeli ma on energię rzędu 500 keV.

¹⁴⁶ To, jaka energia może być uznana za niską, a jaka za wysoką zależy od składu atomowego plazmy.

obszarze około $10\ \mu\text{m}$, będziemy mogli na krótki czas wytwarzać próbki gęstej plazmy równomiernie ogrzanej do temperatury kilkudziesięciu eV (rysunek 4.32).



Rysunek 4.32. Idea pomiaru ciepłej gęstej plazmy za pomocą wiązek lasera rentgenowskiego. Wiązka zaburzająca podgrzewa obszar materii w cylindrze o średnicy $D_0=10\ \mu\text{m}$ i długości $L=100\ \mu\text{m}$. Wiązka próbkująca przychodzi z opóźnieniem i rozprasza się na podgrzanej części próbki. Ważne jest odpowiednie skolimowanie wiązki próbkującej, aby promieniowanie oddziaływało tylko z nagrzanym obszarem. Spektrometry rejestrują widmo promieniowania rozproszonego pod małymi kątami i pod dużymi kątami.

Wiązka z lasera rentgenowskiego może być również użyta do badania plazmy przez rejestrację promieniowania rozproszonego pod dużymi lub pod małymi kątami co jest schematycznie przedstawione na rysunku 4.32. Na rysunku przedstawiono tylko dwa spektrometry rejestrujące promieniowanie rozproszone. W rzeczywistości możemy użyć dodatkowych elementów, takich jak np. detektor wiązki przechodzącej lub seria detektorów mierzących przestrzenny rozkład natężenia promieniowania rozproszonego. Nie będziemy tutaj dyskutować wszystkich możliwych rodzajów badań, koncentrując się na pomiarze promieniowania rozproszonego wstecznie, gdzie spodziewamy się zarejestrować wyraźny pik komptonowski. Możemy rozważyć szereg konfiguracji zaproponowanego eksperymentu pompa-próbka¹⁴⁷. Albo wytworzymy plazmę za pomocą lasera na swobodnych elektronach i użyjemy innego źródła do badania rozpraszania na podgrzanej próbce materii, albo podgrzejemy próbkę innym sposobem zaś lasera na swobodnych elektronach użyjemy jako silnego próbnika¹⁴⁸. Roz-

¹⁴⁷ Jest to określenie typu eksperymentów, w którym pierwszy czynnik (pompa) zaburza pewien obszar materii zaś drugi czynnik (próbka) bada materiał zaburzony. W literaturze angielskiej takie eksperymenty nazywane są *pump&probe*.

¹⁴⁸ To, że próbnik powinien być silny, wynika z niskiego natężenia sygnału rozproszonego, o czym będzie mowa dalej w tym podrozdziale.

waża się również konfigurację, w której i wiązka zaburząca i wiązka próbkująca będą pochodziły z tej samej paczki elektronowej lasera na swobodnych elektronach. Można rozdzielić strumień fotonów na dwie części, opóźnić jedną część i skierować obie wiązki na próbkę¹⁴⁹. To ostanie rozwiązanie ma tę zaletę, że bardzo dokładnie można będzie sterować opóźnieniem czasowym impulsu próbkującego względem zaburzącego. Jeszcze lepszym rozwiązaniem jest konfiguracja, w której rozdzielimy pierwszą i trzecią harmoniczną¹⁵⁰ impulsu z lasera na swobodnych elektronach i pierwszą harmoniczną użyjemy jako wiązki zaburzącej, a trzecią harmoniczną użyjemy jako wiązkę próbkującą. To rozwiązanie, oprócz zalety pełnej synchronizacji impulsów pompujących i próbkujących, da również tę korzyść, że energie fotonów pompujących będą różne od fotonów próbkujących, co pozwoli na pomiary rozpraszania już w czasie procesu ogrzewania plazmy¹⁵¹.

Spróbujmy oszacować jak silny sygnał komptonowski moglibyśmy zarejestrować z tak małej próbki cieplej materii oświetlając wytworzoną plazmę krótkim impulsem z lasera na swobodnych elektronach. W ogólności, w przybliżeniu małych rozmiarów próbki w stosunku do odległości próbka-detektor, w eksperymentach rozproszeniowych strumień promieniowania Φ_d rejestrowany przez detektor można opisać równaniem:

$$\Phi_d = I_0 N \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega W, \quad (4.4)$$

gdzie I_0 jest natężeniem promieniowania padającego (fot./cm²/s), N jest ilością centrów rozpraszania znajdujących się w obszarze wiązki padającej, $d\sigma/d\Omega$ jest różniczkowym przekrojem czynnym na rozpraszanie w kierunku detektora przypadającym na jedno centrum rozpraszania, $\Delta\Omega$ jest kątem bryłowym, w którym detektor rejestruje rozproszone promieniowanie, zaś W jest wydajnością detekcji. Dla uproszczenia dalszej dyskusji, równanie (4.4) zapiszemy w postaci:

$$n_d = n_0 \frac{N}{S} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega W, \quad (4.5)$$

¹⁴⁹ Eksperymenty, w których najpierw rozdziela się wiązkę lasera na dwie wiązki, a później kieruje się je na ten sam obiekt oddziaływania, są powszechnie wykonywane przy użyciu laserów optycznych, a także w eksperymentach z badaniem plazmy omówionych wyżej.

¹⁵⁰ Jak łatwo sprawdzić na rysunku 2.9, trzecia harmoniczna z undulatora jest silniejsza od drugiej.

¹⁵¹ W przypadku, kiedy długości fali impulsu pompującego i próbkującego są takie same profile komptonowskie od impulsu pompującego i próbkującego będą się przykrywać o ile nie użyjemy odpowiednio szybkiego bramkowania kamery, co w przypadku eksperymentów z tak krótkimi impulsami jak 100 fs, może być technicznie trudne. Użycie trzeciej harmonicznnej rozważa się w przypadku eksperymentów z WDM, planowanych do przeprowadzenia przy wykorzystaniu XFEL [XFEL, 2007].

gdzie przez n_0 oznaczyliśmy liczbę fotonów w jednym impulsie promieniowania próbkującego, przez n_d liczbę fotonów zarejestrowanych przez detektor na skutek oddziaływania jednego impulsu próbkującego z materiałem próbki, zaś S oznacza przekrój poprzeczny wiązki promieniowania próbkującego. W przypadku naszych obliczeń, liczba N jest liczbą elektronów znajdujących się w obszarze wiązki próbkującej, czyli w objętości próbki $V \approx S \cdot L = \pi D_p^2 / 4 \cdot L$. Ponieważ $S = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ zaś $L = 0.01 \text{ cm}$ objętość próbki możemy oszacować na $2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3$. Zakładając, że próbką jest aluminium, w miejscu oddziaływania będzie około $1.6 \cdot 10^{15}$ elektronów.

Od razu należy zauważyć, że w rozważanym przypadku nie możemy użyć detektora półprzewodnikowego do pomiaru widma promieniowania rozproszonego. Przyczyną jest impulsowy charakter promieniowania. Tak jak to wyjaśniliśmy w przypisie 131, działanie detektorów półprzewodnikowych polega na tym, że każdy foton, który oddziałuje z kryształem detektora jest mierzony w przedziale czasu rzędu $1 \mu\text{s}$. Jeżeli w tym czasie z kryształem będą oddziaływać dwa lub więcej fotonów, to detektor zarejestruje jeden impuls, którego energia będzie sumą energii fotonów¹⁵². W rozważanym eksperymencie z wykorzystaniem impulsów z lasera na swobodnych elektronach impulsy promieniowania trwają około 100 fs , zatem wszystkie rozproszone fotony, które trafią do detektora półprzewodnikowego zostaną zarejestrowane jako jedno zdarzenie i pomiar energii będzie niemożliwy¹⁵³.

Żeby więc zmierzyć widmo promieniowania rozproszonego na próbce, musimy użyć spektrometru z przestrzenną dyspersją energii, takiego jak wysokorozdzielczy spektrometr opisany w podrozdziale 4.3. Założmy najpierw, że promieniowanie próbkujące będzie miało energię fotonów równą 100 keV i że będziemy badać wsteczne rozproszenia pod kątem 165 stopni (tak jak przy wysokorozdzielczych pomiarach komptonowskich). Przekrój czynny na komptonowskie rozproszenie przy tych parametrach będzie rzędu $4 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2/\text{sr}/\text{elektron}$. W przypadku spektrometru wysokorozdzielczego kąt bryłowy detekcji promieniowania rozproszonego na próbce jest różny dla różnych energii¹⁵⁴ i nie można podać jednej liczby. Jednak, na podstawie pomiarów doświadczalnych (choćby tych przedstawionych w podrozdziale 4.3), można oszacować, że wspólny czynnik $\Delta\Omega W$ w przypadku tego spektrometru wynosi $7 \cdot 10^{-8} \text{ sr}$.

¹⁵² Jest to tzw. efekt spiętrzenia sygnału, o którym była mowa w kontekście impulsowej natury promieniowania synchrotronowego (przypis 57).

¹⁵³ Pewnym rozwiązaniem byłoby odsunięcie detektora tak daleko, żeby natężenie wiązki rozproszonej było na tyle słabe, że detektor rejestrowałby pojedyncze fotony. To jednak zmniejszyłoby kąt bryłowy detekcji i wydajność zliczania poniżej akceptowalnego poziomu.

¹⁵⁴ Różne energie promieniowania są odbijane przez różne partie kryształu analizującego.

Jako wiązki próbkującej moglibyśmy użyć wiązki z undulatora spontanicznego U1 lub U2 lasera XFEL o energii 90 keV. Przewidywana liczba fotonów w pojedynczym impulsie wynosi $1.9 \cdot 10^9$ (XFEL, [2007], s. 187). Wiązka ta ma rozbieżność 2 μrad i w odległości 200 m od undulatora będzie miała średnicę około 400 μm . Załóżmy, że 1/4 tego impulsu uda nam się skupić na zadanym obszarze o średnicy 5 mikrometrów¹⁵⁵ co zmniejszy liczbę padających fotonów do $5 \cdot 10^8$. Wstawiając liczby do wzoru (4.5) otrzymamy:

$$n_d = 5 \cdot 10^8 \text{ fot.} \cdot \frac{1.6 \cdot 10^{15} \text{ elektr.}}{2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2} 4 \cdot 10^{-26} \frac{\text{cm}^2}{\text{sr elektr.}} 7 \cdot 10^{-8} \text{ sr} = 0.01 \text{ fot.}$$

Jak widać, gdybyśmy chcieli użyć wysokiej energii i wykorzystać spektrometr komptonowski w takiej konfiguracji jak jest używany obecnie na stacji BL08W, to niewiele byśmy zmierzili za pomocą jednego impulsu lasera. Zakładając repetycję eksperymentu 10 Hz, rejestrowalibyśmy 1 foton rozproszony komptonowsko na 10 s pomiaru.

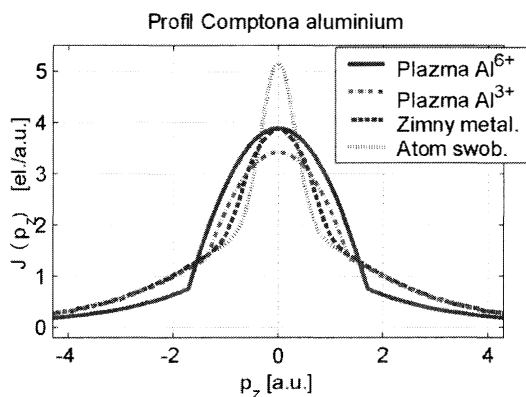
Dlatego powinniśmy wykonać pomiar przy niższej energii i zwiększyć wydajność spektrometru. Przy energii 10 keV możemy już użyć wyższych harmonicznych z undulatorów SASE, co zwiększy liczbę fotonów w impulsie do $1.3 \cdot 10^{10}$ (25 razy¹⁵⁶). Przekrój czynny wzrośnie nieznacznie (około 2 razy). Największego zwiększenia sygnału należy upatrywać w układzie detekcyjnym. Niska wydajność opisanego wysokorozdzielczego spektrometru wynika z niskiej wydajności licznika pozycyjnego dla energii 80 keV oraz niskiej wydajności odbicia od kryształu. Przy niższych energiach te wydajności powinny wyraźnie wzrosnąć. Ponadto wydaje się, że do pomiarów struktury elektronowej plazmy nie potrzebujemy aż tak dużej zdolności rozdzielczej jak 0.15 a.u. i obniżenie rozdzielczości odbicia od kryształu analizatora z jednoczesnym zwiększeniem wydajności może dodatkowo zwiększyć rejestrowany sygnał.

Założmy jednak (pesymistycznie), że wydajność układu detekcyjnego uda nam się zwiększyć jedynie dziesięciokrotnie. Zwiększając repetycję eksperymentu do 100 Hz i biorąc pod uwagę 50-krotne zwiększenie sygnału związane z większą liczbą fotonów w próbkującym impulsie i zwiększenie przekroju czynnego na efekt Comptona, rejestrowalibyśmy około 500 rozproszonych fotonów na sekundę. Żeby odpowiedzieć na pytanie jak długo należałoby mierzyć i ile strzałów wykonać, żeby zebrać wystarczającą statystykę, musimy ocenić jak duże zmiany w profilu Comptona plazmy chcemy mierzyć. Rysunek 4.33 przed-

¹⁵⁵ Taką wydajność będzie miała niklowa soczewka refrakcyjna, jeżeli zogniskujemy promieniowanie na długości 25m.

¹⁵⁶ Przy czym zakładamy, że przy niskiej energii promieniowania i niewielkiej rozbieżności wiązki uda nam się skupić całą energię wiązki na zadanym obszarze.

stawia profil Comptona dla naszego przykładowego aluminium w czterech różnych konfiguracjach elektronowych.



Rysunek 4.33. Profil Comptona aluminium w różnych konfiguracjach elektronowych. Profil atomu swobodnego (linia kropkowana) jest teoretycznym profilem wziętym z tablic Biggs i inni [1975]. Profil metalicznego aluminium (linia przerywana) jest profilem doświadczalnym z pomiarów na źródle izotopowym ^{137}Cs (Wydział Fizyki, Uniwersytet w Białymstoku). Pozostałe dwa profile zostały obliczone przez dodanie do zubożonego rdzenia atomu swobodnego paraboliczne profile elektronów swobodnych. Dokładniejszy opis jest umieszczony w głównym tekście pracy.

Atom aluminium zawiera 13 elektronów ($1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^1$). Teoretyczny profil Comptona dla atomu [Biggs i inni, 1975] jest narysowany kropkowaną linią. Gdy atomy aluminium tworzą metal, część zewnętrznych elektronów się uwalnia tworząc gaz elektronów swobodnych. Profil Comptona dla metalu narysowany jest przerywaną linią. Są to dane eksperymentalne uzyskane w 1997 roku przy użyciu izotopowego źródła ^{137}Cs ze zdolnością rozdzielczą 0.45 a.u. (Wydział Fizyki, Uniwersytet w Białymstoku). Widać, że przy przejściu od atomu swobodnego do metalu zmienia się tylko centralna część profilu. Profil rdzenia atomowego wydaje się być taki sam. Widać również charakterystyczny paraboliczny kształt centralnej części profilu Comptona elektronów swobodnych, który jest rzutem jednorodnej kuli w przestrzeni pędów. Można również zauważyć, że zakończenie tej paraboli znajduje się dla $p_z \approx 1$ a.u., co odpowiada mniej więcej pędowi Fermiego elektronów swobodnych w metalicznym aluminium. Jeżeli z każdego atomu aluminium zabierzemy 3 elektrony i stworzymy z nich gaz Fermiego, przy czym utrzymamy gęstość ciała stałego, to otrzymamy profil narysowany kropkowo-kreskową linią. Profil ten został obliczony przez usunięcie 3 ostatnich elektronów z konfiguracji pokazanej wyżej i dodanie do profilu ($1s^2, 2s^2, 2p^6$) parabolicznego profilu Comptona gazu elektronów swobodnych

o odpowiedniej gęstości. Widać, że parabola poszerzyła się, gdyż pęd Fermiego zwiększył się do 1.35 a.u. Jeżeli chcemy zwiększyć stopień jonizacji do 6 elektronów musimy dodatkowo zabrać 3 elektrony ze stanu 2p. Profil dla takiej konfiguracji narysowany jest ciągłą linią. Widać teraz wyraźną zmianę w rdzeniu, z którego zabraliśmy część elektronów. Paraboliczny profil Comptona elektronów swobodnych poszerzył się do $p_F=1.7$ a.u.

Sytuacja przedstawiona na rysunku 4.33 jest wyidealizowana. Przede wszystkim, w plazmie elektrony swobodne mają wysoką temperaturę i część z nich znajduje się poza kulą Fermiego¹⁵⁷. Wyraźne ucięcia parabol widoczne na rysunku w eksperymencie będą rozmyte. Ponadto, w plazmie występuje szereg konfiguracji elektronowych (trudno przecież wymagać, aby wszystkie atomy były dokładnie pozbawione na przykład 3 elektronów) i profil komptonowski będzie odzwierciedlał średnią konfigurację z wielu możliwych. Nie mniej jednak na podstawie tego porównania możemy ocenić jak dokładnie powinniśmy zmierzyć profil Comptona żeby, na przykład, rozróżnić stopień zjonizowania o 1. Wydaje się, że 1% dokładność statystyczna pomiaru profilu Comptona w jego maksimum powinna być w tych badaniach w zupełności wystarczająca. To oznacza, że w jednym kanale mierzonego widma powinniśmy zebrać 10000 zliczeń¹⁵⁸. Zakładając, że szerokość kanału będzie wynosić 0.1 a.u., musimy zebrać około 300000 zliczeń pod całym profilem. Przy częstotliwości 500 zliczeń na sekundę zajmie to 600 s czyli 10 minut. Jest to czas, który wydaje się być całkowicie do przyjęcia.

Jednak w tym czasie na powierzchni próbki trzeba będzie wytworzyć 60 tys. kraterów. Chociaż jest to duża liczba, to wydaje się być realna. Zakładając, że odstęp między kraterami będzie wynosić 50 mikrometrów, 60 tys. kraterów zajmie kwadratowy obszar o boku 13 mm. Przy pomiarach będzie konieczny przesuw próbki z szybkością 5 mm/s. Standardowe, precyzyjne manipulatory, które zazwyczaj są używane w takich eksperymentach, prawdopodobnie nie uzyskają takiej prędkości. Można jednak sądzić, że skonstruowanie odpowiednio szybkiego i zarazem wystarczająco precyzyjnego manipulatora nie powinno nastęrczać trudności. Ostatecznie, próbką może być cienka folia przewijana z jednej szpuli na inną szpulę, o ile uda się zachować dokładne ustawienie folii względem wiązki. Oczywiście, możemy skonfigurować eksperyment nieco inaczej. Na przykład, zmniejszając częstotliwość lasera do 10 Hz, zmniejszymy konieczną prędkość przesuwu do 0.5 mm/s, wydłużając pomiar do 1.5 godziny.

¹⁵⁷ Pewien wpływ na zmiany w profilu Comptona będą miały również korelacje elektronowe, które w gazie elektronowym o wysokiej gęstości i temperaturze mogą być istotnie inne niż w stanie podstawowym.

¹⁵⁸ Błąd statystyczny N zliczeń można oszacować na \sqrt{N} . Przy $N=10000$ stosunek błędu do wartości mierzonej wyniesie 0.01.

Dalej, jeżeli zwiększymy wydajność spektrometru nie 10, ale 100 razy (co wydaje się całkiem realne), to czas pomiaru i liczba kraterów proporcjonalnie zmniejszą się.

Depozycja energii od impulsu próbkującego będzie o 3 rzędów wielkości mniejsza niż pompującego. Można oszacować, że ilość energii zaabsorbowanej z wiązki próbkującej będzie wynosić 10 meV/atom, co jest wielkością 10 razy mniejszą od poziomu dawki powodującego stopienie próbki. Jak duże jest to zaburzenie dla struktury elektronowej metalu, będzie można sprawdzić doświadczalnie, mierząc profil Comptona zimnej próbki w funkcji natężenia impulsu próbkującego. Nawet, jeżeli zaobserwujemy pewne różnice w profilu to i tak w badaniach plazmy ten efekt będzie prawdopodobnie do pominięcia przy dużym stopniu zjonizowania atomów w plazmie.

Podsumowując, wydaje się, że zmierzenie profilu komptonowskiego na próbce plazmy w kształcie walca o średnicy 10 i długości 100 μm jest realne. W pomiarach musimy użyć spektrometru z przestrzenną dyspersją energii i zadbać o jego wysoką wydajność przy zdolności rozdzielczej na poziomie 0.2 a.u. Można oszacować, że czas pomiaru pojedynczego profilu Comptona będzie rzędu 1 godziny. W LCLS jedna z sześciu stacji badawczych, wybudowanych w pierwszym etapie, o nazwie MEC (ang. *Matter in Extreme Condition*) przygotowująca jest do ogniskowania promieniowania o energii od 4 do 20 keV do rozmiarów od 0.5 do 50 μm . Z kolei w XFEL stacją, w której będzie przeprowadzać się eksperymenty podobne do opisanego wyżej będzie nosić nazwę HED (ang. *High Energy Density matter*).

Eksperymenty z plazmą przy wysokiej gęstości będą wymagały ogniskowania promieniowania na małych obszarach (rzędu 10 μm) w celu uzyskania ciepłej plazmy i w celu zbadania próbki plazmy o małej objętości. Wiązka z lasera na swobodnych elektronach ma tę zaletę, że można ją zogniskować do jeszcze mniejszej średnicy. Wynika to z małych rozmiarów źródła i dużej odległości układów optycznych od źródła (rzędu 200m). Ogniskując zatem 3 harmoniczną poniżej 1 mikrometra moglibyśmy próbować mierzyć strukturę elektronową klastrów odpowiednio gęsto dozowanych. W ten sposób moglibyśmy, idąc od małych klastrów do większych śledzić zmiany struktury elektronowej, która powinna przechodzić od struktury atomowej do struktury ciała stałego. Nie będą to krótkie eksperymenty. Po pierwsze, objętość próbki będzie mniejsza od szacowanych tutaj, a po drugie, będziemy potrzebować większej dokładności w pomiarze profilu, żeby zmierzyć niewielkie zmiany, jakie będą zachodzić w profilu elektronów walencyjnych na tle niezmiennego się dużego sygnału od rdzeni atomowych. Otrzymalibyśmy jednak dane doświadczalne, które moglibyśmy porównać z wynikami obliczeń dynamiki molekularnej, stosowanymi w przypadku skończonych, niewielkich układów atomowych.

Możemy uzyskać znacznie silniejszy sygnał rozproszony, jeżeli przeprowadzimy badania przy wykorzystaniu wiązki promieniowania z lasera na swobodnych elektronach na grubszych próbkach. Używając wiązki niezogniskowanej, zmniejszylibyśmy zaburzenie struktury elektronowej przy zachowanym całkowitym natężeniu wiązki. Jak wspominaliśmy wyżej, impulsowy charakter promieniowania rentgenowskiego emitowanego przez synchrotrony jest wykorzystywany do pomiarów zjawisk fizycznych w funkcji czasu. Znacznie krótszy czas trwania impulsów z laserów na swobodnych elektronach pozwoli na pomiary z dużą czasową zdolnością rozdzielczą. Ponadto laser na swobodnych elektronach może być wyzwalany w odpowiednim czasie i jego synchronizacja z innymi układami impulsowymi jest dużo łatwiejsza i dokładniejsza¹⁵⁹. Dlatego też, pomimo że średnia ilość fotonów na sekundę w obszarze energii kilkudziesięciu keV będzie mniejsza w stosunku do synchrotronów, lasery rentgenowskie na pewno zostaną wykorzystane do eksperymentów, w których mierzy się rozpraszanie promieniowania rentgenowskiego w funkcji czasu. Za pomocą impulsów z lasera oświetlającego duże próbki, moglibyśmy mierzyć zmiany w profilu Comptona w materii, poddanej szybkim zaburzeniom (np. silnym szybkozmiennym polom elektrycznym w dielektrykach) albo materii podlegającej szybkim reakcjom chemicznym. To samo dotyczy innych technik badawczych wykorzystujących dyfrakcję, rozpraszanie czy absorpcję promieniowania rentgenowskiego w badaniach materii. Nawet, jeżeli obecnie nie widzimy wszystkich potencjalnych zastosowań takich czasowo rozdzielczych pomiarów, to na pewno wkrótce je odkryjemy. Zazwyczaj dopiero pierwsze eksperymenty pokazują, jakie możliwości daje nowe narzędzie badawcze.

¹⁵⁹ Jak do tej pory układy pomiarowe dostosowywały się do fazy obrotów paczki elektronowej w synchrotronie.

5. PODSUMOWANIE

Uzyskanie wysokich natężeń promieniowania rentgenowskiego jest w obecnej chwili związane z generacją promieniowania synchrotronowego w synchrotronach i laserach na swobodnych elektronach. Możemy tutaj powtórzyć główne czynniki pozwalające na uzyskanie tych wysokich natężeń:

- Wysoka energia elektronów (~ 6 GeV). Moc promieniowania pojedynczego elektronu rośnie jak druga potęga całkowitej energii elektronu. Zatem duże natężenia uzyskamy w synchrotronach o wysokiej energii elektronów w pierścieniu.
- Niska emitancja paczki elektronowej (~ 1 nm-rad). Bardzo istotna z punktu widzenia optyki rentgenowskiej pozwalająca na uzyskanie wysokich natężeń podczas ogniskowania wiązki.
- Długie undulatory (~ 50 m) z krótkim okresem i małą przerwą. Są to najbardziej wydajne emitery spośród trzech stosowanych urządzeń (magnes odchylający, wiggler i undulator).
- W obszarze energii miękkiego promieniowania rentgenowskiego można wykorzystać zjawisko SASE do znacznego zwiększenia jasności promieniowania.
- Wysoki prąd wiązki (~ 200 mA). Natężenie promieniowania jest proporcjonalne do liczby elektronów w paczce przy krótkich undulatorach i staje się proporcjonalne do kwadratu tej liczby, gdy wystąpi zjawisko SASE.
- Wydajna i dokładna optyka. Wydajność pozwala na przekierowanie znacznej części strumienia promieniowania padającego na element optyczny, zaś brak aberracji pozwala na skupienie tego promieniowania na małym obszarze.

Współczesne osiągnięcia związane ze zwiększeniem natężenia promieniowania synchrotronowego są w dużej części wynikiem rozwoju techniki akceleratorowej, która obecnie potrafi ukształtować paczki elektronów i przyspieszyć je do energii kilku gigaelektronowoltów z jednoczesnym zachowaniem niskiej emitancji. Lata doświadczeń i rozwoju aparatury badawczej pozwalają w tej chwili na badanie jakości wiązki elektronowej, manipulację paczką ładunku oraz projektowanie nowych urządzeń tak, aby uniknąć wielu niepożądanych efektów oddziaływania relatywistycznej paczki elektronów z otoczeniem. Zwiększenie natężenia promieniowania jest także wynikiem stosowania długich undulatorów.

Bez wątplenia, technologia produkcji silnych magnesów stałych oraz techniki wytwarzania w przestrzeni zmiennego pola magnetycznego o krótkim okresie i indukcji niewiele mniejszej od 1 T ma duży wpływ na obserwowany rozwój źródeł synchrotronowych oraz laserów na swobodnych elektronach.

Oprócz zwiększenia natężenia obserwujemy znaczny postęp w jakości wiązki promieniowania rentgenowskiego. Lasery na swobodnych elektronach już teraz pozwalają na wytworzenie wiązki poprzecznie koherentnej. W najbliższej przyszłości jednak, należy się spodziewać, że technika kontrolowanego inicjowania porządku w paczkach elektronowych emitujących promieniowanie synchrotronowe pozwoli na wytworzenie w pełni spójnej wiązki promieniowania X.

Równolegle występuje rozwój innych typów źródeł promieniowania rentgenowskiego. W pierwszym rzędzie należy wymienić źródła plazmowe. W źródłach tych za pomocą laserów generuje się gorącą plazmę, która jest źródłem miękkiego promieniowania rentgenowskiego. Źródła te emitują promieniowanie o mniejszym średnim natężeniu niż synchrotrony, ale za to potrafią emitować bardzo krótkie impulsy. Jest wiele przykładów zastosowań tych źródeł w badaniach naukowych, właśnie ze względu na ich wyjątkowo dobrą czasową zdolność rozdzielczą. Skrócenie czasu trwania impulsów promieniowania rentgenowskiego i technika synchronizacji tych impulsów z impulsami promieniowania z innych źródeł jest jednym z najważniejszych aspektów rozwoju źródeł rentgenowskich, który otwiera nowe możliwości badań we wszystkich dziedzinach nauk przyrodniczych. Sukces lasera FLASH spowodował wzrost liczby publikacji, w których opisywane są coraz nowsze rozwiązania techniczne pozwalające na uzyskanie coraz silniejszych krótkich impulsów miękkiego promieniowania rentgenowskiego przy wykorzystaniu plazmy tak, aby parametry promieniowania, jakie uzyskuje się w laserach na swobodnych elektronach można było uzyskać w laboratoryjnej skali. Rozwój tych źródeł jest stymulowany rozwojem laserów optycznych służących do wytwarzania plazmy, które dostarczają coraz większych energii w coraz krótszych impulsach.

W pracy przedstawiono przykłady eksperymentów z użyciem wysokich natężeń promieniowania rentgenowskiego. W obszarze niskich energii promieniowania (<10 keV) dokonał się rewolucyjny skok dzięki budowie laserów na swobodnych elektronach. Są trzy istotne aspekty zastosowania tych urządzeń: wysokie natężenia promieniowania, bardzo krótki czas trwania impulsów i wysoka koherencja promieniowania. Te trzy aspekty będą kluczowe w dyfrakcyjnym obrazowaniu pojedynczych molekuł. Impulsy są na tyle krótkie, że struktura molekuly, która ulega zniszczeniu na skutek działania silnego promieniowania, nie zmienia się w czasie trwania impulsu i obraz dyfrakcyjny z pojedynczego koherentnego impulsu zawiera częściową informację o rozłożeniu ato-

mów w cząsteczce. Wykonanie dużej liczby takich obrazowań na pojedynczych molekułach przypadkowo zorientowanych w przestrzeni pozwoli na rekonstrukcję budowy cząsteczki. To, że udaje się zarejestrować obraz dyfrakcyjny obiektu zanim on ulegnie zniszczeniu zostało pokazane w eksperymencie Chapmana wykonanym na laserze FLASH.

Skupienie energii impulsów laserów rentgenowskich na małym obszarze materii skondensowanej pozwoli na wytworzenie materii w stanie cieplej, gęstej plazmy. Badania prowadzone początkowo z wykorzystaniem lasera FLASH, których przykład został podany w pracy, będą wkrótce wykonywane w LCLS przy energiach kilku keV. Należy jednak pamiętać, że nie we wszystkich eksperymentach tak silne impulsy mogą być wykorzystane. W sytuacjach, gdy zależy nam na badaniu materii (a w szczególności jej struktury elektronowej) w stanie podstawowym, natężenie promieniowania powinno być na tyle słabe, aby nie zaburzać właściwości badanej materii.

Praktyka pokazuje, że każde zwiększenia natężenia o rzędy wielkości powoduje rozwój nowych technik badawczych. Najlepszym przykładem był rozwój synchrotronowych źródeł promieniowania. Powstało wiele nowych rodzajów eksperymentów, a część pomiarów, które wcześniej wydawałyby się niemożliwe do wykonania, zostały zrealizowane. Wybudowanie rentgenowskich laserów na swobodnych elektronach i ich olbrzymia moc w krótkim impulsie koherentnego promieniowania jest bez wątpienia wielkim krokiem naprzód w naukach przyrodniczych. Są to urządzenia wielkiej skali (takie jak synchrotrony III generacji), a zatem bardzo drogie. W opinii autora jednak, nawet jeżeli zostanie zrealizowany tylko jeden pomysł użycia ich w badaniach, mianowicie omówione wyżej badania struktury pojedynczych makrocząsteczek biologicznych, poniesione koszty budowy i eksploatacji tych urządzeń zwrócą się społeczeństwu w postaci głębszej wiedzy na temat procesów życiowych, która, miejmy nadzieję, spowoduje dalszy szybki rozwój biologii i medycyny. Trudno jest przewidzieć wszystkie korzyści, jakie przyniesie wykorzystanie rentgenowskich laserów na swobodnych elektronach w chemii i fizyce ciała stałego. Bez wątpienia badanie procesów zachodzących w materii w funkcji czasu z rozdzielczością pojedynczych femtosekund będzie dużym postępem w metodach badawczych w wyżej wymienionych naukach. Autor jest przekonany, że już w niedługim czasie dzięki tym nowym źródłom promieniowania rentgenowskiego poznamy materię w znacznie lepszym stopniu.

Wydaje się, że w obszarze wysokich energii promieniowania rentgenowskiego (~100 keV) nadal będziemy opierać się na synchrotronach III generacji. Średnia jasność promieniowania z laserów na swobodnych elektronach w obszarze wysokich energii jest porównywalna z jasnością obecnych źródeł synchrotronowych. Ponieważ jednak szczytowa jasność impulsów FEL dla wy-

sokich energii będzie o co najmniej trzy rzędy wielkości większa, zastosowanie krótkich i intensywnych impulsów wysokoenergetycznego promieniowania rentgenowskiego z laserów na swobodnych elektronach zwiększy możliwości badań materii podlegającej szybkim procesom. Metody eksperymentalne wykorzystujące promieniowanie rentgenowskie o wysokiej energii, a w szczególności spektrometria komptonowska, mogą w najbliższej przyszłości zyskać nowy jakościowy wymiar, badając w funkcji czasu zmiany właściwości materii poddanej silnym bądź słabym zaburzeniom.

Jednym z celów badań plazmy, omówionym w tej pracy, jak i przyszłych eksperymentów w tej dziedzinie, jest zbadanie struktury elektronowej materii w stanie wysokiej temperatury i gęstości. W świetle tego, co zostało napisane, można powiedzieć, że spektrometria komptonowska jest „stworzona” do badań tego typu, bo w swej idei służy do mierzenia pędowej struktury systemów elektronowych. Patrząc na historię rozwoju spektrometrii komptonowskiej, można powiedzieć, że spektrometria ta właśnie „zatacza koło”, gdyż by zbadać obecnie interesujące aspekty struktury elektronowej materii w stanie silnego wzbudzenia, musimy wrócić do niższych energii promieniowania i znowu zwiększyć natężenie, tak jak to miało miejsce, kiedy po raz pierwszy wykorzystano promieniowanie synchrotronowe do badań profilu Comptona. Miejmy nadzieję, że zastosowanie metodologii spektroskopii komptonowskiej, której autor poświęcił sporo czasu w swej karierze naukowej, w badaniach plazmy przy wykorzystaniu laserów na swobodnych elektronach, pozwoli na dokładne poznanie tego stanu materii.

To dzięki elementom optyki rentgenowskiej uzyskuje się wysokie natężenia promieniowania. W pracy omówiliśmy stosunkowo szczegółowo refrakcyjną optykę rentgenowską. Pomimo że elementy optyki refrakcyjno-dyfrakcyjnej stale się rozwijają, w większości obecnych zastosowań wykorzystuje się paraboliczne soczewki złożone. Jak podkreślano w tej pracy, paraboliczne soczewki refrakcyjne są tańsze od luster, proste w użyciu i stabilne w silnych wiązkach promieniowania. Mała apertura soczewki refrakcyjnej nie stanowi dużego problemu, gdy weźmie się pod uwagę wąską kolimację wiązki synchrotronowej z długich undulatorów, które obecnie coraz częściej są wykorzystywane.

W produkcji soczewek parabolicznych dominują techniki głębokiej litografii. Uzyskuje się w ten sposób zestawy soczewek, które ogniskują promieniowanie rentgenowskie w jednym kierunku. Użycie dwóch zestawów soczewek ustawionych tak, że ogniskują promieniowanie w prostopadłych kierunkach pozwala na ogniskowanie w dwóch wymiarach.

W przypadku miękkiego promieniowania rentgenowskiego takie soczewki dostępne są już komercyjnie, i są z powodzeniem używane w wielu sta-

cjach badawczych przy synchrotronach. Soczewki refrakcyjne na równi z innymi elementami optyki rentgenowskiej są także wykorzystywane do ogniskowania promieniowania rentgenowskiego z laserów na swobodnych elektronach.

W przypadku wysokich energii promieniowania rentgenowskiego przykładów zastosowań soczewek jest mniej. Nie jest to jednak spowodowane niższą aperturą efektywną soczewek w obszarze wysokich energii, ale głównie faktem, że liczba stacji badawczych przy synchrotronach wykorzystujących energię promieniowania przekraczającą 100 keV jest niewielka. Ten stan rzeczy jest z kolei spowodowany tym, że przekroje czynne na elastyczne rozpraszanie i fotoelektryczną absorpcję (zjawisk wykorzystywanych przez większość metod badawczych) istotnie maleją wraz ze wzrostem energii, a także tym, że jasność źródeł rentgenowskich dla energii powyżej 100 keV jest o dwa rzędy wielkości mniejsza w stosunku do miękkiego promieniowania rentgenowskiego.

Jak dotychczas, jedynie dwa ośrodki na świecie prowadziły prace nad wykorzystaniem soczewek refrakcyjnych do ogniskowania promieniowania o wysokiej energii: ESRF (cytowany wcześniej Snigirev i inni, [2004]) i SPring-8. Dlatego też można powiedzieć, że prace prowadzone w SPring-8 przy współudziale autora nad jednowymiarowymi soczewkami wykonanymi z Ni są unikatowe i torują drogę nowym eksperymentom. Uzyskanie wzmocnienia natężenia promieniowania o czynnik 4, jest już sporym osiągnięciem (biorąc pod uwagę, że ogniskowane jest promieniowanie o wysokiej energii). Jak pisaliśmy, dalsze ulepszenie technologii produkcji elementów soczewek powinno zaowocować soczewkami złożonymi, które w tych samych warunkach, co soczewki badane dotychczas, wzmocnią natężenie promieniowania 10 razy. Jeszcze większe wzmocnienie jest spodziewane, kiedy ogniskowane będzie promieniowanie z laserów na swobodnych elektronach.

Omówione w tej pracy zagadnienia (undulatory, soczewki, plazma, spektrometria komptonowska) wydają się być odległe tematycznie. I w rzeczywistości są takie, jeżeli omawiamy je oddzielnie. Jednak, jak Czytelnik mógł sam zauważyć, zbiegają się one razem w eksperymencie omówionym w ostatnim podrozdziale, poświęconym badaniom struktury elektronowej „cieplej gęstej materii” (WDM). W tym przypadku spodziewamy się, że źródło typu FEL o wysokiej jasności w połączeniu z optyką ogniskującą promieniowanie rentgenowskie pozwoli wytworzyć w niewielkiej objętości gęstą ($\sim 1-10 \text{ g/cm}^3$) plazmę o temperaturze rzędu 10^5 K . Rozpraszając zogniskowane promieniowanie rentgenowskie na tej małej próbce ciepłej materii będziemy mogli przy użyciu techniki spektrometrii komptonowskiej zbadać rozkład pędów elektronów w materii w stanie wysokiej temperatury i gęstości, co wraz z pomiarami rozprożeń elastycznych pozwoli na wyznaczenie równania stanu materii w tych warunkach.

Przedstawiona idea eksperymentów na próbkach WDM jest jednocześnie pomysłem na wiele nowych rodzajów eksperymentów, w których będzie można badać materię w szerokim zakresie temperatur i ciśnienia. Można sądzić, że szereg metod badawczych, wykorzystujących dotychczas promieniowanie z synchrotronów, będzie można zastosować do badania „chwilowych” własności materii, gdy użyjemy rentgenowskich laserów na swobodnych elektronach. Wyniki eksperymentów przeprowadzanych w LCLS w roku 2010 powinny wkrótce pokazać które z wielu idei wykorzystania nowych źródeł promieniowania X będą mogły być praktycznie zrealizowane.

6. UZUPEŁNIENIA

6.1 Rozkład widmowy promieniowania synchrotronowego

Ilość energii I emitowanej w jednostkowy kąt bryłowy i w jednostkowym przedziale częstości równa jest kwadratowi transformaty Fouriera czasowej zależności pola elektrycznego:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = 2|A(\omega)|^2, \quad (6.1)$$

gdzie:

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) e^{i\omega t} dt, \quad (6.2)$$

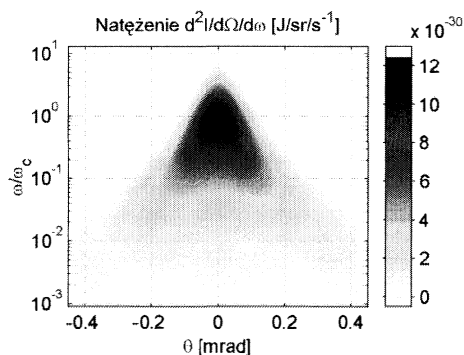
zaś $A(t) = (1/\mu_0 c)^{1/2} [RE]_{ret}$ jest polem elektrycznym obliczonym w czasie wcześniejszym o czas dojścia zaburzenia pola do punktu obserwacji (indeks „ret”) pomnożonej przez odległość R do punktu obserwacji. Zastosowanie wyrażenia na E ze wzoru (2.1) i wybranie odpowiedniego układu odniesienia pozwala na obliczenie całki (6.2) i wyznaczenie rozkładu natężenia promieniowania synchrotronowego zarówno w funkcji kąta θ ponad płaszczyznę orbity elektronu jak i w funkcji częstości promieniowania:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{3\pi^2 c} \left(\frac{\omega\rho}{c}\right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{(1/\gamma^2 + \theta^2)} K_{1/3}^2(\xi) \right], \quad (6.3)$$

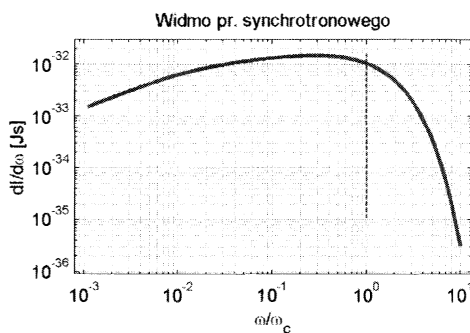
gdzie I jest energią wypromieniowanej przez jeden elektron poruszający się po okręgu o promieniu ρ zaś $K_{1/3}$ i $K_{2/3}$ są zmodyfikowanymi funkcjami Bessela od zmiennej

$$\xi = \frac{\omega\rho}{3c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)^{3/2}. \quad (6.4)$$

Jest to wzór 14.83 na stronie 645 podręcznika Jackson [1987]. Pierwszy składnik w nawiasie kwadratowym odpowiada składowej pola E leżącej w płaszczyźnie toru elektronu zaś drugi odpowiada składowej prostopadłej do pierwszej składowej. Rozkład natężenia (6.3) jest narysowany na rysunku 6.1 w funkcji kąta θ i częstości promieniowania podzielonej przez częstość krytycz-



Rysunek 6.1. Rozkład widmowy i kątowy natężenia promieniowania synchrotronowego pojedynczego elektronu. Wartości obliczone na podstawie wzoru (6.3) dla $\rho=25\text{m}$ i $\gamma=12000$.



Rysunek 6.2. Rozkład widmowy promieniowania synchrotronowego w funkcji ω/ω_c . Jest to rozkład uzyskany po scałkowaniu rozkładu z rysunku 6.1 po $d\Omega$. Pionowa linia odpowiada częstotliwości krytycznej ω_c .

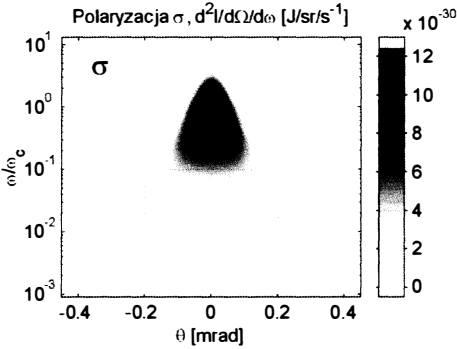
ną ω_c (2.8)¹⁶⁰. Widać wyraźnie, że im wyższa częstotliwość tym rozkład kątowy natężenia promieniowania jest coraz węższy. Maksimum natężenia promieniowania rejestrujemy w pobliżu częstotliwości krytycznej ω_c . Jeżeli scałkujemy ten rozkład po kątach otrzymamy widmo promieniowania synchrotronowego. Jest ono przedstawione na rysunku 6.2. Na rysunku pionową linią zaznaczono położenie częstotliwości krytycznej. Maksimum natężenia scałkowanego po kątach przypada dla częstotliwości trzykrotnie mniejszej od częstotliwości krytycznej. Widać to lepiej na rysunku 2.3 w głównym tekście pracy, gdzie ten sam rozkład narysowany jest w skali liniowej.

6.2 Polaryzacja promieniowania synchrotronowego

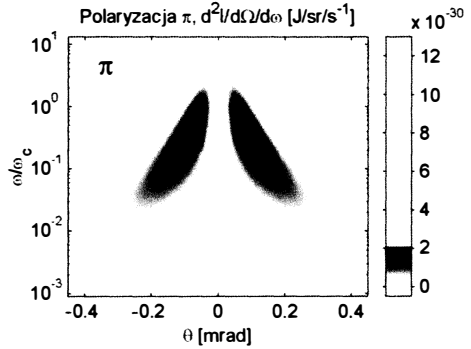
W UZUPEŁNIENIU 6.1 powiedzieliśmy, że pierwszy składnik w nawiasie kwadratowym wyrażenia (6.3) odpowiada składowej pola \mathbf{E} leżącej w płaszczyźnie toru elektronu zaś drugi odpowiada składowej prostopadłej do pierwszej składowej. Często te dwie składowe określa się mianem odpowiednio polaryzacji σ i polaryzacji π . Jeżeli obliczymy oddzielnie te składowe w funkcji kąta θ ponad orbitą elektronu to otrzymamy rozkłady przedstawione na rysunkach 6.3 i 6.4. Widać wyraźnie, że w płaszczyźnie orbity występuje tylko polaryzacja σ . Składowa prostopadła pojawia się poza orbitą. Jednak, jak widać z rysunku 6.4, natężenie tej składowej jest wyraźnie mniejsze od składowej polaryzacji σ . Stosunek maksimum w natężenia obu polaryzacji wynosi około 6. Stosunek całkowitych natężeń promieniowania polaryzacji σ i π wynosi 7 [Jackson, 1987].

¹⁶⁰ Częstotliwość krytyczna w tym przypadku wynosi $3 \cdot 10^{19}$ 1/s co odpowiada energii fotonów 20 keV.

Składowa π jest przesunięta w fazie o $-\pi/2$ względem składowej σ ¹⁶¹. To powoduje, że o ile w płaszczyźnie orbity mamy tylko polaryzację liniową, to poza orbitą, gdzie pojawia się składowa prostopadła do płaszczyzny, polaryzacja jest eliptyczna [np. Laundy, 1990 czy Laundy i inni, 1991].



Rysunek 6.3. Rozkład widmowy i kątowy składowej polaryzacji σ promieniowania synchrotronowego pojedynczego elektronu. Wartości obliczone na podstawie wzoru (6.3) dla $\rho=25\text{m}$ i $\gamma=12000$.



Rysunek 6.4. Rozkład widmowy i kątowy składowej polaryzacji π promieniowania synchrotronowego pojedynczego elektronu parametry obliczeń takie same jak w przypadku rysunku 6.3.

6.3 Ogniskowanie za pomocą refrakcji na krzywej stożkowej

Rozważmy krzywą stożkową o równaniu $y^2 + x^2(1 - e^2) - 2px = 0$ w układzie XY narysowanym na rysunku 6.5, gdzie e jest mimośrodem krzywej zaś p jest promieniem krzywizny przy jej wierzchołku. W zależności od e mamy różne krzywe. Dla $e=0$ otrzymujemy okrąg, dla $0 < e < 1$ krzywa stożkowa jest elipsą, gdy $e=1$ otrzymujemy parabolę, a dla $e > 1$ krzywa stożkowa jest hiperbolą. Niech nasza krzywa rozdziela dwa ośrodki optyczne o współczynnikach załamania n i n' , i niech pada na nią ze strony ośrodka o współczynniku załamania n promień równoległy do osi X . Promień załamuje się na powierzchni i przecina oś X w punkcie F_x .

¹⁶¹ Łatwo to zobaczyć w równaniu 14.75 na s. 644 podręcznika Jackson [1987], gdzie część wektorowa wyrażenia podcałkowego jest rozkładana na dwie składowe, równoległą i prostopadłą do orbity. Przy części równoległej mamy funkcję $\sin(Vt/\rho)$ zaś przy części prostopadłej $\cos(Vt/\rho)$. Ponadto we wspomnianym wzorze widać również, że gdy θ zmienia znak faza zmienia się o π , co prowadzi do przeciwnych skrętności eliptycznej polaryzacji nad i pod płaszczyzną orbity.

Współrzedną x przecięcia promienia padającego możemy obliczyć z równania krzywej:

$$x = \frac{p - \sqrt{y^2(e^2 - 1) + p^2}}{1 - e^2}. \quad (6.5)$$

Tangens kąta β jest równy pochodnej krzywej stożkowej w punkcie x :

$$tg\beta = \frac{p + x(e^2 - 1)}{y}. \quad (6.6)$$

Ponieważ $\alpha = \pi/2 - \beta$, używając prawa Sneliusa oraz oznaczając stosunek współczynników załamania przez $n_r = n'/n$ możemy otrzymać następujące równanie:

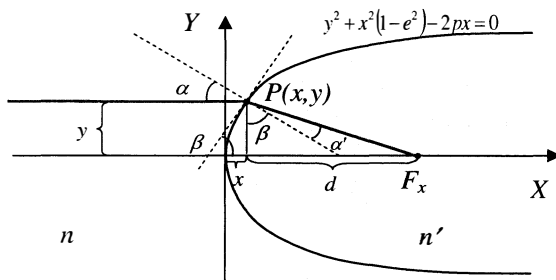
$$\frac{1}{tg\alpha'} = n_r \sqrt{1 + tg^2(\beta) - \left(\frac{1}{n_r}\right)^2}. \quad (6.7)$$

Z rysunku 6.5 widać, że:

$$F_x = x + d = x + y \cdot tg(\alpha' + \beta). \quad (6.8)$$

Używając tożsamości trygonometrycznych na tangens sumy kątów i wstawiając (6.5), (6.6) i (6.7) do (6.8) otrzymujemy wyrażenie na F_x :

$$F_x = \frac{p}{1 - e^2} + \frac{\sqrt{y^2(n_r^2 e^2 - 1) + p^2 n_r^2}}{n_r^2 - 1} + \sqrt{y^2(e^2 - 1) + p^2} \frac{1 - n_r^2 e^2}{(1 - e^2)[n_r^2 - 1]}. \quad (6.9)$$



Rysunek 6.5. Ogniskowanie wiązki równoległej na pojedynczej powierzchni opisanej krzywą stożkową o ogólnym równaniu: $y^2 + x^2(1 - e^2) - 2px = 0$, gdzie p jest promieniem krzywizny przy wierzchołku zaś e jest mimośrodem krzywej stożkowej. Promień pada na powierzchnię ze strony ośrodka o współczynniku załamania n , załamuje się na powierzchni rozdzielania ośrodka o współczynniku załamania n' i przecina oś X w punkcie F_x ¹⁶².

¹⁶² Rysunek jest taki sam jak rysunek 3.7 na s. 73.

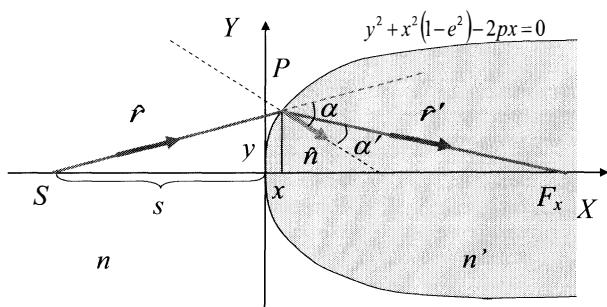
Jest to ogólne rozwiązanie dla dowolnego y przy założeniu że istnieje punkt przecięcia promienia z krzywą stożkową. Łatwo zauważyć, że jeżeli mimośród $e=e_b$ będzie spełniał równanie:

$$n_r^2 e_b^2 - 1 = 0 \Rightarrow e_b = \frac{1}{n_r} = \frac{n}{n'}, \quad (6.10)$$

to zależność od y znika i wszystkie promienie przecinają oś X w tym samym punkcie F_b :

$$F_b = \frac{p}{1 - e_b} = \frac{p}{1 - \frac{n}{n'}}. \quad (6.11)$$

To elegancko algebraiczne rozwiązanie uzyskamy tylko wtedy, gdy na powierzchnię pada wiązka równoległa, czyli gdy źródło promieniowania jest w nieskończoności. Jeżeli rozważy się punktowe źródło w pewnej odległości s od początku układu odniesienia emitujące wiązkę rozbieżną padającą na powierzchnię stożkową to nie uda nam się skupić jej z powrotem w punkt za pomocą krzywej stożkowej o założonym równaniu.



Rysunek 6.6. Ogniskowanie wiązki rozbieżnej na pojedynczej powierzchni opisanej krzywą stożkową (patrz opis elementów rysunku taki jak w opisie rysunku 6.5). Wektory \hat{r} , \hat{r}' i \hat{n} są jednostkowymi wektorami reprezentującymi odpowiednio kierunek promienia padającego, kierunek promienia załamane oraz kierunek normalnej do powierzchni w miejscu przecięcia promienia padającego z krzywą stożkową.

Można jednak w przypadku punktowego źródła wyprowadzić wyrażenie na F_x podobne do wyrażenia (6.9), ale wszędzie tam, gdzie stoi n_r^2 pojawia się dodatkowy czynnik mnożący Ω zdefiniowany jako:

$$\Omega = \frac{(x+s)^2 + y^2}{[x+s+p+x(e^2-1)]^2}, \quad (6.12)$$

gdzie x jest miejscem przecięcia padającego promienia z krzywą dane wzorem (6.5). Wtedy warunek na mimośród, który daje najmniejsze aberracje przyjmuje postać:

$$\Omega n_r^2 e_b^2 - 1 = 0. \quad (6.13)$$

W ogólności równanie (6.13) jest uwikłane, gdyż Ω zależy od e , a także od y . Wydaje się, że nie można znaleźć algebraicznego rozwiązania równania (6.13). W przybliżeniu promieni przyosiowych możemy zaniedbać wyrazy z y^2 , które są małe w porównaniu z s^2 i wtedy czynnik Ω możemy być przybliżony wyrażeniem:

$$\Omega(y \rightarrow 0) = \frac{s^2}{(s+p)^2}. \quad (6.14)$$

W takim przypadku wyrażenie na mimośród dający najmniejsze aberracje przyjmuje postać:

$$e_b = \frac{n}{n'} \frac{s+p}{s}, \quad (6.15)$$

zaś wzór na punkt przecięcia się promieni z osią X modyfikuje się do postaci:

$$F_b = \frac{p}{1-e_b} = \frac{p}{1 - \frac{n}{n'} - \frac{n}{n'} \frac{p}{s}}. \quad (6.16)$$

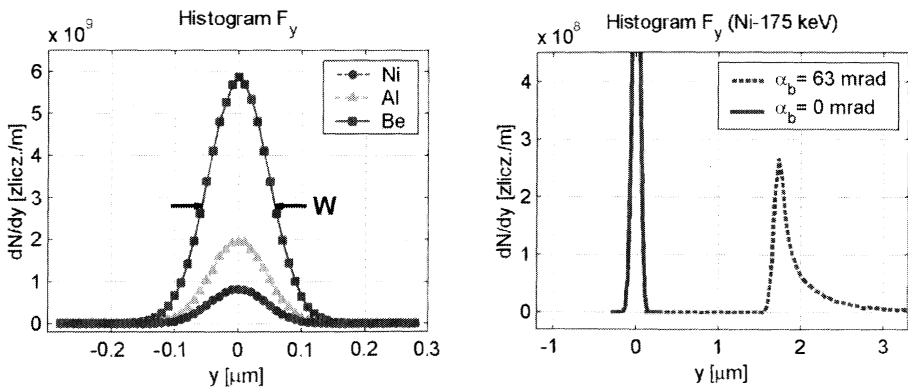
Przedstawione wyżej wzory są użyteczne, jeżeli chcemy dla danych parametrów przewidzieć najmniej aberracyjny kształt soczewki oraz obliczyć właściwą wartość położenia obrazu.

Wyniki tych algebraicznych obliczeń pozwoliły na sprawdzenie dokładności numerycznych procedur Monte-Carlo użytych w symulacji tworzenia się obrazu dla układu wielu soczewek. Taki program napisano w celu analizy ogniskowania za pomocą soczewki przeznaczonej do ogniskowania promieniowania o energii 175 keV. Ponieważ konstruowana soczewka miała ogniskować tylko w jednym kierunku, program symuluje bieg promieni w ramach optyki geometrycznej w jednej płaszczyźnie. Zaletą programu jest to, że soczewki są opisane ogólnymi krzywymi stożkowymi, a każda soczewka jest definiowana oddzielnie i jej położenie, mimośród, promień krzywizny kąt nachylenia mogą być dobiegane niezależnie dla każdego elementu.

Program ma konstrukcję wektorową (został napisany w Matlabie) i jest stosunkowo wydajny¹⁶³. Program losowo emituje paczki promieni i propaguje je przez układ soczewek. Dalej oblicza przecięcie promienia z ekranem ustawio-

¹⁶³ Program oblicza propagację paczki 30000 fotonów przez układ 300 soczewek w czasie 9 s na komputerze klasy PC.

nym w określonej odległości od soczewki. Histogram y -owej współrzędnej punktu przecięcia (F_y) jest symulowanym pionowym rozkładem natężenia na ekranie. Absorpcja promieniowania jest uwzględniona przez losowe usuwanie z wiązki pojedynczych fotonów. Losowanie przeprowadzane jest z rozkładem prawdopodobieństwa (wyznaczonym na podstawie tablicowych danych na przekrój czynny) obliczanym dla danej długości trajektorii w pojedynczej soczewce. Na rysunku 6.7a przedstawiono symulowane rozkłady natężenia dla trzech soczewek złożonych (dyskutowanych w głównym tekście pracy) w przypadku, gdy soczewki te nie zawierały żadnych błędów kształtu i ułożenia. Parametr W , wyznaczony przez obliczenie odchylenia standardowego symulowanego rozkładu natężenia i pomnożony przez czynnik 2.35, był miarą szerokości obrazu. W idealnym przypadku, kiedy obraz źródła ma kształt funkcji Gaussa, parametr W jest równy szerokości połówkowej tej funkcji. Profil obrazu na ekranie zmienia się, gdy w soczewkach występują błędy. Jak widać na rysunku 6.7b, gdy soczewki są wykrzywione tak, jak to jest przedstawione we wstawce na rysunku 3.14, obraz źródła przesuwa się w pionie i staje się asymetryczny. Systematyczne wyniki obliczeń dla takich błędów w soczewce złożonej przedstawione są na rysunku 3.14.



a)

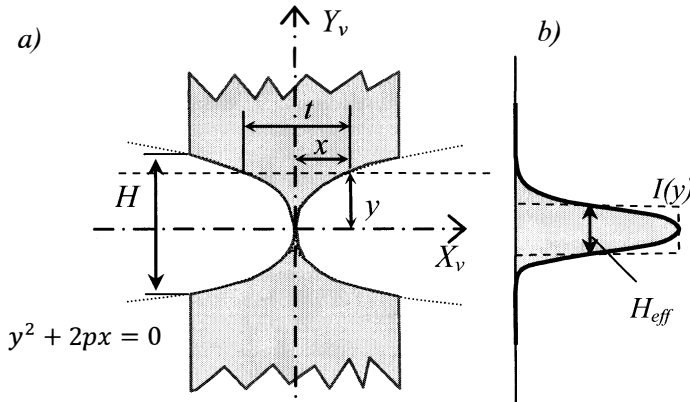
b)

Rysunek 6.7. Symulowany rozkład natężenia na ekranie. Część a) przedstawia pionowy rozkład natężenia dla trzech soczewek złożonych w sposób idealny w geometrii opisanej w tekście pracy. Jest to rozkład natężenia obliczony, kiedy natężenie wiązki pierwotnej wynosiło 10^6 fot./m. Szerokość W jest miarą szerokości obrazu. Część b) przedstawia symulowane rozkłady natężenia dla soczewki wykonanej z Ni ogniskującej promieniowanie o energii 175 keV w jej idealnym stanie ($\alpha_b=0$ mrad, linia ciągła) oraz kiedy pojedyncze elementy tej soczewki posiadają systematyczny błąd wykrzywienia o kąt $\alpha_b=63$ mrad (linia przerywana) [na podstawie Andrejczuk i inni, 2010].

Pomimo że program propaguje promień w przestrzeni 2D za pomocą dodatkowych losowań w przestrzeni 3D i projekcji do przestrzeni 2D przeprowadzono dodatkową symulację rozprożeń elastycznych i komptonowskich w materiale soczewki (patrz tabela 3.1), które są źródłem tła wokół zogniskowanej wiązki. Jak się okazało, poziom tego tła jest na poziomie kilkunastu fot./m co w stosunku do natężenia ogniskowanej wiązki 10^9 fot./m jest całkowicie do zaniebdania. Program został rozszerzony o symulacje propagacji promieniowania w soczewce wieloprismowej opisanej w podrozdziale 3.2.

6.4 Transmisja przez soczewkę paraboliczną

Rozważmy obustronnie wklęsłą soczewkę paraboliczną, dla której grubość pomiędzy wierzchołkami wynosi 0 ($d=0$). Grubość materiału t , jaki ma do pokonania promień biegnący w odległości y od osi optycznej wynosi $2x$, gdzie x i y są związane równaniem paraboli (rysunek 6.8). Zatem $t = y^2/p$.



Rysunek 6.8. Część a) przedstawia parametry soczewki obustronnie wklęsłej. Wierzchołki parabol się stykają. Zagłębienia mają ten sam profil paraboliczny. Promień biegnący w odległości y od osi optycznej zaznaczony jest linią przerywaną. Część b) przedstawia profil transmisji przez N soczewek. Efektywna apertura H_{eff} jest szerokością wiązki, dla której całka z wiązki pierwotnej równa się całce z krzywej transmisji.

Załóżmy, że mamy N takich soczewek ustawionych jedna za drugą. Wewnątrz soczewki złożonej promień się zakrzywia, ale zakrzywienie jest tak małe, że dla celów oszacowania absorpcji możemy przyjąć, że promień biegnie w odległości y na całej długości soczewki złożonej. Zatem grubość materiału, przez który przelatuje promień, wzrośnie N razy. Jeżeli na soczewkę pada wiązka o stałym natężeniu I_0 to natężenie po przejściu N soczewek będzie funkcją y i będzie wynosiło:

$$I(y) = I_0 e^{-\mu N t} = I_0 e^{-\frac{\mu N y^2}{p}}. \quad (6.17)$$

Jak widać, profil natężenia jest gaussowski. Aby otrzymać całkowite natężenie propagujące się przez soczewkę należy scałkować $I(y)$ po dy od $-H/2$ do $H/2$. Zazwyczaj jednak jest tak, że H jest na tyle duże, że wartość funkcji wykładniczej jest bliska zero dla argumentu $-\mu N H^2/4p$. Zatem, bez utraty ogólności możemy scałkować funkcję (6.17) od $-\infty$ do $+\infty$. Całka z funkcji $\exp(-ax^2)$ od $-\infty$ do $+\infty$ wynosi $(\pi/a)^{1/2}$, dlatego też w naszym przypadku otrzymamy:

$$I_c = I_0 \sqrt{\frac{\pi p}{\mu N}}. \quad (6.18)$$

Wprowadza się pojęcie efektywnej apertury H_{eff} zdefiniowanej w ten sposób, że całkowite natężenie I_c propagujące się przez soczewkę złożoną jest równe natężeniu wiązki pierwotnej przechodzącej przez aperturę efektywną (Rysunek 6.8b, linia przerywana). Otrzymujemy zatem efektywną aperturę równą¹⁶⁴:

$$H_{eff} = \sqrt{\frac{\pi p}{\mu N}}. \quad (6.19)$$

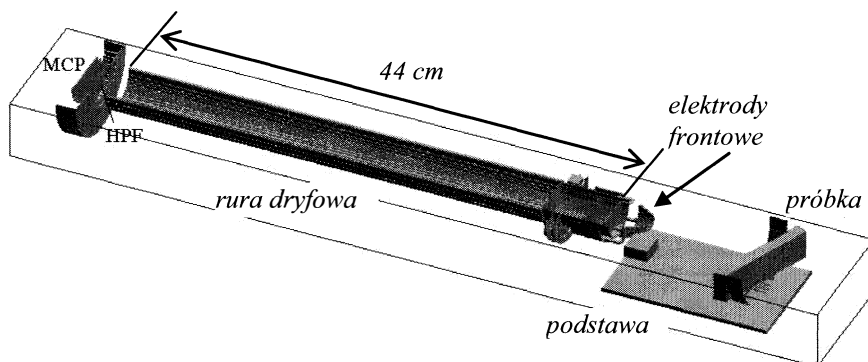
Liczbowo H_{eff} odpowiada mniej więcej szerokości połówkowej (FWHM) gaussowskiej funkcji transmisji. Jeżeli grubość materiału pomiędzy wierzchołkami parabol będzie wynosiła d , pojawi się dodatkowa absorpcja o czynnik niezależny od y równy $\exp(-\mu N d)$. Całkowite natężenie transmitowane przez soczewkę odpowiednio wtedy zmaleje, jednak kształt krzywej transmisyjnej, a w szczególności jej szerokość, nie ulegnie zmianie.

6.5 Spektrometr czasu przelotu (TOF)

Jak wspomniano wcześniej (podrozdział 4.1), gdy potencjał elektrod frontowych i rury dryfowej jest taki sam jak próbki, czas przelotu do detektora zależy tylko od prędkości początkowej jonu. Jeżeli jednak na rurę dryfową przyłoży się ujemny potencjał, czas ten się skraca. Jest to spowodowane tym, że jon jest przyspieszany w polu elektrycznym pomiędzy rurą a elektrodą frontową i biegnie przez rurę z większą prędkością. Przyspieszenie zależy od ładunku jonu. Z kolei prędkość, jaką uzyskuje jon w wyniku przyspieszania jest odwrot-

¹⁶⁴ W przypadku soczewki ogniskującej w dwóch kierunkach otrzymuje zbliżone wyrażenie na średnicę efektywną $D_{eff} = \sqrt{4p/\mu N}$.

nie proporcjonalna do masy jonu. Jeżeli początkowa prędkość jonu jest mała, podanie niskiego potencjału na rurę dryfową powoduje, że jony o różnych masach i różnych ładunkach docierają do detektora w różnych czasach i są widoczne na oscyloskopie jako oddzielne piki. Jeżeli jednak jony charakteryzują się dużymi energiami i szerokim widmem, wpływ potencjału rury dryfowej na czas przelotu staje się mniejszy.



Rysunek 6.9. Schemat spektrometru TOF. Rysunek przedstawia model spektrometru (przecięty poziomą płaszczyzną przechodzącą przez oś spektrometru) jaki został wprowadzony do programu SIMION¹⁶⁵. W tym modelu oprócz spektrometru widać również próbkę oraz inne elementy modelujące przestrzeń wokół próbki [Fudalej i Werpachowski, 2002].

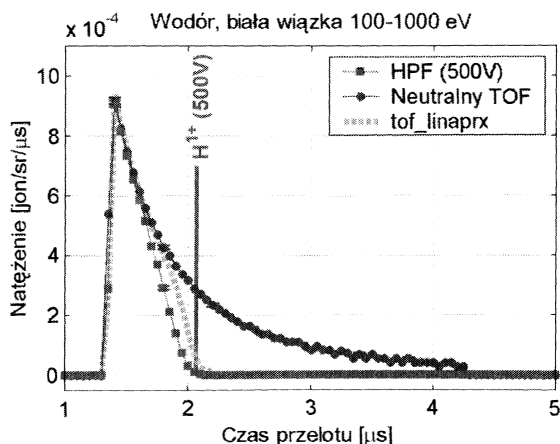
Spektrometr TOF był zaprojektowany i wykorzystany w eksperymentach z wykorzystaniem TTF-FEL, o których wspominaliśmy wcześniej. Rysunek 6.9 przedstawia model spektrometru TOF stworzony w programie SIMION, naśladujący geometrię eksperymentu opisywanego w głównej części pracy. Za pomocą programu, metodą symulacji strumienia wielu jonów emitowanych z próbki, można było zbadać w jaki sposób parametry spektrometru wpływają na rejestrowane widma jonów.

Obliczenia dla konfiguracji eksperymentu opisanego w podrozdziale 4.1 pokazały, że w związku z dużą odległością elektrod frontowych od próbki, nachyleniu płaszczyzny próbki do osi spektrometru oraz bliskości manipulatora próbki, podanie niskiego potencjału na rurę dryfową powodowało pojawienie się pól elektrycznych pomiędzy próbką i frontowymi elektrodami spektrometru, które istotnie modyfikowały trajektorie jonów i widmo czasu przelotu robiło się skomplikowane. Przy zbyt niskim potencjale (-4000 V) wydajność spektrometru dla jonów o energii rzędu 500 eV gwałtownie spadała. Z tego powodu w opisy-

¹⁶⁵ Program SIMION jest komercyjnym programem przeznaczonym do symulacji trajektorii jonów i elektronów w przestrzeni pól elektrycznych i magnetycznych. Przy użyciu tego programu wykalibrowano spektrometr przy różnych konfiguracjach napięć na elektrodach.

wanym eksperymencie potencjały elektrod frontowych i rury dryfowej były utrzymywane na potencjale Ziemi.

Do selekcji jonów użyto filtra górnoprzepustowego umieszczonego pomiędzy końcem rury dryfowej i detektorem MCP. Filtr składał się z trzech siatek ustawionych jedna za drugą w odległości 3 mm, na które można było podać niezależnie trzy potencjały. Działanie filtra polega na tym, że jeżeli na środkową siatkę poda się wysoki potencjał, to między skrajnymi siatkami tworzy się wąski grzbiet potencjału. Jony, których energia kinetyczna jest mniejsza od napięcia na środkowej siatce pomnożonego przez ładunek jonu, odbijają się od grzbietu potencjału i nie zostaną zarejestrowane przez detektor. Jednak, jak pokazały wcześniejsze doświadczenia, ze względu na duże oczka siatki, grzbiet potencjału był nierówny i ucięcie energetyczne nie było ostre [Kijak, 2002]. Z tego powodu w tym doświadczeniu podano wysokie napięcie na pierwsze dwie siatki, aby grzbiet wysokiego potencjału był lepiej określony. Niestety, w tej konfiguracji z kolei wysoki potencjał wnikał częściowo w rurę dryfową tworząc niejednorodność pola, która również rozmywała krawędź ucięcia w widmach czasowych. Sytuacja ta jest przedstawiona na rysunku 6.10.

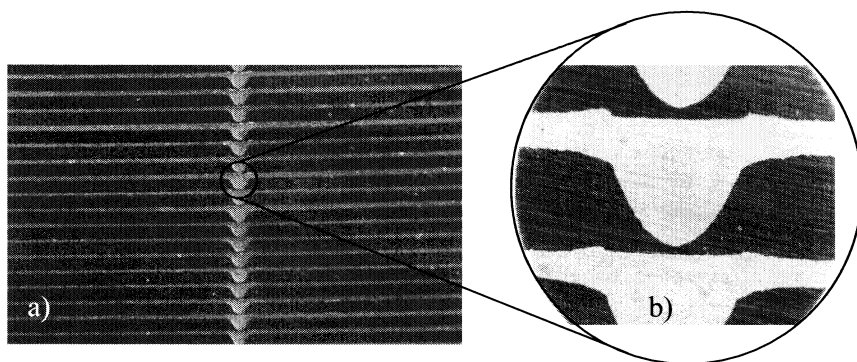


Rysunek 6.10. Symulacje (SIMION) widma czasu przelotu dla spektrometru przedstawionego na rysunku 6.9. Z powierzchni próbki emitowane były protony z całkowitym prawdopodobieństwem 1 jon/0.5sr i rozkładem natężenia $\cos^2(\theta)$ gdzie θ jest kątem pomiędzy kierunkiem emisji jonów a normalną do próbki. Widmo energetyczne protonów było krzywą schodkową w zakresie 100-1000 eV. Wypełnione koła przedstawiają widmo czasu przelotu, kiedy potencjały na siatkach były zerowe. Wypełnione kwadraty przedstawiają widmo dla napięcia 500 V na dwóch pierwszych siatkach. Linia przerywana (tof_linapr) przedstawia liniowe przybliżenie obliczające czas przelotu dla jonów lecących po osi spektrometru. Pionowa fioletowa linia jest wskaźnikiem użytym do określenia krawędzi ucięcia.

Na rysunku wypełnionymi kołami przedstawiono wyniki symulacji widma czasu przelotu dla protonów, których widmo energetyczne opisane było krzywą schodkową w zakresie 100-1000 eV, emitowanych w połowę pełnego kąta bryłowego z przestrzennym rozkładem opisanym funkcją $\cos^2(\theta)$, gdzie θ jest kątem pomiędzy kierunkiem emisji jonu a normalną do próbki. Czas przelotu 1.4 μs odpowiada energii 1 keV, zaś czas przelotu 4.2 μs odpowiada energii jonów 100 eV¹⁶⁶. Kwadratami narysowano widmo czasowe przy napięciu 500 V na dwóch pierwszych siatkach filtru. Widać, że jony o niskich energiach zostały zatrzymane. Ucięcie nie jest ostre, bo dla energii zbliżonych do energii ucięcia występuje zmniejszenia natężenia związane z rozpraszaniem jonów na niejednorodności pola. Linia przerywaną narysowano przybliżone widma czasu przelotu obliczone przy założeniu liniowych spadków potencjału dla jonów lecących wzdłuż osi spektrometru. Pionowa linia jest znacznikiem wskazującym położenie krawędzi ucięcia (przy określonej wartości napięć na siatkach) na skali czasu. Właśnie takie wskaźniki były użyte w celu określenia ładunku i masy jonów obserwowanych w widmach czasowych rejestrowanych w opisywanym eksperymencie.

6.6 Badanie kształtu soczewek niklowych

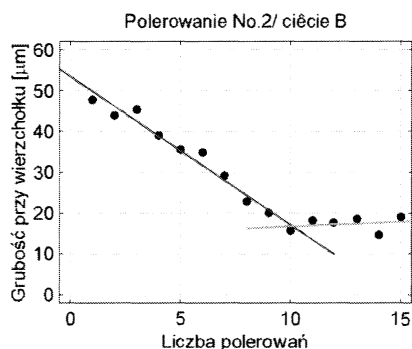
W celu zbadania kształtu testowe soczewki zostały ułożone jedna nad drugą i sklezione żywicą, a następnie przecięte piłą drutową prostopadłe do kierunku parabolicznych rowków. Przeciętą powierzchnię szlifowano polerskim



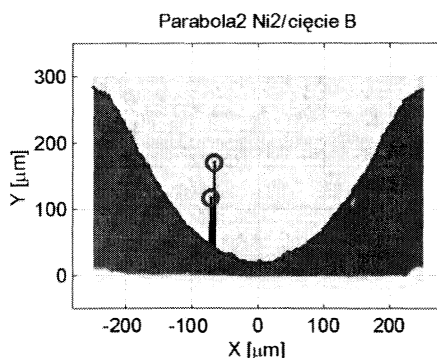
Rysunek 6.11. Zdjęcie stosu sklejonnych soczewek a) oraz zdjęcie pojedynczej paraboli wykonane przy wykorzystaniu mikroskopu b). Zdjęcie b) przedstawia powierzchnię przecięcia w pośredniej fazie szlifowania i widać jeszcze na powierzchni rysy związane z cięciem soczewek (fot. A. Andrejczuk).

¹⁶⁶ W tym przypadku natężenie jonów rejestrowane w funkcji czasu jest odwrotnie proporcjonalne do t^3 . Wynika to z faktu, że $t \sim E_k^{-1/2}$, co powoduje, że $dt \sim -E_k^{-3/2} dE_k$. Jeżeli $dN/dE_k = \text{const}$, wtedy $dN/dt = \text{const}/t^3$.

papierem o bardzo drobnym ziarnie (rysunek 6.11a). Każdy paraboliczny element soczewki fotografowano przy wykorzystaniu mikroskopu (rysunek 6.11b). Aby uniknąć systematycznych błędów w pomiarze profilu soczewek związanych z deformacją powierzchni na skutek cięcia, soczewki szlifowano do momentu, kiedy ich kształt przestał się zmieniać, tak jak to jest przedstawione na rysunku 6.12. Cyfrowe zdjęcia poszczególnych soczewek zostały wykalibrowane w mikrometrach i wyjustowane tak, że płaska część miała Y-ową współrzędną równą 0 zaś jasność została przeliczona na tablice natężeń, jak to jest przedstawione na rysunku 6.13. Krawędź soczewki (ciągła linia) została wyznaczona metodą interpolacji w połowie gwałtownej zmiany natężenia pomiędzy żywicą (obszar jasny) a metalem (obszar ciemny). Przypadkowe błędy, związane z występowaniem pojedynczych pikseli o niskim natężeniu w obszarze żywicy (otwarte koła), były usuwane ręcznie.



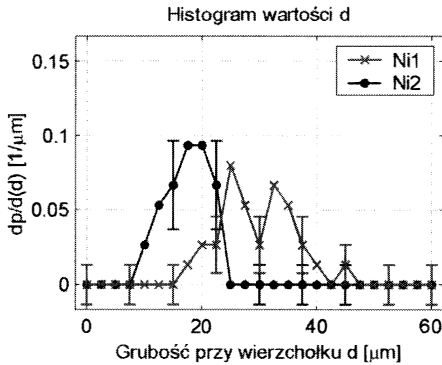
Rysunek 6.12 Grubość soczewki przy wierzchołku paraboli w funkcji liczby procesów szlifowania papierem o najmniejszej gradacji (wypełnione koła). Dwie ciągłe linie reprezentują liniowe dopasowanie do pierwszych dziewięciu oraz czterech ostatnich punktów.



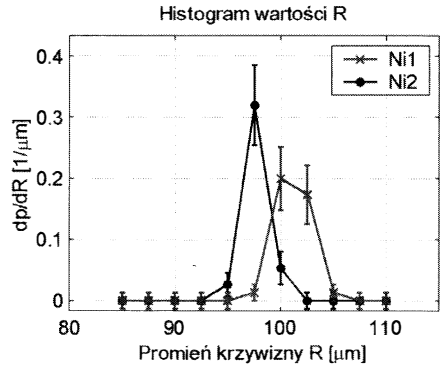
Rysunek 6.13 Mapa natężeń z przykładowego zdjęcia soczewki przedstawionego na rysunku 6.11b. Obszar ciemny oznacza metal i wysokie natężenie zaś obszar jasny reprezentuje żywicę i niskie natężenie. Ciągła linia przebiega w połowie różnicy natężeń pomiędzy metalem a żywicą. Przypadkowe błędy wysokich natężeń zarejestrowane w obszarze żywicy zaznaczone są otwartymi kołami.

Do tak wyznaczonych danych dopasowano parbole, gdzie zmiennymi parametrami były pionowe i poziome położenie wierzchołka, promień krzywizny przy wierzchołku oraz kąt nachylenia paraboli. Na rysunku 6.14 przedstawiono histogramy współrzędnej y wierzchołka parabol (a tym samym grubości soczewki przy wierzchołku) dla dwóch zestawów soczewek (Ni1 i Ni2) zaś na rysunku 6.15 przedstawione są histogramy promienia krzywizny. Grubość soczewek została również zmierzona metodą transmisji promieniowania rentgeno-

wskiego o energii 20 keV na stacji BL19B2. Otrzymano zbliżone wyniki do wyników prezentowanych poniżej.



Rysunek 6.14 Rozkład prawdopodobieństwa wystąpienia określonej grubości soczewki przy wierzchołku paraboli.



Rysunek 6.15 Rozkład prawdopodobieństwa wystąpienia określonego promienia krzywizny przy wierzchołku paraboli.

Jak widać, grubość pojedynczych soczewek w soczewce złożonej Ni2 jest wyraźnie mniejsza niż w soczewce Ni1. Pomimo to, na początku otrzymano takie samo całkowite natężenie transmitowane przez złożoną soczewkę. Okazało się, że przyczyna leżała w zbyt silnym skrzywieniu soczewki Ni2. Ze względu na to, że średnice prętów montażowych były różne, mocne skrzywienie soczewki spowodowało lekkie jej wygięcie. Ten fakt został potwierdzony doświadczalnie. Odkręcenie nakrętek ściskających soczewkę w soczewce Ni2 spowodowało wzrost transmisji o 20 %. Można podejrzewać, że dystorsje wprowadzone do soczewki na skutek zbyt silnego skrzywienia nie zniknęły całkowicie po zredukowaniu sił ściskających, gdyż zaobserwowany wzrost natężenia nie wytłumaczył całkowicie niskiej transmisji soczewki Ni2.

7. LITERATURA

- Ahuja B. L., Sharma B. K., Mathur S., Heda N. L., Itou M., Andrejczuk A., Sakurai Y., Chakrabarti A., Banik S., Awasthi A. M. i Barman S. R., (2007), *Magnetic Compton scattering study of $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ ferromagnetic shape-memory alloys*, Phys. Rev. B: Condens. Matter 75, 134403(9).
- Aksenov V. L., Kovalchuk M. V., Kuzmin A. Y., Purans Y. i Tyutyunnikov S. I., (2006), *Development of methods of EXAFS spectroscopy on synchrotron radiation: Review*, Crystallography Reports 51, 908-935.
- Al-Marzoug S. M. i Hodgson R. J. W., (2006), *Optimization of platinum-carbon multilayer mirrors for hard X-ray optics*, Opt. Commun. 268, 84-89.
- Alcock A. G., Ludbrook G. D. i Sawhney K. S., (2010), *Characterizing Synchrotron Optics at Diamond Light Source*, Synchrotron Radiation News 23, 25-30.
- Andreasson J., (2008), prywatne informacje.
- Andreasson J., Iwan B., Andrejczuk A., Abreu E., Bergh M., Caleman C., Nelson A. J., Bajt S., Chalupsky J., Chapman H. N., Fäustlin R. R., Hajkova V., Heimann P. A., Hjörvarsson B., Juha L., Klinger D., Krzywiński J., Nagler B., Pálsson G. K., Singer W., Seibert M. M., Sobierajski R., Toleikis S., Tschentscher T., Vinko S. M., Lee R. W., Hajdu J. i Timneanu N., (2011), *Saturated ablation in metal hydrides and acceleration of protons and deuterons to keV energies with a soft x-ray laser*, praca przyjęta do druku w Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids.
- Andrejczuk A., (1997), *Badanie profili komptonowskich metali przejściowych i ich stopów*, rozprawa doktorska.
- Andrejczuk A., Hahn U., Jurek M., Krzywiński J., Pelka J., Reniewicz H., Schneidmiller E. A., Sobala W., Sobierajski R. i Yurkov M. V., (2001), *Investigations of damage thresholds of optical components at the VUV TESLA FEL Phase I*, HASYLAB Annual Report 2001, Pt. I, p. 117; http://hasyweb.desy.de/science/annual_reports/2001_report/index.html.
- Andrejczuk A., Sakurai Y. i Itou M., (2006), *A Compound Refractive Lens for 175-keV for Magnetic Compton Profile Measurements at SPring-8*, IPAP Conf. Series 7, 162-164.
- Andrejczuk A., Sakurai Y. i Itou M., (2007), *A Compound Refractive Lens for 175 keV X-rays*, AIP Conf. Proc. 879, 994-997.
- Andrejczuk A., Krzywiński J., Sakurai Y. i Itou M., (2010), *The role of single element errors in Planar Parabolic Compound Refractive Lenses*, J. Synchrotron Rad. 17, 616-623.
- APS, (2010), <http://www.aps.anl.gov>
- Aristov V. V., Grigoriev M. V., Kuznetsov S. M., Shabelnikov L. G., Yunkin V. A., Hoffmann M. i Voges E., (2000), *X-ray focusing by planar parabolic refractive lenses made of silicon*, Opt. Commun. 177, 33-38.
- Aristov V. V., Grigoriev M. V., Kuznetsov S. M., Shabelnikov L. G., Yunkin V. A., Weitkamp T., Rau C., Snigireva I., Snigirev A. A., Hoffmann M. i Voges E., (2000a), *X-ray refractive planar lens with minimized absorption*, Appl. Phys. Lett. 77, 4058-4060.

- Aristov V. V. i Shabelnikov L. G., (2008), *Recent advances in X-ray refractive optics*, Physics-Uspekhi 51, 57-77.
- Arms D. A., Dufresne E. M., Clarke R., Dierker S. B., Pereira N. R. i Foster D., (2002), *Refractive optics using lithium metal*, Rev. Sci. Instrum. 73, 1492.
- Artemiev A. N., Snigirev A. A., Kohn V., Snigireva I., Artemiev N., Grigoriev M. V., Peredkov S., Glikin L., Levtonov M., Kvardakov V., Zabelin A. i Maeviskiy A., (2005), *Planar parabolic X-ray refractive lens made of glassy carbon*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 543, 322-325.
- Atanasov P. A., Nedialkov N. N., Imamova S. E., Ruf A., Hügel H., Dausinger F. i Berger P., (2002), *Laser ablation of Ni by ultrashort pulses; molecular dynamic simulation*, Appl. Surf. Sci. 186, 369-373.
- Attwood D., (2007), *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, Cambridge University Press.
- Authier A., (2003), *Dynamical theory of X-ray diffraction*, IUCr monographs on crystallography, no. 11, Oxford University Press, 2nd edition.
- Bansil A., Kaprzyk S., Andrejczuk A., Dobrzyński L., Kwiatkowska J., Maniawski F. i Żukowski E., (1998), *Compton study of Ni₇₅Cu₂₅ and Ni₇₅Co₂₅ disordered alloys: theory and experiment*, Phys. Rev. B 57, 314-323.
- Baraldi A., Comelli G., Lizzit S., Kiskinova M. i Paolucci G., (2003), *Real-time X-ray photoelectron spectroscopy of surface reactions*, Surface Science Reports 49, 169-224.
- Barbiellini B., Koizumi A., Mijnders P. E., Al-Sawai W., Lin H., Nagao T., Hirota K., Itou M., Sakurai Y. i Bansil A., (2009), *Role of Oxygen Electrons in the Metal-Insulator Transition in the Magnetoresistive Oxide La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn₂O₇ Probed by Compton Scattering*, Phys. Rev. Lett. 102, 206402(4).
- Barletta W. A., Bisognano J., Corlett J. N., Emma P., Huang Z., Kim K., Lindberg R., Murphy J. B., Neil G. R., Nguyen D. C., Pellegrini C., Rimmer R. A., Sannibale F., Stupakov G., Walker R. i Zholents A. A., (2010), *Free electron lasers: Present status and future challenges*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 618, 69-96.
- Baron A. Q. R., Kohmura Y., Ohishi Y. i Ishikawa T., (1999), *A refractive collimator for synchrotron radiation*, Appl. Phys. Lett. 74, 1492-1494.
- Baron A. Q. R., Kohmura Y., Krishnamurthy V. V., Shvyd'ko Yu. V. i Ishikawa T., (1999a), *Beryllium and aluminium refractive collimators for synchrotron radiation*, J. Synchrotron Rad. 6, 953-956.
- Barrett R., Härtwig J., Morawe C., Rommeveaux A. i Snigirev A., (2010), *X-ray Optics at the ESRF*, Synchrotron Radiation News 23, 36-42.
- Baudach S., Bonse J., Krüger J. i Kautek W., (2000), *Ultrashort pulse laser ablation of polycarbonate and polymethylmethacrylate*, Appl. Surf. Sci. 154-155, 555-560.
- Bauer D., (2004), *Small rare gas clusters in XUV laser pulses*, Applied Physics B: Lasers and Optics 78, 801-806.
- Bednarek W., (2002), *Astronomia promieniowania gamma źródłem informacji o procesach wysokoenergetycznych we Wszechświecie*, Postępy Fizyki 53D, 85-91.
- Bell F. i Schneider J. R., (2001), *Three-dimensional electron momentum densities of solids*, J. Phys.: Condens. Matter 13, 7905-7922.
- Bellan P. M., (2006), *Fundamentals of Plasma Physics*, Cambridge University Press.

- Beno M. A., Kurtz C., Munkholm A., Rutt U., Engbretson M., Jennings G., Linton J., Knappa G. S. i Montano P. A., (2001), *Elliptical multipole wiggler beamlines at the Advanced Photon Source*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 467-468, 694-698.
- Berger R. L., Constantin C., Divol L., Meezan N., Froula D. H., Glenzer S. H., Suter L. J. i Niemann C., (2006), *Laser light backscatter from intermediate and high Z plasmas*, Physics of Plasmas 13, 092702(15).
- Bergmann U. i Glatzel P., (2009), *X-ray emission spectroscopy*, Photosynth Res 102, 255-266.
- Biggs J., Mendelsohn L. B. i Mann J. B., (1975), *Hartree-Fock Compton Profiles for the Elements*, Atomic Data and Nuclear Data Tables 16, 201-309.
- Bilderback D. H., Freund A. K., Knapp G. S. i Mills D. M., (2000), *The historical development of cryogenically cooled monochromators for third-generation synchrotron radiation sources*, J. Synchrotron Rad. 7, 53-60.
- Bilderback D. H., (2005), *Review of third and next generation synchrotron light sources*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38, S773.
- Bilderback D. H., Kazimirov A., Gillilan R., Cornaby S., Woll A., Zha C. i Huang R., (2007), *Optimizing Monocapillary Optics for Synchrotron X-ray Diffraction, Fluorescence Imaging, and Spectroscopy Applications*, AIP Conf. Proc. CP879, 758-763.
- Bilderback D. H., Brock J. D., Dale D. S., Finkelstein K. D., Pfeifer M. A. i Gruner S. M., (2010), *Energy recovery linac (ERL) coherent hard x-ray sources*, New Journal of Physics 12, 035011(27).
- Bittencourt J. A., (2004), *Fundamentals of Plasma Physics*, Springer-Verlag New York, Inc.
- Bland J. A. C. i Heinrich B., (2005), *Ultrathin Magnetic Structures*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Blewett J. P., (1946), *Radiation Losses in the Induction Electron Accelerator*, Phys. Rev. 69, 87.
- Boehly T. R., Brown D. L., Craxton R. S., Keck R. L., Knauer J. P., Kelly J. H., Kessler T. J., Kumpan S. A., Loucks S. J., Letzring S. A., Marshall F. J., McCrory R. L., Morse S. F. B., Seka W., Soures J. M. i Verdon C. P., (1997), *Initial performance results of the OMEGA laser system*, Opt. Commun. 133, 495-506.
- Bordovitsyn V. A., (1999), *Synchrotron Radiation Theory and Development*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- Bostedt C., Chapman H. N., Costello J. T., López-Urrutia J. R. C., Düsterer S., Eppe S. W., Feldhaus J., Föhlisch A., Meyer M., Möller T., Moshhammer R., Richter M., Sokolowski-Tinten K., Sorokin A., Tiedtke K., Ullrich J. i Wurth W., (2009), *Experiments at FLASH*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 601, 108-122.
- Boutet S. i Williams G. J., (2010), *The Coherent X-ray Imaging (CXI) instrument at the Linac Coherent Light Source (LCLS)*, New Journal of Physics 12, 035024(25).
- Boyd T. J. i Sanderson J. J., (2003), *The Physics of Plasmas*, Cambridge University Press.
- Böhringer H. i Werner N., (2010), *X-ray spectroscopy of galaxy clusters: studying astrophysical processes in the largest celestial laboratories*, Astronomy and Astrophysics Review 18, 127-196.
- Brancewicz M., Reniewicz H., Andrejczuk A., Dobrzyński L., Żukowski E. i Kaprzyk S., (2006), *Electron momentum density of hexagonal magnesium studied by Compton scattering*, Solid State Phenomena 112, 123-132.

- Brancewicz M., Andrejczuk A., Dobrzyński L., Reniewicz H. i Żukowski E., (2007), *A need for high-resolution Compton scattering study of hcp metals with the use of synchrotron radiation*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. B 255, 395-398.
- Brancewicz M., Andrejczuk A., Sakurai Y., Itou M., Dobrzyński L., Żukowski E. i Kaprzyk S., (2009), *Electron momentum density of hexagonal magnesium studied by Compton scattering*, Radiat. Phys. Chem. 78, S137-S139.
- Brenzinger K. H., Herberg C., Limburg B., Backe H., Dambach S., Euteneuer H., Hagenbuck F., Hartmann H., Johann K., Kaiser K. H., Kettig O., Knies G., Kube G., Lauth W., Schöpe H. i Walcher T., (1997), *Investigation of the production mechanism of parametric X-ray radiation*, Z. Phys. A: Hadron Nucl. 358, 107-114.
- Bronsztejn I. N., Siemiendiajew K. A., Musiol G. i Mühling H., (2004), *Nowoczesne Kompendium Matematyki*, Wydawnictwo Naukowe PWN .
- Burkel E., (2001), *Introduction to x-ray scattering*, J. Phys.: Condens. Matter 13, 7477-7498.
- Carlsten B. E., Colby E. R., Esarey E. H., Hogan M., Kärtner F. X., Graves W. S., Leemans W. P., Rao T., Rosenzweig J. B., Schroeder C. B., Sutter D. i White W. E., (2010), *New source technologies and their impact on future light sources*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 622, 657-668.
- Cavaliere A. L., Muller N., Uphues T., Yakovlev V. S., Baltuska A., Horvath B., Schmidt B., Blumel L., Holzwarth R., Hendel S., Drescher M., Kleineberg U., Echenique P. M., Kienberger R., Krausz F. i Heinzmann U., (2007), *Attosecond spectroscopy in condensed matter*, Nature 449, 1029-1032.
- Cederström B., Cahn R. N., Danielsson M., Lundqvist M. i Nygren D. R., (2000), *Focusing hard X-rays with old LPs*, Nature 404, 951-951.
- Cederström B., Lundqvist M. i Ribbing C., (2002), *Multi-prism x-ray lens*, Appl. Phys. Lett. 81, 1399-1401.
- Cederström B., Ribbing C. i Lundqvist M., (2005), *Generalized prism-array lenses for hard X-rays*, J. Synchrotron Rad. 12, 340-344.
- Chalupsky J., Juha L., Hajkova V., Cihelka J., Vysin L., Gautier J., Hajdu J., Hau-Riege S. P., Jurek M., Krzywinski J., London R. A., Papalazarou E., Pelka J. B., Rey G., Sebban S., Sobierajski R., Stojanovic N., Tiedtke K., Toleikis S., Tschentscher T., Valentin C., Wabnitz H. i Zeitoun P., (2009), *Non-thermal desorption/ablation of molecular solids induced by ultra-short soft x-ray pulses*, Opt. Express 17, 208-217.
- Chang S. S., Kim J. H., Kim G. B., Lee J. P. i Lee S. J., (2007), *X-ray energy filter using compound refractive lenses*, AIP Conf. Proc. 879, 1507-1511.
- Chapman H. N., Barty A., Bogan M. J., Boutet S., Frank M., Hau-Riege S. P., Marchesini S., Woods B. W., Bajt S., Benner H., London R. A., Plonjes E., Kuhlmann M., Treusch R., Dusterer S., Tschentscher T., Schneider J. R., Spiller E., Moller T., Bostedt C., Hoener M., Shapiro D. A., Hodgson K. O., Van d. S. D., Burmeister F., Bergh M., Caleman C., Hult G., Seibert M. M., Maia F., Lee R. W., Szoke A., Timneanu N. i Hajdu J., (2006), *Femtosecond diffractive imaging with a soft-X-ray free-electron laser*, Nature Physics 2, 839-843.
- Chapman H. N., Barty A., Marchesini S., Noy A., Hau-Riege S. P., Cui C., Howells M. R., Rosen R., He H., Spence J. C. H., Weierstall U., Beetz T., Jacobsen C. i Shapiro D., (2006a), *High-resolution ab initio three-dimensional x-ray diffraction microscopy*, J. Opt. Soc. Am. A 23, 1179-1200.
- Cheng Hai-Ping i Gillaspay J. D., (1997), *Nanoscale modification of silicon surfaces via Coulomb explosion*, Phys. Rev. B: Condens. Matter 55, 2628-2636.

- Chichkov B. N., Momma C., Nolte S., vonAlvensleben F. i Tunnermann A., (1996), *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*, Appl. Phys. A 63, 109-115.
- Chumakov A. i Ruffer R., (1998), *Nuclear inelastic scattering*, Hyperfine Interactions 113, 59-79.
- Cooper M. J., (1985), *Compton scattering and electron momentum determination*, Rep. Prog. Phys. 48, 415-481.
- Cooper M. J., Laundry D., Cardwell D. A., Timms D. N., Holt R. S. i Clark G., (1986), *Spin-dependent momentum distribution in iron studied with circularly polarized synchrotron radiation*, Phys. Rev. B: Condens. Matter B34, 5984-5987.
- Cooper M. J., Żukowski E., Collins S. P., Timms D. N., Itoh F. i Sakurai H., (1992), *Does magnetic Compton scattering only measure spin magnetization?*, J. Phys. :Condens. Matter 4, L399-L404.
- Cooper M. J., Mijnaerens P. E., Shiotani N., Sakai N. i Bansil A., (2004), *X-Ray Compton Scattering*, Oxford University Press.
- Cooper M. J., Shenton-Taylor C., Duffy J. A., Steer C. A. i Blaauw L. V., (2007), *A short history of magnetic Compton scattering*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 580, 1-7.
- Coplan M. A., Moore J. H. i Doering J. P., (1994), *(e, 2e) spectroscopy*, Reviews of Modern Physics 66, 985-1014.
- Cornell University, (2010), *Energy Recovery Linac*, <http://erl.chess.cornell.edu/>.
- Daido H., (2002), *Review of soft x-ray laser researches and developments*, Rep. Prog. Phys. 65, 1513-1576.
- Di Fabrizio E., Romanato F., Gentili M., Cabrini S, Kaulich B., Susini J. i Barrett R., (1999), *High-efficiency multilevel zone plates for keV X-rays*, Nature 401, 895.
- Dobrzyński L., (1993), *Recent advanced in Compton scattering*, Z. Naturfors. 48a, 266-266.
- Dobrzyński L. i Holas A., (1996), *Reconstruction of the electron momentum density distribution by Maximum Entropy Method*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 383, 589-600.
- Drenth J., (1999), *Principles of Protein X-Ray Crystallography*, Springer-Verlag New York, Inc.
- Dryzek J., (1997), *Wstęp do spektroskopii anihilacji pozytonów w ciele stałym*, Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego.
- Dudchik Y. I. i Kolchevsky N. N., (1999), *A microcapillary lens for X-rays*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 421, 361-364.
- Dudchik Y. I., Kolchevsky N. N., Komarov F. F., Kohmura Y., Awaji M., Suzuki Y. i Ishikawa T., (2000), *Glass capillary X-ray lens: Fabrication technique and ray tracing calculations*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 454, 512-519.
- Dudchik Y. I., Kolchevsky N. N., Komarov F. F., Piestrup M. A., Cremer J. T., Gary C. K. i Pantell R. H., (2003), *Short focal-length compound refractive lenses for x-rays*, Proc. SPIE 5194, 56-61.
- Dudchik Y. I., Kolchevsky N. N., Komarov F. F., Piestrup M. A., Cremer J. T., Gary C. K., Khounsary A. M. i Park H., (2004), *Microspot x-ray focusing using a short focal-length compound refractive lenses*, Rev. Sci. Instrum. 75, 4651.
- Dufresne E. M., Arms D. A., Clarke R., Pereira N. R., Dierker S. B. i Foster D., (2001), *Lithium metal for x-ray refractive optics*, Appl. Phys. Lett. 79, 4085.
- Duke P. J., (2000), *Synchrotron Radiation. Production and Properties*, Oxford University Press.

- Elleau P., (1998), *Two-Plane Focusing of 30 keV Undulator Radiation*, J. Synchrotron Rad. 5, 1-5.
- Elleau P., (1998a), *Optimization of compound refractive lenses for X-rays*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 412, 483-506.
- Emma P., Bane K., Cornacchia M., Huang Z., Schlarb H., Stupakov G. i Walz D., (2004), *Femtosecond and Subfemtosecond X-Ray Pulses from a Self-Amplified Spontaneous-Emission-Based Free-Electron Laser*, Phys. Rev. Lett. 92, 074801(4).
- Emma P., Akre R., Arthur J., Bionta R., Bostedt C., Bozek J., Brachmann A., Bucksbaum P., Coffee R., Decker F., Ding Y., Dowell D., Edstrom S., Fisher A., Frisch J., Gilevich S., Hastings J., Hays G., Hering P., Huang Z., Iverson R., Loos H., Messerschmidt M., Miahnahri A., Moeller S., Nuhn H., Pile G., Ratner D., Rzepiela J., Schultz D., Smith T., Stefan P., Tompkins H., Turner J., Welch J., White W., Wu J., Yocky G. i Galayda J., (2010), *First lasing and operation of an Angstrom-wavelength free-electron laser*, Nature Photonics DOI: 10.1038/NPHOTON.2010.176.
- Engel M., Stuhn B., Schneider J. J., Cornelius T. i Naumann M., (2009), *Small-angle X-ray scattering (SAXS) off parallel, cylindrical, well-defined nanopores: from random pore distribution to highly ordered samples*, Appl. Phys. A 97, 99-108.
- Esarey E., Ride S. K. i Sprangle P., (1993), *Nonlinear Thomson Scattering of Intense Laser-Pulses From Beams and Plasmas*, Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids 48, 3003-3021.
- ESRF, (2001), <http://www.esrf.eu/UsersAndScience/Publications/Highlights/2001>.
- ESRF, (2010), <http://www.esrf.eu>
- Evans-Lutterodt K., Ablett J. M., Stein A., Kao Chi-Chang, Tennant D. M., Klemens F., Taylor A., Jacobsen C., Gammel P. L., Huggins H., Ustin S., Bogart G. i Ocola L., (2003), *Single-element elliptical hard x-ray micro-optics*, Opt. Express 11, 919-926.
- Evans-Lutterodt K., Ablett J. M., Stein A., Tennant D. M., Klemens F. i Taylor A., (2004), *Energy dependent focusing properties of a kinoform Fresnel lens*, Proc. SPIE 5539, 73-79.
- Faigel G., Jurek Z., Oszlanyi G. i Tegze M., (2005), *Clusters in the XFEL beam*, J. Alloys Compd. 401, 86-91.
- Fajardo M., Zeitoun P. i Gauthier J. C., (2004), *Hydrodynamic simulation of XUV laser-produced plasmas*, Eur. Phys. J. D 29, 69-76.
- Feldhaus J., Arthur J. i Hastings J. B., (2005), *X-ray free-electron lasers*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38, S799-S819.
- Fennel T., Meiwes-Broer K. H., Tiggesbaumer J., Reinhard P. G., Dinh P. M. i Suraud E., (2010), *Laser-driven nonlinear cluster dynamics*, Rev. Mod. Phys. 82, 1793-1842.
- Fiedorowicz H., (2005), *Generation of soft X-rays and extreme ultraviolet (EUV) using a laser-irradiated gas puff target*, Laser and Particle Beams 23, 365-373.
- Fiedorowicz H., Bartnik A., Jarocki R., Kosteki J., Krzywinski J., Mikolajczyk J., Rakowski R., Szczurek A. i Szczurek M., (2005a), *Compact laser plasma EUV source based on a gas puff target for metrology applications*, J. Alloys Compd. 401, 99-103.
- Friedrich P., (2008), *Wolter Optics*, chapter in the book „The Universe in X-Rays”, ed. by Joachim E. Trümper and Günter Hasinger, Springer Berlin Heidelberg.
- FLASH, (2010), Oficjalna strona WWW, http://hasylab.desy.de/facilities/flash/index_eng.html
- Fuchs J., Cowan T. E., Audebert P., Ruhl H., Gremillet L., Kemp A., Allen M., Blazevic A., Gauthier J. C., Geissel M., Hegelich M., Karsch S., Parks P., Roth M., Sentoku Y.,

- Stephens R. i Campbell E. M., (2003), *Spatial uniformity of laser-accelerated ultrahigh-current MeV electron*, Phys. Rev. Lett. 91, 255002(4).
- Fuchs J., Antici P., D'Humieres E., Lefebvre E., Borghesi M., Brambrink E., Cecchetti C. A., Kaluza M., Malka V., Manclossi M., Meyroneinc S., Mora P., Schreiber J., Toncian T., Pepin H. i Audebert R., (2006), *Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase*, Nature Physics 2, 48-54.
- Fuchs M., Weingartner R., Popp A., Major Z., Becker S., Osterhoff J., Cortie I., Zeitler B., Horlein R., Tsakiris G. D., Schramm U., Rowlands-Rees T. P., Hooker S. M., Habs D., Krausz F., Karsch S. i Gruner F., (2009), *Laser-driven soft-X-ray undulator source*, Nature Physics 5, 826-829.
- Fudalej K. i Werpachowski R., (2002), *Kalibracja TOF przy użyciu programu SIMION*, Wewnętrzny raport grupy FELIS, DESY.
- Fukui H., Katsura T., Kuribayashi T., Matsuzaki T., Yoneda A., Ito E., Kudoh Y., Tsutsui S. i Baron A., (2008), *Precise determination of elastic constants by high-resolution inelastic X-ray scattering*, J. Synchrotron Rad. 15, 618-623.
- Gamaly E. G., Rode A. V., Luther-Davies B. i Tikhonchuk V. T., (2002), *Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics*, Physics of Plasmas 9, 949-957.
- Gao J., (2004), *Thomson Scattering from Ultrashort and Ultraintense Laser Pulses*, Phys. Rev. Lett. 93, 243001.
- Gary C. K., Pikuz S. A., Mitchell M. D., Chandler K. M., Shelkovenko T. A., Hammer D. A. i Dudchik Y. I., (2004), *X-ray imaging of an X-pinch plasma with a bubble compound refractive lens*, Rev. Sci. Instrum. 75, 3950-3952.
- Gary C. K., Park H., Lombardo L. W., Piestrup M. A., Cremer J. T., Pantell R. H. i Dudchik Y. I., (2007), *High resolution x-ray microscope*, Appl. Phys. Lett. 90, 181111(3).
- Gehrels N. i Cannizzo J., (2009), *Gamma-ray telescopes*, Experimental Astronomy 26, 111-122.
- Geloni G., Saldin E., Samoylova L., Schneidmiller E., Sinn H., Tschentscher T. i Yurkov M., (2010), *Coherence properties of the European XFEL*, New Journal of Physics 12, 035021(15).
- Gericke D., Wünsch K., Grinenko A. i Vorberger J., (2010), *Structural properties of warm dense matter*, J. Phys.: Conf. Ser. 220, 012001(12).
- Giacconi R., (2004), *Narodziny astronomii rentgenowskiej*, Postępy Fizyki 55, 19-30.
- Gillilan R. E., Cook M. J., Cornaby S. W. i Bilderback D. H., (2010), *Microcrystallography using single-bounce monocrapillary optics*, J. Synchrotron Rad. 17, 227-236.
- Gilmore G. i Hemingway J. D., (1995), *Practical Gamma-Ray Spectrometry*, John Wiley & Sons Ltd.
- Glatzel P., Sikora M. i Fernández-García M., (2009), *Resonant X-ray spectroscopy to study K absorption pre-edges in 3d transition metal compounds*, The European Physical Journal - Special Topics 169, 207-214.
- Glenzer S. H., Gregori G., Rogers F. J., Froula D. H., Pollaine S. W., Wallace R. S. i Landen O. L., (2003), *X-ray scattering from solid density plasmas*, Physics of Plasmas 10, 2433-2441.
- Glenzer S. H., Landen O. L., Neumayer P., Lee R. W., Widmann K., Pollaine S. W., Wallace R. J., Gregori G., Hoell A., Bornath T., Thiele R., Schwarz V., Kraeft W. D. i Redmer R., (2007), *Observations of plasmons in warm dense matter*, Phys. Rev. Lett. 98, 065002(4).

- Glenzer S. H. i Redmer R., (2009), *X-ray Thomson scattering in high energy density plasmas*, Rev. Mod. Phys. 81, 1625-1663.
- Gnodtke C., Saalman U. i Rost J. M., (2009), *Ionization and charge migration through strong internal fields in clusters exposed to intense x-ray pulses*, Phys. Rev. A: At. Mol. Opt. Phys 79, 041201(4).
- Görlich E. A., (2005), *Więcej światła! Źródła promieniowania synchrotronowego*, Foton 89, 4-12.
- Görlich E. A., (2005a), *Więcej światła! Czyli zastosowania promieniowania synchrotronowego (c.d.)*, Foton 89, 15-23.
- Gregori G., Glenzer S. H., Rozmus W., Lee R. W. i Landen O. L., (2003), *Theoretical model of x-ray scattering as a dense matter probe*, Physical Review E 67, 026412(10).
- Hakala M., Nygard K., Vaara J., Itou M., Sakurai Y. i Hamalainen K., (2009), *Charge localization in alcohol isomers studied by Compton scattering*, The Journal of Chemical Physics 130, 034506-8.
- Harkay K., Nagaoka R., Revol J. L. i Nakamura T., *A Preliminary Comparison of Beam Instabilities Among ESRF, APS, and SPring-8 X-ray Storage Ring Light Sources*, Proceedings of EPAC 2002, Paris, France, 1505-1507.
- Hartemann F. V., (2009), *Compton scattering overview*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 608, S1-S6.
- Hartmann U., (2000), *Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
- Hatton P. D., Wilkins S. B., Beale T. A. W., Johal T. K., Prabhakaran D. i Boothroyd A. T., (2005), *Resonant soft X-ray scattering - a new probe of charge, spin and orbital ordering in the manganites*, J. Magn. Magn. Mater. 290-291, 891-897.
- Hau-Riege S. P., London R. A., Hult G. i Chapman H. N., (2005), *Pulse requirements for x-ray diffraction imaging of single biological molecules*, Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids 71, 061919(6).
- Hau-Riege S. P., Boutet S., Barty A., Bajt S., Bogan M. J., Frank M., Andreasson J., Iwan B., Seibert M. M., Hajdu J., Sakdinawat A., Schulz J., Treusch R. i Chapman H. N., (2010), *Sacrificial Tamper Slows Down Sample Explosion in FLASH Diffraction Experiments*, Phys. Rev. Lett. 104, 064801(4).
- Hämäläinen K., Manninen S., Kao C. -C., Caliebe W. A., Hastings J. B., Bansil A., Kaprzyk S. i Platzman P. M., (1996), *High resolution Compton scattering study of Be*, Phys. Rev. B 54, 5453-5459.
- Hämäläinen K., Huotari S., Laukkanen J., Soininen A., Manninen S., Kao C. -C., Buslaps T. i Mezouar M., (2000), *Free electron gas under high pressure*, Phys. Rev. B 62, R735-R738.
- Hämäläinen K. i Manninen S., (2001), *Resonant and non-resonant inelastic x-ray scattering*, J. Phys. :Condens. Matter 13, 7539-7555.
- Herrmann R. F. W., Gerlach J. i Campbell E. E. B., (1997), *Molecular dynamics simulation of laser ablation of silicon*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. B 122, 401-404.
- Hiraoka N., Itou M., Ohata T., Mizumaki M., Sakurai Y. i Sakai N., (2001), *A new X-ray spectrometer for high-resolution Compton profile measurements at SPring-8*, J. Synchrotron Rad. 8, 26-32.
- Hofmann A., (2004), *The Physics of Synchrotron Radiation*, Cambridge University Press.

- Huang C. C., Xu Y., Wang Z. S., Chen L. Y., Tian Y. C. i Liu G., (2007), *Design and fabrication of planar parabolic refractive lenses from SU-8 resist layer*, Infrared and Laser Engineering 36, 671-674.
- Huang C., Mu B., Wang Z., Chen L. i Dudchik Y. I., (2009), *Hard X-ray imaging by a spherical compound refractive lens*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 602, 446-449.
- Huotari S., Sternemann C., Volmer M., Soininen J. A., Monaco G. i Schulke W., (2007), *High-resolution Compton line shapes: Fermi break of beryllium*, Phys. Rev. B: Condens. Matter 76, 235106(6).
- Hüfner S., (2003), *Photoelectron Spectroscopy*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Itou M., Hiraoka N., Ohata T., Mizumaki M., Deb A., Sakurai Y. i Sakai N., (2001), *Present status of the Cauchois-type Compton Scattering Spectrometer at SPring-8*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 467-468, 1109-1112.
- Itou M., (2007), Prywatne informacje.
- Jackson J. D., (1987), *Elektrodynamika klasyczna*, PWN.
- James R. W., (1967), *The Optical Principles of Diffraction of X-rays*, Cornell University Press.
- Jark W., Perennes F., Matteucci M., Mancini L., Montanari F., Rigon L., Tromba G., Somogyi A., Tucoulou R. i Bohic S., (2004), *Focusing X-rays with simple arrays of prislime structures*, J. Synchrotron Rad. 11, 248-253.
- Kamijo N., Suzuki Y., Awaji M., Takeuchi A., Takano H., Ninomiya T., Tamura S. i Yasumotoe M., (2002), *Hard X-ray microbeam experiments with a sputtered-sliced Fresnel zone plate and its applications*, J. Synchrotron Rad. 9, 182-186.
- Kamijo N., Suzuki Y., Takano H., Tamura S., Yasumoto M., Takeuchi A. i Awaji M., (2003), *Microbeam of 100 keV x ray with a sputtered-sliced Fresnel zone plate*, Rev. Sci. Instrum. 74, 5101-5104.
- Kao C. -C., Hämäläinen K., Krisch M., Siddons D. P., Oversluisen T. i Hastings J. B., (1995), *Optical design and performance of the inelastic scattering beamline at the National Synchrotron Light Source*, Rev. Sci. Instr. 66, 1699-1702.
- Karsch S., Düsterer S., Schwoerer H., Ewald F., Habs D., Hegelich M., Pretzler G., Pukhov A., Witte K. i Sauerbrey R., (2003), *High-Intensity Laser Induced Ion Acceleration from Heavy-Water Droplets*, Phys. Rev. Lett. 91, 015001(4).
- Kawase K., Arimoto Y., Fujiwara M., Okajima S., Shoji M., Suzuki S., Tamura K., Yorita T. i Ohkuma H., (2008), *MeV gamma-ray generation from backward Compton scattering at SPring-8*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 592, 154-161.
- Kijak M., (2002), *Simulations of TOF mass spectrometer*, Wewnętrzny raport grupy FELIS, DESY
- Kirkpatrick P. i Baez A. V., (1948), *Formation of Optical Images by X-rays*, J. Opt. Soc. Am. 38, 766-774.
- Kirz J. i Jacobsen C., (2009), *The History and Future of X-ray Microscopy*, J. Phys.: Conf. Ser. 186, 012001(11).
- Kisiel A., (2006), *Synchrotron jako narzędzie: zastosowania promieniowania synchrotronowego w spektroskopii ciała stałego*, Synchrotron Radiation in Natural Science 5, 145-167.
- Kobayashi K., (2009), *Hard X-ray photoemission spectroscopy*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 601, 32-47.

- Kohmura Y., Awaji M., Suzuki Y., Ishikawa T., Dudchik Y. I., Kolchevsky N.N. i Komarov F. F., (1999), *X-ray focusing test and x-ray imaging test by a microcapillary x-ray lens at an undulator beamline*, Rev. Sci. Instrum. 70, 4161.
- Kontrym-Sznajd G., Samsel-Czekala M., Huotari S., Hämäläinen K. i Manninen S., (2003), *Fermi-surface mapping from Compton profiles: application to beryllium*, Phys. Rev. B 68, 155106(6).
- Krausz F. i Ivanov M., (2009), *Attosecond physics*, Rev. Mod. Phys. 81, 163-234.
- Krzywiński J., Sobierajski R., Jurek M., Nietubyc R., Pelka J. B., Juha L., Bittner M., Letal V., Vorliceck V., Andrejczuk A., Feldhaus J., Keitel B., Saldin E. L., Schneidmiller E. A., Treusch R. i Yurkov M. V., (2007), *Conductors, semiconductors, and insulators irradiated with short-wavelength free-electron laser*, J. Appl. Phys. 101, 043107.
- Krzywiński J., (2009), Prywatne informacje.
- Kugland N. L., Gregori G., Bandyopadhyay S., Brenner C. M., Brown C. R. D., Constantin C., Glenzer S. H., Khattak F. Y., Kritcher A. L., Niemann C., Otten A., Pasley J., Pelka A., Roth M., Spindloe C. i Riley D., (2009), *Evolution of elastic x-ray scattering in laser-shocked warm dense lithium*, Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids 80, 066406(10).
- Kulipanov G., Skrinky A. i Vinokurov N., (2007), *Multi-pass accelerator-recuperator (MARS) as coherent X-ray synchrotron radiation source*, AIP Conf. Proc. 879, 234-239.
- Kumakhov M. A. i Komarov F. F., (1990), *Multiple reflection from surface X-ray optics*, Phys. Rep. 191, 289-350.
- Kumakhov M. A. i Sharov V. A., (1992), *A neutron lens*, Nature 357, 390-391.
- Kwiatkowska J., Dobrzyński L., Andrejczuk A., Żukowski E., Bellin Ch., Loupias G., Shukla A. i Búslaps T., (2005), *Electron momentum density in $Ni_{75}Cu_{25}$ and $Ni_{75}Co_{25}$ disordered alloys: a high resolution Compton-scattering study*, J. Phys. :Condens. Matter 17, 6425-6434.
- Landen O. L., Glenzer S. H., Edwards M. J., Lee R. W., Collins G. W., Cauble R. C., Hsing W. W. i Hammel B. A., (2001), *Dense matter characterization by X-ray Thomson scattering*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 71, 465-478.
- Laundy D., (1990), *Calculation of the polarisation of synchrotron radiation*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 290, 248-253.
- Laundy D., Cummings S. i Pattison P., (1991), *Characterisation of a source of X-ray synchrotron radiation*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 302, 553-557.
- LCLS, (2002), *Conceptual Design Report*, <http://ssrl.slac.stanford.edu/lcls/cdr/>.
- LCLS, (2010), Oficjalna strona WWW, https://slacportal.slac.stanford.edu/sites/lcls_public/Pages/Default.aspx
- Lee H. J., Neumayer P., Castor J., Döppner T., Falcone R. W., Fortmann C., Hammel B. A., Kritcher A. L., Landen O. L., Lee R. W., Meyerhofer D. D., Munro D. H., Redmer R., Regan S. P., Weber S. i Glenzer S. H., (2009), *X-Ray Thomson-Scattering Measurements of Density and Temperature in Shock-Compressed Beryllium*, Phys. Rev. Lett. 102, 115001(4).
- Lee P. A., Citrin P. H., Eisenberger P. i Kincaid B. M., (1981), *Extended x-ray absorption fine structure-its strengths and limitations as a structural tool*, Rev. Mod. Phys. 53, 769-806.
- Lee R. W., Baldis H. A., Cauble R. C., Landen O. L., Wark J. S., Ng A., Rose S. J., Lewis C., Riley D., Gauthier J. C. i Audebert P., (2002), *Plasma-based studies with intense X-ray and particle beam sources*, Laser and Particle Beams 20, 527-536.

- Lengeler B., Tümmler J., Snigirev A. A., Snigireva I. i Raven C., (1998), *Transmission and gain of singly and doubly focusing refractive x-ray lenses*, J. Appl. Phys. 84, 5855-5861.
- Lengeler B., Schroer C. G., Richwin M., Tümmler J., Drakopoulos M., Snigirev A. A. i Snigireva I., (1999), *A microscope for hard x rays based on parabolic compound refractive lenses*, Appl. Phys. Lett. 74, 3924.
- Lengeler B., Schroer C. G., Tümmler J., Benner B., Richwin M., Snigirev A. A., Snigireva I. i Drakopoulos M., (1999a), *Imaging by parabolic refractive lenses in the hard X-ray range*, J. Synchrotron Rad. 6, 1153-1167.
- Lengeler B., Schroer C. G., Benner B., Guenzler T. F., Kuhlmann M., Tümmler J., Simionovici A. S., Drakopoulos M., Snigirev A. A. i Snigireva I., (2001), *Parabolic refractive X-ray lenses: a breakthrough in X-ray optics*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 467-468, 944-950.
- Lightsources.org, (2010), <http://www.lightsources.org> .
- Liss K. -D., Bartels A., Schreyer A. i Clemens H., (2003), *High-Energy X-rays: a Tool for Advanced Bulk Investigations in Materials Science and Physics*, Textures and Microstructures 35, 219-252.
- Loupias G. i Petiau J., (1980), *Anisotropy Compton scattering in LiF using synchrotron radiation*, Journal de Physique 41, 265-271.
- Loupias G., Petiau J., Issolah A. i Schneider M., (1980a), *X-ray Compton scattering study of electronic distribution in beryllium*, Phys. Stat. Sol. B 102, 79-95.
- Mancuso A. P., Gorniak T., Staler F., Yefanov O. M., Barth R., Christophis C., Reime B., Gulden J., Singer A., Pettit M. E., Nisius T., Wilhein T., Gutt C., Grubel G., Guerassimova N., Treusch R., Feldhaus J., Eisebitt S., Weckert E., Grunze M., Rosenhahn A. i Vartanyants I. A., (2010), *Coherent imaging of biological samples with femtosecond pulses at the free-electron laser FLASH*, New Journal of Physics 12, 035003(14).
- Mančić A., Levy A., Harmand M., Nakatsutsumi M., Antici P., Audebert P., Combis P., Fourmaux S., Mazevet S., Peyrusse O., Recoules V., Renaudin P., Robiche J., Dorchie F. i Fuchs J., (2010), *Picosecond Short-Range Disorder in Isochorically Heated Aluminum at Solid Density*, Phys. Rev. Lett. 104, 035002(4).
- Marechal X. M., Hara T., Tanabe T., Tanaka T. i Kitamura H., (1998), *Development of an elliptical multipole wiggler at SPring-8*, J. Synchrotron Rad. 5, 431-433.
- Margaritondo G., (1995), *A Primer In Synchrotron Radiation: Everything You Wanted to Know about SEX (Synchrotron Emission of X-rays) but Were Afraid to Ask*, J. Synchr. Radiation 2, 148-154.
- Mason W. R., (2007), *A practical guide to magnetic circular dichroism spectroscopy*, Joh Wiley & Sons, Inc.
- Matzen M. K., Deeney C., Leeper R. J., Porter J. L., Spielman R. B., Chandler G. A., Derzon M. S., Douglas M. R., Fehl D. L., Hebron D. E., Nash T. J., Olson R. E., Ruggles L. E., Sanford T. W. L., Seamen J. F., Struve K. W., Stygar W. A. i Peterson D. L., (1999), *Fast z-pinch as dense plasma, intense x-ray sources for plasma physics and fusion applications*, Plasma Phys. Control. Fusion 41, A175.
- McCarthy I. E. i Weigold E., (1994), *Electron momentum spectroscopy of solid surfaces*, Contemporary Physics 35, 377-384.
- Michette A. G., (1991), *No X-ray lens*, Nature 353, 510.

- Mimura H., Matsuyama S., Yumoto H., Hara H., Yamamura K., Sano Y., Endo K., Mori Y., Yabashi M., Nishino Y., Tamasaku K., Ishikawa T. i Yamauchi K., (2006), *Hard X-ray Diffraction-Limited Nanofocusing with Unprecedentedly Accurate Mirrors*, IPAP Conf. Series 7, 100-102.
- Momma C., Chichkov B. N., Nolte S., vonAlvensleben F., Tunnermann A., Welling H. i Wellegehausen B., (1996), *Short-pulse laser ablation of solid targets*, Opt. Commun. 129, 134-142.
- Mora P., (2003), *Plasma Expansion into a Vacuum*, Phys. Rev. Lett. 90, 185002(4).
- Mori Y., Yamamura K., Endo K., Yamauchi K., Yasutake K., Goto H., Kakiuchi H., Sano Y. i Mimura H., (2005), *Creation of perfect surfaces*, J. Cryst. Growth 275, 39-50.
- Murillo M. S., (2010), *X-ray Thomson scattering in warm dense matter at low frequencies*, Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids 81, 036403(15).
- Nagamine, (2006), Nagamine Manufacturing Co., Ltd., <http://www.nagamine-manu.co.jp>.
- Nagler B., Zastrau U., Faustlin R. R., Vinko S. M., Whitcher T., Nelson A. J., Sobierajski R., Krzywinski J., Chalupsky J., Abreu E., Bajt S., Bornath T., Burian T., Chapman H., Cihelka J., Doppner T., Duesterer S., Dzelzainis T., Fajardo M., Forster E., Fortmann C., Galtier E., Glenzer S. H., Gode S., Gregori G., Hajkova V., Heimann P., Juha L., Jurek M., Khattak F. Y., Khorsand A. R., Klinger D., Kozlova M., Laarmann T., Lee H. J., Lee R. W., Meiwes-Broer K. H., Mercere P., Murphy W. J., Przystawik A., Redmer R., Reinholz H., Riley D., Ropke G., Rosmej F., Saksl K., Schott R., Thiele R., Tiggesbaumer J., Toleikis S., Tschentscher T., Uschmann I., Vollmer H. J. i Wark J. S., (2009), *Turning solid aluminium transparent by intense soft X-ray photoionization*, Nature Physics 5, 693-696.
- Narayanan T., Diat O. i Bösecke P., (2001), *SAXS and USAXS on the high brilliance beamline at the ESRF*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 467-468, 1005-1009.
- Nazmov V., Reznikova E., Somogyi A. i Mohr J., (2004), *Planar sets of cross X-ray refractive lenses from SU-8 polymer*, Proc. SPIE 5539, 235-243.
- Nazmov V., Reznikova E., Snigirev A. A., Snigireva I., DiMichiel M., Grigoriev M., Mohr J., Matthis B. i Saile V., (2005), *LIGA fabrication of X-ray Nickel lenses*, Microsystem Technologies 11, 292-297.
- Nazmov V., Reznikova E., Somogyi A., Last A., Mohr J., Saile V., Simon R. i DiMichiel M., (2007), *X-ray Lenses Fabricated by LIGA Technology*, AIP Conf. Proc. 879, 770-773.
- Nelson A. J., Toleikis S., Chapman H., Bajt S., Krzywinski J., Chalupsky J., Juha L., Cihelka J., Hajkova V., Vysin L., Burian T., Kozlova M., Faustlin R. R., Nagler B., Vinko S. M., Whitcher T., Dzelzainis T., Renner O., Saksl K., Khorsand A. R., Heimann P. A., Sobierajski R., Klinger D., Jurek M., Pelka J., Iwan B., Andreasson J., Timneanu N., Fajardo M., Wark J. S., Riley D., Tschentscher T., Hajdu J. i Lee R. W., (2009), *Soft x-ray free electron laser microfocus for exploring matter under extreme conditions*, Opt. Express 17, 18271-18278.
- Neutze R., Wouts R., van d. S. D., Weckert E. i Hajdu J., (2000), *Potential for biomolecular imaging with femtosecond X-ray pulses*, Nature 406, 752-757.
- Nishihata Y., Mizuki J., Emura S. i Uruga T., (2001), *EXAFS spectra above Pb and PtK edges observed at low temperature*, J. Synchrotron Rad. 8, 294-296.
- Nishiwaki Y., Nakanishi T., Terada Y., Ninomiya T. i Nakai I., (2006), *Nondestructive discrimination of small glass fragments for forensic examination using high energy synchrotron radiation x-ray fluorescence spectrometry*, X-Ray Spectrom. 35, 195-199.

- Nöhammer B., David C., Rothuizen H., Hoszowska J. i Simionovici A. S., (2003), *Deep reactive ion etching of silicon and diamond for the fabrication of planar refractive hard X-ray lenses*, Microelectron. Eng. 67-68, 453-460.
- Nugent K. A., (2010), *Coherent methods in the X-ray sciences*, Adv. Phys. 59, 1-99.
- Nygaard K., Hakala M., Manninen S., Hämäläinen K., Itou M., Andrejczuk A. i Sakurai Y., (2006), *Ion hydration studied by x-ray Compton scattering*, Phys. Rev. B 73, 024208(9).
- Nygaard K., Hakala M., Manninen S., Itou M., Sakurai Y. i Hämäläinen K., (2007), *Configurational Energetics in Ice Ih Probed by Compton Scattering*, Phys. Rev. Lett. 99, 197401(4).
- Nygaard K., Hakala M., Pylkkanen T., Manninen S., Buslaps T., Itou M., Andrejczuk A., Sakurai Y., Odelius M. i Hämäläinen K., (2007a), *Isotope quantum effects in the electron momentum density of water*, J. Chem. Phys. 126, 154508(7).
- Ohishi Y., Baron A.Q.R., Ishii M., Ishikawa T. i Shimomura O., (2001), *Refractive X-ray lens for high pressure experiments at SPring-8*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 467-468, 962-965.
- Oleś A., (1998), *Metody Doświadczalne Fizyki Ciała Stałego*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne.
- Onuki H. i Elleaume P., (2003), *Undulators, wigglers and their applications*, Taylor & Francis.
- Oomi G., Honda F., Kagayama T., Itoh F., Sakurai H., Kawata H. i Shimomura S., (1998), *High-pressure system for Compton scattering experiments*, J. Synchrotron Rad. 5, 932-934.
- Orłowski B. A., (2006), *60-ta Rocznica pierwszej obserwacji promieniowania synchrotronowego*, Synchrotron Radiation in Natural Science 5, 142-144.
- Ota M., Sakurai H., Itoh F., Itou M. i Sakurai Y., (2004), *Magnetic Compton profiles of Fe thin film and anisotropy of Co/Pd multilayer*, J. Phys. Chem. Solids 65, 2065-2070.
- Ota M., Itou M., Sakurai Y., Koizumi A. i Sakurai H., (2010), *Perpendicular magnetic anisotropy in Co/Pt multilayers studied from a view point of anisotropy of magnetic Compton profiles*, Appl. Phys. Lett. 96, 152505(3).
- Palastro J. P., Ross J. S., Pollock B., Divol L., Froula D. H. i Glenzer S. H., (2010), *Fully relativistic form factor for Thomson scattering*, Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids 81, 036411(13).
- Pereira N. R., Dufresne E. M., Clarke R. i Arms D. A., (2004), *Parabolic lithium refractive optics for x rays*, Rev. Sci. Instrum. 75, 37-41.
- Pereira N. R., Dufresne E. M., Arms D. A. i Clarke R., (2004a), *Large aperture x-ray refractive lens from lithium*, Proc. SPIE 5539, 174-184.
- Pereira N. R., Dufresne E. M. i Arms D. A., (2007), *Large aperture x-ray refractive lens from lithium*, AIP Conf. Proc. 879, 985-988.
- Perry M. D., Stuart B. C., Banks P. S., Feit M. D., Yanovsky V. i Rubenchik A. M., (1999), *Ultra-short-pulse laser machining of dielectric materials*, J. Appl. Phys. 85, 6803-6810.
- Peter M., Jarlborg T., Manuel A. A., Barbiellini B. i Barnes S. E., (1993), *What can positron contribute to high- T_c superconductivity?*, Z. Naturforsch. 48a, 390-397.
- Petroff Y., (2007), *The future of synchrotron radiation*, J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom. 156, 10-19.
- Petrov G. M. i Davis J., (2008), *Interaction of intense ultrashort pulse lasers with clusters*, Physics of Plasmas 15, 056705(8).

- Pełka J. B. i Sobierajski R., (2006), *Oddziaływanie Silnych Impulsów Lasera XUV FEL z Materiał Stalą*, Synchrotron Radiation in Natural Science 5, 168-175.
- Pełka J. B., (2007), *Promieniowanie Synchrotronowe w Biologii i Medycynie*, Synchrotron Radiation in Natural Science 6, 99-107.
- Pfeifer T., Spielmann C. i Gerber G., (2006), *Femtosecond x-ray science*, Rep. Prog. Phys. 69, 443.
- Piekoszewski J., Werner Z. i Szymczyk W., (2001), *Application of high intensity pulsed ion and plasma beams in modification of materials*, Vacuum 63, 475-481.
- Piestrup M. A., Cremer J. T., Beguirstain H. R., Gary C. K. i Pantell R. H., (2000), *Two-dimensional x-ray focusing from compound lenses made of plastic*, Rev. Sci. Instrum. 71, 4375.
- Piestrup M. A., Gary C. K., Park H., Harris J. L., Cremer J. T., Pantell R. H., Dudchik Y. I., Kolchevsky N. N. i Komarov F. F., (2005), *Microscope using an x-ray tube and a bubble compound refractive lens*, Appl. Phys. Lett. 86, 1-3.
- Pogorelsky I. V., Ben Zvi I., Wang X. J. i Hirose T., (2000), *Femtosecond laser synchrotron sources based on Compton scattering in plasma channels*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 455, 176-180.
- POLFEL, (2008), *POLFEL polski laser na swobodnych elektronach*, <http://www.polfel.pl>.
- Pollock H. C., (1983), *The discovery of synchrotron radiation*, Am. J. Phys. 51, 278-280.
- Ponchut C., (2001), *Evaluation of an X-ray imaging detector based on a CMOS camera with logarithmic response*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 457, 270-278.
- Preuss S., Demchuk A. i Stuke M., (1995), *Subpicosecond UV Laser-Ablation of Metals*, Appl. Phys. A 61, 33-37.
- Price G. J., Brunton A. N., Beijersbergen M. W., Fraser G. W., Bavdaz M., Boutot J. -P., Fairbend R., Flyckt S. -O., Peacock A. i Tomaselli E., (2002), *X-ray focusing with Wolter microchannel plate optics*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 490, 276-289.
- Protopopov V. V. i Valiev K. A., (1998), *Theory of an ideal compound X-ray lens*, Opt. Commun. 151, 297-312.
- Protopopov V. V., (1999), *Statistical theory and numerical study of a compound X-ray lens with manufacturing errors*, Opt. Commun. 172, 113-124.
- Qureshi N., Zbiri M., Rodríguez-Carvajal J., Stunault A., Ressouche E., Hansen T. C., Fernández-Díaz M. T., Johnson M. R., Fuess H., Ehrenberg H., Sakurai Y., Itou M., Gillon B., Wolf T., Rodríguez-Velamazán J. A. i Sánchez-Montero J., (2009), *Experimental magnetic form factors in $\text{Co}_3\text{V}_2\text{O}_8$: A combined study of ab initio calculations, magnetic Compton scattering, and polarized neutron diffraction*, Phys. Rev. B: Condens. Matter 79, 094417(10).
- Rau C., Weitkamp T., Snigirev A. A., Schroer C. G., Tümmler J. i Lengeler B., (2001), *Recent developments in hard X-ray tomography*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 467-468, 929-931.
- Ravasio A., Gauthier D., Maia F. R. N. C., Billon M., Caumes J., Garzella D., Geleoc M., Gobert O., Hergott J., Pena A., Perez H., Carre B., Bourhis E., Gierak J., Madouri A., Maily D., Schiedt B., Fajardo M., Gautier J., Zeitoun P., Bucksbaum P. H., Hajdu J. i Merdji H., (2009), *Single-Shot Diffractive Imaging with a Table-Top Femtosecond Soft X-Ray Laser-Harmonics Source*, Phys. Rev. Lett. 103, 028104(5).
- Rehr J. J. i Albers R. C., (2000), *Theoretical approaches to x-ray absorption fine structure*, Rev. Mod. Phys. 72, 621-654.

- Remington B. A., (2005), *High energy density laboratory astrophysics*, Plasma Phys. Control. Fusion 47, A191-A203.
- Reversz P. i Kazimirov A., (2010), *In Situ Measurements of Thermal Distortions in Synchrotron Optics under High Heat Load*, Synchrotron Radiation News 23, 32-35.
- Ribbing C., Cederström B. i Lundqvist M., (2003), *Microfabrication of saw-tooth refractive x-ray lenses in low-Z materials*, J. Micromech. Microeng. 13, 714-720.
- Riley D., Woolsey N. C., McSherry D., Weaver I., Djaoui A. i Nardi E., (2000), *X-Ray Diffraction from a Dense Plasma*, Phys. Rev. Lett. 84, 1704-1707.
- Riley D., Angulo-Gareta J. J., Garica Saiz E., Khattak F. Y., Kohanoff J., Sahoo S., Shabbir-Naz G., Shearer S. F. C., Thornton K. A., Gregory C., Woolsey N. C., Notley M. i Neely D., (2009), *Structure of warm dense matter via angularly resolved x-ray scatter*, Plasma Phys. Control. Fusion 51, 124036(6).
- Rocca J. J., (1999), *Table-top soft x-ray lasers*, Rev. Sci. Instrum. 70, 3799-3827.
- Rossbach J., Saldin E. L., Schneidmiller E. A. i Yurkov M. V., (1996), *Interdependence of parameters of an X-ray FEL*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 374, 401-407.
- Rütt U., Beno M. A., Stempffer J., Jennings G., Kurtz C. i Montano P. A., (2001), *Diffraction for high energy X-rays at the APS*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 467-468, 1026-1029.
- Sabouri-Dodaran A. A., Bellin Ch., Loupiaz G., Marangolo M., Rabii S., Rachdi F., Buslaps T. i Mezouar M., (2005), *In situ pressure study of Rb 4 C 60 insulator to metal transition by Compton scattering*, Phys. Rev. B 72, 085412(8).
- Sahoo S., Gribakin G. F., Naz G. S., Kohanoff J. i Riley D., (2008), *Compton scatter profiles for warm dense matter*, Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids 77, 046402(9).
- Sakurai H., Itoh F., Ota M., Takano K., Liu X., Oike H. i Kawata H., (2004), *Development of measuring magnetic Compton profiles by grazing incidence geometry*, J. Phys. Chem. Solids 65, 2083-2088.
- Sakurai H., Ota M., Itoh F., Itou M., Sakurai Y. i Koizumi A., (2006), *Anisotropies of magnetic Compton profiles in Co/Pd multilayer system*, Appl. Phys. Lett. 88, 062507(3).
- Sakurai H., Ota M., Liu X., Morisako A., Sakurai Y., Itou M., Nagao T. i Koizumi A., (2007), *Perpendicular magnetic anisotropy in TbFeCo films studied by magnetic Compton scattering*, J. Appl. Phys. 102, 013902(5).
- Sakurai Y., (1998), *High-Energy Inelastic-Scattering Beamline for Electron Momentum Density Study*, J. Synchrotron Rad. 5, 208-214.
- Sakurai Y., (2010), Prywatne informacje.
- Saldin E. L., Schneidmiller E. A. i Yurkov M. V., (2003), *Coherence properties of the radiation from SASE FEL*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 507, 106-109.
- Saldin E. L., Schneidmiller E. A. i Yurkov M. V., (2010), *Statistical and coherence properties of radiation from x-ray free-electron lasers*, New Journal of Physics 12, 035010(15).
- Saldin D. K., Shneerson V. L., Howells M. R., Marchesini S., Chapman H. N., Bogan M., Shapiro D., Kirian R. A., Weierstall U., Schmidt K. E. i Spence J. C. H., (2010), *Structure of a single particle from scattering by many particles randomly oriented about an axis: toward structure solution without crystallization?*, New Journal of Physics 12, 035014(14).
- Sano Y., Masuda T., Mimura H. i Yamauchi K., (2008), *Ultraprecision finishing technique by numerically controlled sacrificial oxidation*, J. Cryst. Growth 310, 2173-2177.

- Schiels P. J., Gibson D. M., Gibson W. M., Gao N., Huang H. i Ponomarev I. Y., (2002), *Overview of capillary X-ray optics*, Powder Diffr. 17, 70-80.
- Schnürer M., Spielmann C., Wobrauschek P., Streltsov A., Burnett N. H., Kan C., Ferencz K., Koppitsch R., Cheng Z., Brabec T. i Krausz F., (1998), *Coherent 0.5-keV X-ray emission from helium driven by a sub-10-fs laser*, Phys. Rev. Lett. 80, 3236-3239.
- Schroer C. G., Lengeler B., Benner B., Günzler T. F., Kuhlmann M., Simionovici A. S., Bohic S., Drakopoulos M., Snigirev A. A., Snigireva I. i Schröder W. H., (2001), *Microbeam Production Using Compound Refractive Lenses: Beam Characterization and Applications*, Proc. SPIE 4499, 52-63.
- Schroer C. G., Kuhlmann M., Lengeler B., Günzler T. F., Kurapova O., Benner B., Rau C. i Simionovici A. S., (2002), *Beryllium parabolic refractive x-ray lenses*, Proc. SPIE 4783, 10-18.
- Schroer C. G., Kurapova O., Patommel J., Boye P., Feldkamp J., Lengeler B., Burghammer M., Riekel C., Vincze L., van der Hart A. i Kuechler M., (2005), *Hard x-ray nanoprobe based on refractive x-ray lenses*, Appl. Phys. Lett. 87, 124103(3).
- Schroer C. G., Boye P., Feldkamp J. M., Patommel J., Schropp A., Schwab A., Stephan S., Burghammer M., Schönder S. i Riekel C., (2008), *Coherent X-Ray Diffraction Imaging with Nanofocused Illumination*, Phys. Rev. Lett. 101, 090801(4).
- Schropp A. i Schroer C. G., (2010), *Dose requirements for resolving a given feature in an object by coherent x-ray diffraction imaging*, New Journal of Physics 12, 035016(15).
- Schülke W., (2007), *Electron Dynamics by Inelastic X-Ray Scattering*, Oxford University Press.
- Schwinger J., (1949), *On the Classical Radiation of Accelerated Electrons*, Phys. Rev. 75, 1912-1925.
- Scott H. A., (2001), *Cretin - a radiative transfer capability for laboratory plasmas*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 71, 689-701.
- SCSS, (2010), Oficjalna strona WWW, <http://www.xfel.spring8.or.jp>.
- Sekutowicz J., Castro P., Gossel A., Kreps G., Lange R., Matheisen A., Moller W. D., Peters H. B., Proch D., Schlarb H., Schreiber S., Simrock S., Wendt M., Baboi N., Ferrario M., Huening M., Liepe M., Pagani C. i Zheng S., (2004), *Test of two Nb superstructure prototypes*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 7, 012002(8).
- Shastri S. D., Almer J., Ribbing C. i Cederström B., (2007), *High-energy X-ray optics with silicon saw-tooth refractive lenses*, J. Synchrotron Rad. 14, 204-211.
- Shintake T., (2008), *Possibility of single biomolecule imaging with coherent amplification of weak scattering x-ray photons*, Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids 78, 041906(9).
- Shiotani N., Sakai N., Itoh F., Sakurai M., Kawata H., Amemiya Y. i Ando M., (1989), *An x-ray spectrometer for Compton scattering experiments with synchrotron radiation*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 275, 447-452.
- Shiotani N., Sakai N., Ito M., Mao O., Itoh F., Kawata H., Amemiya Y. i Ando M., (1989a), *Compton profiles of aluminium and silicon*, J. Phys. :Condens. Matter 1, SA27-SA31.
- Smirnov G. V., (1999), *General properties of nuclear resonant scattering*, Hyperfine Interactions 123/124, 31-37.
- Snigirev A. A., Kohn V., Snigireva I. i Lengeler B., (1996), *A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays*, Nature 384, 49-51.

- Snigirev A. A., Kohn V., Snigireva I., Souvorov A. i Lengeler B., (1998), *Focusing high-energy x rays by compound refractive lenses*, Appl. Opt. 37, 653-662.
- Snigirev A. A., Snigireva I., Michiel M. D., Grigoriev M., Nazmov V., Reznikova E., Mohr J. i Saile V., (2004), *Sub-micron focusing of high energy X-rays with Ni refractive lenses*, Proc. SPIE 5539, 244-250.
- Snigirev A. A. i Snigireva I., (2008), *High energy X-ray micro-optics*, C. R. Physique 9, 507-516.
- Snigireva I., Kohn V. G. i Snigirev A. A., (2004), *Hard x-ray focusing with extremely long compound refractive lens*, Proc. SPIE 5539, 218-224.
- Sobierajski R., Krzywinski J., Andrejczuk A., Hahn U., Treusch R., Jurek M., Klinger D., Nietubyc R., Pelka J. B., Reniewicz H., Sikora M. i Sobala W., (2005), *Experimental station to study the interaction of intense femtosecond vacuum ultraviolet pulses with matter at TTF1 free electron laser*, Rev. Sci. Instrum. 76, 013909(6).
- Sobierajski R. i Ławniczak-Jabłońska K., (2006), *Nowe światło dla Nauki: Europejski Rentgenowski Laser na Swobodnych Elektronach*, Synchrotron Radiation in Natural Science 5, 176-183.
- Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Cavalleri A., von der Linde D., Oparin A., Meyer-ter-Vehn J. i Anisimov S. I., (1998), *Transient States of Matter during Short Pulse Laser Ablation*, Phys. Rev. Lett. 81, 224-227.
- Sokolowski-Tinten K., Blome C., Dietrich C., Tarasevitch A., Hoegen M. H. v., von der Linde D., Cavalleri A., Squier J. i Kammler M., (2001), *Femtosecond X-Ray Measurement of Ultrafast Melting and Large Acoustic Transients*, Phys. Rev. Lett. 87, 225701(4).
- Sones B., Danon Y. i Block R. C., (2006), *X-ray imaging with parametric X-rays (PXR) from a lithium fluoride (LiF) crystal*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 560, 589-597.
- Sones B., Danon Y. i Block R., (2007), *Production and application of a novel energy-tunable X ray source at the RPI LINAC*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. B 261, 98-101.
- Sorokin A. A., Wellhofer M., Bobashev S. V., Tiedtke K. i Richter M., (2007), *X-ray-laser interaction with matter and the role of multiphoton ionization: Free-electron-laser studies on neon and helium*, Physical Review A 75, 051402R(4).
- Sorokin A. A., Bobashev S. V., Feigl T., Tiedtke K., Wabnitz H. i Richter M., (2007a), *Photoelectric effect at ultrahigh intensities*, Phys. Rev. Lett. 99, 213002(4).
- Spiller E., (1994), *Soft X-Ray Optics*, Society of Photo Optical.
- Sprangle P., Ting A., Esarey E. i Fisher A., (1992), *Tunable, short pulse hard x-rays from a compact laser synchrotron source*, J. Appl. Phys. 72, 5032-5038.
- SPring-8, (2010), <http://www.spring8.or.jp/en>
- Sternemann C., Doring G., Wittkop C., Schulke W., Shukla A., Buslaps T. i Suortti P., (2000), *Influence of lattice dynamics on electron momentum density of lithium*, J. Phys. Chem. Solids 61, 379-382.
- Stoian R., Rosenfeld A., Ashkenasi D., Hertel I. V., Bulgakova N. M. i Campbell E. E. B., (2002), *Surface Charging and Impulsive Ion Ejection during Ultrashort Pulsed Laser Ablation*, Phys. Rev. Lett. 88, 097603(4).
- Strub E., Radtke M., Reinholz U., Riesemeier H. i Reznikova E., (2008), *Measurements with compound refractive lenses at the „BAMline”*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. B 266, 2165-2168.
- Sufczyński M., (1969), *Elektrodynamika*, PWN .

- Suortti P. i Tschentscher T., (1995), *High energy scattering beamlines at European Synchrotron Radiation Facility*, Rev. Sci. Instr. 66, 1798-1801.
- Suortti P., Buslaps T., Fajardo P., Honkimäki V., Kretzschmer M., Lienert U., McCarthy J. E., Renier M., Shukla A., Tschentscher Th. i Meinander T., (1999), *Scanning X-ray spectrometer for high-resolution Compton profile measurements at ESRF*, J. Synchrotron Rad. 6, 69-80.
- Suortti P. i Tschentscher T., (2002), *High-Energy X-ray Scattering at Third-Generation Synchrotron Radiation Sources*, Chapter 7 in book „Third-Generation Hard X-ray Synchrotron radiation Sources: Source Properties, Optics and Experimental Techniques”, ed. Dennis M. Mills, John Wiley & Sons Inc.
- Suzuki M., Toyokawa H., Hirota K., Itou M., Mizumaki M., Sakurai Y., Hiraoka N. i Sakai N., (2003), *A 128-channel microstrip Germanium detector for Compton scattering experiments at the SPring-8 facility*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 510, 63-75.
- Szuskiewicz W., (2007), *Po co fononom synchrotron?*, Synchrotron Radiation in Natural Science 6, 90.
- Tahir N. A., Schmidt R., Brugger M., Assmann R., Shutov A., Lomonosov I. V., Gryaznov V., Piriz A. R., Udrea S., Hoffmann D. H. H., Fortov V. E. i Deutsch C., (2009), *Generation of warm dense matter and strongly coupled plasmas using the High Radiation on Materials facility at the CERN Super Proton Synchrotron*, Physics of Plasmas 16, 082703(8).
- Tanaka H., Adachi M., Aoki T., Asaka T., Baron A., Date S., Fukami K., Furukawa Y., Hanaki H., Hosoda N., Ishikawa T., Kimura H., Kobayashi K., Kobayashi T., Kohara S., Kumagai N., Masaki M., Masuda T., Matsui S., Mizuno A., Nakamura T., Nakatani T., Noda T., Ohata T., Ohkuma H., Ohshima T., Oishi M., Sasaki S., Schimizu J., Shoji M., Soutome K., Suzuki M., Suzuki S., Suzuki Y., Takano S., Takao M., Takashima T., Takebe H., Takeuchi A., Tamura K., Tanaka R., Tanaka Y., Taniuchi T., Taniuchi Y., Tsumaki K., Yamashita A., Yanagida K., Yoda Y., Yonchara H., Yorita T., Yoshioka M. i Takata M., (2006), *Stable top-up operation at SPring-8*, J. Synchrotron Rad. 13, 378-391.
- Tanaka T. i Kitamura H., (2001), *SPECTRA: synchrotron radiation calculation code*, J. Synchrotron Rad. 8, 1221-1228.
- Tanaka Y., Sakai N., Kawata H. i Iwazumi T., (1992), *Magnetic Compton profile experiments using circularly polarized hard x rays*, Rev. Sci. Instr. 63, 1213-1216.
- TESLA, (2002), *XFEL Technical Design Report*, http://tesla.desy.de/new_pages/tdr_update/start.html
- Tiedtke K., Azima A., von Barga N., Bittner L., Bonfigt S., Dusterer S., Faatz B., Fruhling U., Gensch M., Gerth C., Guerassimova N., Hahn U., Hans T., Hesse M., Honkavaar K., Jastrow U., Juranic P., Kapitzki S., Keitel B., Kracht T., Kuhlmann M., Li W. B., Martins M., Nunez T., Plonjes E., Redlin H., Saldin E. L., Schneidmiller E. A., Schneider J. R., Schreiber S., Stojanovic N., Tavella F., Toleikis S., Treusch R., Weigelt H., Wellhofer M., Wabnitz H., Yurkov M. V. i Feldhaus J., (2009), *The soft x-ray free-electron laser FLASH at DESY: beamlines, diagnostics and end-stations*, New Journal of Physics 11, 023029(16).
- Tolk N. H., McKinley J. T. i Margatitondo G., (1995), *Free-Electron Laser Spectroscopy of Surfaces and Interfaces*, Surf. Rev. Lett. 2, 501-512.
- Treusch R. i Feldhaus J., (2010), *FLASH: new opportunities for (time-resolved) coherent imaging of nanostructures*, New Journal of Physics 12, 035015(13).

- Tse J. S., Klug D. D., Jiang D. T., Sternemann C., Volmer M., Huotari S., Hiraoka N., Honkimäki V. i Hämäläinen K., (2005), *Compton scattering of elemental silicon at high pressure*, Applied Physics Letters 87, 191905(3).
- Utfeld C., Giblin S. R., Taylor J. W., Duffy J. A., Shenton-Taylor C., Laverock J., Dugdale S. B., Manno M., Leighton C., Itou M. i Sakurai Y., (2009), *Bulk Spin Polarization of $Co_{1-x}Fe_xS_2$* , Phys. Rev. Lett. 103, 226403(4).
- Vartanyants I. A. i Singer A., (2010), *Coherence properties of hard x-ray synchrotron sources and x-ray free-electron lasers*, New Journal of Physics 12, 035004(23).
- Vinko S. M., Zastra U., Mazevet S., Andreasson J., Bajt S., Burian T., Chalupsky J., Chapman H. N., Cihelka J., Doria D., Doppner T., Dusterer S., Dzelzainis T., Faustlin R. R., Fortmann C., Forster E., Galtier E., Glenzer S. H., Gode S., Gregori G., Hajdu J., Hajkova V., Heimann P. A., Irsig R., Juha L., Jurek M., Krzywinski J., Laarmann T., Lee H. J., Lee R. W., Li B., Meiwes-Broer K. H., Mithen J. P., Nagler B., Nelson A. J., Przystawik A., Redmer R., Riley D., Rosmej F., Sobierajski R., Tavella F., Thiele R., Tiggesbaumer J., Toleikis S., Tschentscher T., Vysin L., Whitcher T. J., White S. i Wark J. S., (2010), *Electronic Structure of an XUV Photogenerated Solid-Density Aluminum*, Phys. Rev. Lett. 104, 225001(4).
- Volmer M., Sternemann C., Tse J. S., Buslaps T., Hiraoka N., Bull C. L., Gryko J., McMillan P. F., Paulus M. i Tolan M., (2007), *Charge transfer in silicon clathrates studied by Compton scattering*, Phys. Rev. B: Condens. Matter 76, 233104(4).
- von der Linde D. i Sokolowski-Tinten K., (2000), *The physical mechanisms of short-pulse laser ablation*, Appl. Surf. Sci. 154-155, 1-10.
- Wabnitz H., Bittner L., de Castro. A. R. B., Dährmann R., Gürtler P., Laarmann T., Laasch W., Schulz J., Swiderski A., von Haften. K., Möller T., Faatz B., Fateev A., Feldhaus J., Gerth C., Hahn U., Saldin E., Schneidmiller E., Sytchev K., Tiedtke K., Treusch R. i Yurkov M., (2002), *Multiple ionization of atom clusters by intense soft X-rays from a free-electron laser*, Nature 420, 482-485.
- Wachulak P. W., Bartnik A., Fiedorowicz H., Rudawski P., Jarocki R., Kostecki J. i Szczurek M., (2010), „Water window” compact, table-top laser plasma soft X-ray sources based on a gas puff target, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 268, 1692-1700.
- Walker R. P., (1992), *Synchrotron Radiation*, CERN Accelerator School : 5th General Accelerator Physics Course, Jyväskylä, Finland, 7 - 18 Sep 1992, pp.437-459.
- West R. N., (1995), *2D Angular Correlation of Annihilation Radiation: Current trends and Future Possibilities*, Acta Phys. Pol., A 88, 249-256.
- Wiedemann H., (2003), *Synchrotron Radiation*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Wille K., (1991), *Synchrotron radiation sources*, Rep. Prog. Phys. 54, 1005-1068.
- Williams B. G., (1977), *Compton Scattering*, McGraw Hill Inc.
- Winick H., (1994), *Synchrotron Radiation Sources. A Primer*, World Scientific Publishing Co Pte Ltd.
- Wiza J. L., (1979), *Microchannel Plate Detectors*, Nucl. Instrum. Methods 162, 587-601.
- XFEL, (2007), *Technical Design Report*, <http://xfel.desy.de/tdr/tdr/>.
- XFEL, (2010), Oficjalna strona WWW, <http://www.xfel.eu/>.
- Yamada H., Hirai T., Morita M., Hanashima T., Sasaki M., Hasegawa D., Hayashi T., Yamada T. i Saisho H., (2007), *Portable Synchrotron Hard X-ray Source MIRRORCLE-6X for X-ray Imaging*, AIP Conf. Proc. 879, 130-132.

- Yamamoto S., Kawata H., Kitamura H., Ando M., Sakai N. i Shiotani N., (1989), *First production of intense circularly polarized hard x rays from a novel multipole wiggler in an Accumulation Ring*, Phys. Rev. Lett. 62, 2672-2675.
- Yamaoka H., Hiraoka N., Ito M., Mizumaki M., Sakurai Y., Kakutani Y., Koizumi A., Sakai N. i Higashi Y., (2000), *Performance of bent-crystal monochromators for high-energy synchrotron*, J. Synchrotron Rad. 7, 69-77.
- Yang B. X., (1993), *Fresnel and refractive lenses for X-rays*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. Sect. A 328, 578-587.
- Young K., Khounsary A., Jansen A. N., Dufresne E. M. i Nash P., (2007), *Fabrication and performance of a lithium X-ray lens*, AIP Conf. Proc. 879, 989-993.
- Yunkin V. A., Grigoriev M., Kuznetsov S., Snigirev A. A. i Snigireva I., (2004), *Planar parabolic refractive lenses for hard x-rays: technological aspects of fabrication*, Proc. SPIE 5539, 226-234.
- Zamponi F., Ansari Z., Schmising C. V., Rothhardt P., Zhavoronkov N., Woerner M., Elsaesser T., Bargheer M., Trobitzsch-Ryll T. i Haschke M., (2009), *Femtosecond hard X-ray plasma sources with a kilohertz repetition rate*, Appl. Phys. A 96, 51-58.
- Zheng J. i Yu C. X., (2009), *Collective Thomson scattering from high-temperature high-density plasmas revisited*, Plasma Phys. Control. Fusion 51, 095009(13).
- Zweiback J., Smith R. A., Cowan T. E., Hays G., Wharton K. B., Yanovsky V. P. i Ditmire T., (2000), *Nuclear Fusion Driven by Coulomb Explosions of Large Deuterium Clusters*, Phys. Rev. Lett. 84, 2634-2637.
- Żukowski E., (1996), *Magnetic Compton scattering. An application to spin-dependent momentum distribution in RF_e_2 compounds*, Dissertationes Universitatis Varsoviensis 447.
- Żurek W., (1977), *Badania rozkładu pędów elektronów metodą efektu Comptona*, Postępy Fizyki 28, 679-679.

8. SUMMARY

In this monograph the modern methods of the generation of the intense X-rays are explained and some examples how this radiation can be utilized in investigation of mater in its normal and excited state are given. First the properties of synchrotron radiation are discussed and generation of intense beams in bending magnets, wigglers and undulators in the synchrotrons is described. Next, the generation of short and extremely intense pulses in the newest X-ray sources, namely Free Electron Lasers (FELs) is explained and compared with radiation from other X-ray sources. Comprehensive discussion on the refractive X-ray optics is given. Such optics is more and more widely used in experiments with synchrotron radiation and radiation from FELs. Three experiments are described. In the first one the plasma created at the surface of solid targets is characterized. The second experiment, still in its infant phase, concerns the possibility of measuring the structure of a single biological molecule by means of single intense pulse of X-rays from FELs. The third experiment deals with the Compton spectrometry which requires the use of refractive lenses for the X-ray energy 175 keV. Construction and test of such lens is described in details. It can be used for investigation of magnetic multilayers and small samples in high pressure cells. Finally, the experiments on Warm Dense Matter (WDM), scheduled for near future at FELs, where the Compton spectrometry method will be used for investigation of the momentum distribution of electron system in WDM is presented.