



Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk
Kraków, Polska

**Obrazowanie układów złożonych techniką rentgenowskiej
mikrotomografii komputerowej z uwzględnieniem
kontrastu zmiany fazy**

mgr inż. Konrad Tkocz

Rozprawa doktorska przygotowana pod kierunkiem
prof. dra hab. Wojciecha M. Kwiatka
oraz dra Jakuba Bieleckiego

Kraków 2018

Mojej Oli i Gai.

Składam serdeczne podziękowania

*swojemu promotorowi Panu Profesorowi Wojciechowi M. Kwiatkowi –
za wsparcie merytoryczne, cierpliwość oraz wszystkie cenne uwagi i wskazówki.*

*Słowa podziękowania kieruję również do Pana Doktora Jakuba Bieleckiego oraz
Pana Doktora Janusza Lekkiego za wszelką pomoc, wsparcie oraz przekazaną
wiedzę.*

*Szczególne wyrazy wdzięczności składam na ręce mojej Żony,
za cierpliwość, troskę i wiarę w moje umiejętności. Za to, że zawsze wiedziałem,
że moje pytanie nie pozostanie bez odpowiedzi. Za wszelką pomoc i uśmiech,
którym darzy mnie codziennie...*

*Wyrazy wdzięczności kieruję także do mojej Rodziny,
Mamy i Taty za wsparcie oraz wiarę w moje możliwości, Rodzeństwu za słowa
otuchy, Babci za wsparcie duchowe oraz Przyjaciółom za wsparcie
okazywane zawsze po śląsku.*

*Dziękuję wszystkim współpracownikom z Zakładu Fizyki Doświadczalnej
Układów Złożonych, a w szczególności Joannie Czapl-Masztafiak, Ewelinie
Lipiec, Justynie Miszczyk, Michałowi Nowakowskiemu, Erazmowi
Dutkiewiczowi i Jakubowi Szlachetko
za stworzenie niepowtarzalnej atmosfery w pracy
oraz Tomaszowi Pieprzycy i Zbigniewowi Szklarzowi za dobre słowo rano
i pomoc przy rozwiązywaniu wszelkich problemów technicznych.*

Spis treści

Spis rysunków	3
Spis tabel	11
1. Wstęp	13
2. Cel, teza i zakres pracy	15
3. Podstawowe zagadnienia teoretyczne z dziedziny mikrotomografii komputerowej.....	17
3.1. Właściwości oraz powstawanie promieniowania rentgenowskiego	17
3.2 Oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z materią	20
3.3. Osłabienie wiązki promieniowania rentgenowskiego – masowy oraz liniowy współczynnik absorpcji.....	25
3.4 Refrakcja promieniowania rentgenowskiego - zespolony współczynnik załamania.....	30
3.5. Detekcja promieniowania rentgenowskiego w mikrotomografii komputerowej.....	35
3.6. Absorpcyjne obrazowanie rentgenowskie	39
3.7. Obrazowanie rentgenowskie z uwzględnieniem zmiany fazy	40
3.8. Matematyczne podstawy algorytmów rekonstrukcji obrazu tomograficznego	43
3.8.1. Metoda wstecznej projekcji.....	45
3.8.2. Transformata Radona	47
3.8.3. Twierdzenie Fouriera o przekrojach	50
3.8.4. Metoda filtrowanej projekcji wstecznej.....	52
3.9. Kontrast obrazów rentgenowskich.....	54
4. Modernizacja, optymalizacja oraz specyfikacja układu pomiarowego	57
4.1. Układ Mikrotomografii Komputerowej.....	58
4.1.1. Źródło promieniowania rentgenowskiego	59
4.1.2. System pozycjonowania próbki	73
4.1.3. Detektor promieniowania rentgenowskiego.....	81
4.2. Powiększenie geometryczne układu obrazowania rentgenowskiego	91
4.3. Przestrzenna zdolność rozdzielcza układu obrazowania rentgenowskiego	95
5. Rentgenowskie obrazowanie absorpcyjne układów złożonych.....	102
5.1. Wzmocnienie kontrastu absorpcyjnych projekcji rentgenowskich.....	104
5.2. Fenomenologiczne określenie zmiany intensywności projekcji rentgenowskich w zależności od napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej	107

5.2.1. Wyznaczanie natężenia promieniowania rentgenowskiego po przejściu przez modelową warstwę absorbentu dla danego napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej	109
5.2.2. Wyznaczanie intensywności projekcji rentgenowskiej fantomów dla danego napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej.....	120
5.2.3. Porównanie zamodelowanego sygnału natężenia promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez obiekt z sygnałem eksperymentalnym.....	123
5.2.4. Wyznaczenie ogólnej zależności określającej zmianę intensywności projekcji rentgenowskiej obrazowanego obiektu w funkcji napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej	125
5.2.5. Wyznaczanie oraz interpretacja fizyczna parametru Υ_1	135
5.2.6. Własności zmiany mierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji obiektu o grubości d na 1 kV napięcia przyspieszającego układu - Υ_1	142
6. Obrazowanie rentgenowskie z uwzględnieniem kontrastu zmiany fazy promieniowania	153
6.1. Obrazowanie rentgenowskie z uwzględnieniem kontrastu zmiany fazy w oparciu o wzmocnienie krawędziowe sygnału	154
6.2. Zależność sygnału wzmocnienia krawędziowego od napięcia przyspieszającego układu	158
Wnioski	178
Dodatek A. Standaryzacja i normalizacja projekcji rentgenowskich oraz ogólny schemat wyznaczania obrazów parametru Υ_1 i η	183
Dodatek B. Optymalizacja geometryczna układu.....	186
Dodatek C. Zmiana intensywności promieniowania rentgenowskiego transmitowanego przez materiały o energii krawędzi absorpcji większej od E_{min}	189
Bibliografia	190

Spis rysunków

Rys. 3.1 Przekroje czynne na: absorpcję fotoelektryczną - σ_A , rozpraszanie koherentne - σ_R , rozpraszanie niekoherentne - σ_C i zależność całkowitego przekroju czynnego na absorpcję - σ dla atomu krzemu w funkcji energii fotonów E i długości fali promieniowania rentgenowskiego λ	25
Rys. 3.2 Wartość komponent: f_1 i f_2 zespolonego atomowego czynnika rozpraszania do przodu dla atomu krzemu w zależności od energii fotonów E i długości fali promieniowania rentgenowskiego λ	31
Rys. 3.3 Ilustracja propagacji płaskiej fali promieniowania rentgenowskiego przez ośrodek materialny o współczynniku załamania n oraz w próżni.....	34
Rys. 3.4 Schemat przedstawiający rodzaje detektorów do obrazowania rentgenowskiego w zależności od energii fotonów i długości fali stosowanego promieniowania rentgenowskiego.	36
Rys. 3.5 Schemat ilustrujący techniki wyznaczania zmiany kierunku propagacji fali promieniowania rentgenowskiego uległej procesowi refrakcji na obrazowanym obiekcie, poprzez pomiar natężenia tego promieniowania: a) metoda oświetlenia krawędziowego, b) metoda obrazowania oparta o pomiar wzmocnienia natężenia propagującego promieniowania, c) metoda dwu-energetycznego obrazowania.....	41
Rys. 3.6 Ilustracja rekonstrukcji obiektu w kształcie krzyża przy wykorzystaniu algorytmu wstecznej projekcji. a) oryginalny obraz, b) wynik pomiaru dwóch wzajemnie prostopadłych projekcji, c) rzutowanie pionowej projekcji na płaszczyznę rekonstruowanego obrazu, d) rzutowanie poziomej projekcji, e) sumowanie przyczynków od obu rzutów projekcji - obraz powstały w wyniku rekonstrukcji metodą wstecznej projekcji	46
Rys. 3.7 Projekcja $P_\Phi(t)$ zdefiniowana jako całka liniowa funkcji $\mu(x, y)$ wzdłuż prostej L . Prosta L jest opisana dwoma zmiennymi parametrycznymi s i t . Osie x i y reprezentują układ związany z badanym obiektem, osie t i s reprezentują układ obrazowania obracający się wokół osi O prostopadłej do płaszczyzny wyznaczonej przez osie x i y . Wpływ na osłabienie wiązki promieniowania rentgenowskiego mają wszystkie punkty leżące na prostej L	47
Rys. 3.8 a) Graficzna reprezentacja funkcji $\mu(x, y)$, b) graficzna reprezentacja transformaty Radona $P_\Phi t$ w funkcji Φ wykonana ze 180 projekcji uzyskanych ze zdjęć rentgenowskich (o rozmiarze 300 x 300 pikseli), gdzie wartość funkcji $P_\Phi(t)$ dla kąta Φ reprezentują punkty o określonej jasności z zakresu od 0 do 255 (8 bitowa skala szarości) [Bielecki, 2011]......	49
Rys. 3.9 Ilustracja twierdzenia Fouriera o przekrojach - dokonując jednowymiarowej transformaty Fouriera na projekcji funkcji $\mu x, y$ uzyskane pod kątem Φ_1 można wyznaczyć wartości funkcji Fu, v na prostej przechodzących przez środek układu (u, v) wzdłuż kierunku określonego przez kąt Φ_1 . Wykonanie nieskończonej ilości pozwala wyznaczyć funkcje Fu, v na całej przestrzeni (u, v)	52
Rys. 4.1 Laboratorium Wielozadaniowego Stanowiska Mikrowiązki Rentgenowskiej: a) stanowisko eksperymentatora - 2008 rok, b) układ linii pomiarowych - 2008 rok oraz c) stanowisko eksperymentatora - 2016 rok, d) układ linii pomiarowych - 2016 rok.....	58

Rys. 4.2 Schemat linii pomiarowej Układu Mikrotomografii Komputerowej.....	59
Rys. 4.3 Źródło promieniowania rentgenowskiego Układu Mikrotomografii Komputerowej:	60
a) lampa rentgenowska - Hamamatsu L9191, b) tarcza anodowa z napyłoną warstwą miedzi,	60
c) głowica lampy rentgenowskiej.	60
Rys. 4.4 Widma emisyjne lampy rentgenowskiej Hamamatsu L9191 dla stosowanych tarcz anodowych wykonanych ze srebra, molibdenu, miedzi i tytanu. Na wyznaczonych widmach nie obserwuje się zliczeń odpowiadającym kwantom promieniowania rentgenowskiego o energii w zakresie od 0 do około 9 keV, ze względu na ich absorpcję w warstwie powietrza o grubości 140 cm, znajdującej się między lampą rentgenowską a detektorem.	62
Rys. 4.5 Wykres zależności transmitancji powietrza o grubości 140 cm w funkcji energii padających fotonów promieniowania rentgenowskiego.	63
Rys. 4.6 Schemat wewnętrznej budowy lampy Hamamatsu	64
Rys. 4.7 Wartość prądu lampy w zależności od napięcia przyspieszającego	65
Rys. 4.8 Względna zmiana intensywności źródła w czasie czterech godzin pracy.	66
Rys. 4.9 Porównanie klasycznego źródła promieniowania rentgenowskiego i źródła z układem mikroogniskującym.	67
Rys. 4.10 Zmiana jakości projekcji rentgenowskich uzyskiwana poprzez zmianę prądu cewek układu mikroogniskującego lampy rentgenowskiej – w tym przypadku wzrost natężenia prądu.	67
Rys. 4.11 Układ żeber wzorca JIMA RT RC-02	68
Rys. 4.12 Wyznaczanie rozmiaru ogniska lampy: a) schematycznie przedstawiony wynik splotu funkcji Heaviside'a i funkcji Gaussa, b) profil intensywności w obszarze szczeliny oraz żebra wraz z dopasowaną funkcją splotu Sp_{nr} . 69	69
Rys. 4.13 Rozmiar ogniska lampy rentgenowskiej w kierunku X i Y wyznaczony dla różnych napięć przyspieszających lampy.	70
Rys. 4.14 Projekcja rentgenowska obszaru wzorca, wykonana przy przyłożeniu napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej wynoszącego 150 kV, która zawiera pionowe oraz poziome żebra o szerokości 1,5 μm wraz z wyodrębnionymi obszarami (1) i (2), w których zmierzono profil intensywności obrazu.	71
Rys. 4.15 Profil intensywności wzdłuż żeber pionowych (rys. 4.14 obszar (1)) oraz żeber poziomych (rys. 4.14 obszar (2))......	71
Rys. 4.16 Rozmiar ogniska lampy rentgenowskiej w funkcji napięcia przyspieszającego lampy. Wyniki otrzymane przed rozpoczęciem prac modernizacyjnych układu.	72
Rys. 4.17 Pomiar optymalizacyjny lampy rentgenowskiej wykonane przed rozpoczęciem prac modernizacyjnych: a) projekcja rentgenowska wzorca wraz z wyodrębnionymi obszarami (1), (2), (3) i (4) w których zmierzono profil intensywności obrazu, b) profile intensywności zmierzone w odpowiednich obszarach projekcji wzorca	73

- Rys. 4.18 System pozycjonowania próbki: a) konstrukcja systemu wykonana w 2011 roku, b) modernizacja systemu wykonana w 2014 roku, oraz elementy składowe systemu: 1 - ława optyczna, 2 - manualny stolik przesuwu (Y), 3 - manualny stolik przesuwu (Y'), 4 - manualny stolik przesuwu (Z), 5 - manualny stolik przesuwu (X), 6 - goniometr (RY), 7 - głowica goniometru, 8 - zmotoryzowany stolik przesuwu (Y), 9 - konwerter z szynami przesuwu (manualny) (Z), 10 - zmotoryzowany stolik przesuwu (X), 11 - głowica goniometru Huber, 12 - kołyski (RX/RZ), 13 - manualne, centrujące stoliki przesuwu (X/Z), 14- igła (uchwyt próbki)..... 74
- Rys. 4.19 Schemat ukazujący pozycjonowanie badanego obiektu (porowatego ośrodka skalnego) w środku pola widzenia detektora: a) obiekt znajdujący się poza środkiem pola widzenia detektora, b) pozycjonowanie obiektu wzdłuż osi X , c) pozycjonowanie obiektu wzdłuż osi Y , d) pozycjonowanie obiektu wzdłuż osi Z 76
- Rys. 4.20 Pozyskiwanie złożonej projekcji rentgenowskiej, przy wykorzystaniu projekcji wykonanych dla różnych pozycji próbki w kierunku osi Y : a) projekcja wykonana dla najniższej pozycji próbki, b) projekcja wykonana dla najwyższej pozycji próbki, c) złożona projekcja powstała z 4 projekcji wykonanych w 4 różnych pozycjach próbki. Projekcja złożona c) nie jest przedstawiona w skali w stosunku do projekcji a) i b). 77
- Rys. 4.21 Schemat osiowania igły goniometru względem kolumny pikseli matrycy detektora: a) obrót igły z punktu wychylenia przez kołyskę RZ , obrót igły z punktu wychylenia przez kołyskę RX , c) prawidłowa pozycja igły względem kolumny pikseli matrycy detektora. 79
- Rys. 4.22 Schemat przedstawiający centrowanie osi obrotu obrazowanego obiektu przez przesunięcie igły o zadany wektor. Elementy wyróżnione na schemacie: 1 - goniometr obracający się o zadany kąt w kierunku zaznaczonym na schemacie, 2 - manualny stolik translacyjny (X), 3 - manualny stolik translacyjny (Z), 4 - igła na której umieszczany jest badany obiekt, 5 - oś obrotu goniometru, 6 - tor rotacji zakreślany przez koniec igły, 7 - wektor $\mathbf{W} = (WX, WZ)$, o który należy przesunąć igłę w celu eliminacji jej rotacji. Na powyższym schemacie nie uwzględniono kołysek obrotu RZ i RX (znajdujących się na translacyjnych stolikach manualnych) w celu poprawy czytelności rysunku.... 79
- Rys. 4.23 Fotografia stolika obrotowego Kohzu RA07A-W-2Q wykorzystywanego do precyzyjnego obrotu próbki o zadany kąt w trakcie eksperymentów mikrotomograficznych..... 80
- Rys. 4.24 Układ detekcyjny obrazowania rentgenowskiego wraz z zaznaczonymi elementami: 1 - detektor Photonic Science FDI 70mm X-Ray VHR, 2 - folia kaptonowa osłaniająca powierzchnię scyntyлятора detektora, 3 - układ hydrauliczny chłodzenia detektora, 4 - ława optyczna, 5 - manualny blat przesuwu pozycjonujący detektor w kierunku osi Z , 6 - zmotoryzowany stolik przesuwu pozycjonujący detektor w kierunku osi X , 7 - zmotoryzowany stolik przesuwu pozycjonujący detektor w kierunku osi Y 81
- Rys. 4.25 Wykres współczynnika sygnał-szum SNR w funkcji czasu ekspozycji dla detektora CCD Photonic Science używanego w eksperymentach mikrotomograficznych, dla odpowiedniej liczby grupowanych pikseli. 86
- Rys. 4.26 Schemat rozmieszczenia elementów detektora Photonic Science. Elementy zaznaczone na schemacie nie są przedstawione w skali. 87

Rys. 4.27 Wykres zależności transmitancji folii kaptonowej (C22H10N2O5) o grubości 75 μm w funkcji energii padających fotonów promieniowania rentgenowskiego	88
Rys. 4.28 Odpowiedź detektora Photonic Science w funkcji czasu ekspozycji oraz prosta dopasowana do zmierzonych wartości.	90
Rys. 4.29 Powiększenie geometryczne układu mikrotomografii komputerowej: a) wyznaczone poprzez pomiar odległości lampy rentgenowskiej od detektora ZSD oraz odległości lampy rentgenowskiej od obiektu - ZSO, b) wyznaczone poprzez pomiar odległości o jaką obiekt przesunięto XR oraz odległości o jaką przesunięty został obraz absorpcyjny obiektu - XI.	93
Rys. 4.30 Pomiar odległości przesunięcia obrazu.....	94
Rys. 4.31 Obserwacja linii par żebro-szczelina: a) projekcja rentgenowska wzorca wraz z zaznaczonym rzędem pikseli z których odczytywana jest intensywność, b) profil intensywności projekcji rentgenowskiej (uzyskany wzdłuż prostej pokazanej na obrazie a)).	96
Rys. 4.32 Wyznaczanie odpowiedzi układu na obiekt wzorcowy: a) projekcja rentgenowska ostrej krawędzi wraz z zaznaczonym rzędem pikseli, z których odczytywana jest intensywność, b) funkcja rozmycia krawędzi (odpowiadająca profilowi pokazanemu na obrazie a)).	97
Rys. 4.33 Wyznaczanie odpowiedzi układu na obiekt wzorcowy: a) funkcja rozmycia liniowego LSF, b) funkcja przenoszenia modulacji MTF, której wartości zostały znormalizowane. Wartość częstotliwości przestrzennej, dla której amplituda funkcji przenoszenia równa jest 10% wartości maksymalnej wynosi 0,19 lp/ μm	98
Rys. 4.34 Przestrzenna zdolność rozdzielcza stosowanego układu pomiarowego w funkcji powiększenia geometrycznego układu wyznaczona w kierunku X oraz Y.....	100
Rys. 4.35 Użytkowa zdolność rozdzielcza stosowanego układu pomiarowego w funkcji powiększenia geometrycznego układu wyznaczona w kierunku X oraz Y.....	101
Rys. 5.1 Mikrotomografia komputerowa próbki geologicznej - skały piaskowcowo-iłowcowo-mułowcowej [Jarzyna, Krakowska i inni 2016]: a) fragment próbki pobranej z odwiertu <i>Mrowla 1</i> z głębokości około 1430 m (rejon Zapadliska Przedkarpackiego) wraz z zaznaczonym na zielono obszarem wybranym do analizy, b) rekonstrukcja tomograficzna wybranego obszaru próbki oraz zaznaczony na żółto obszar, z którego wyznaczono przekrój, c) przekrój rekonstrukcji tomograficznej.....	102
Rys. 5.2 Mikrotomografia komputerowa próbki biologicznej - zęba: a) wycinek zęba wraz z zaznaczonymi strukturami: 1 szliwo, 2 zębina, b) rekonstrukcja tomograficzna wycinka zęba oraz zaznaczony obszar, z którego wyznaczono przekrój, c) przekrój rekonstrukcji tomograficznej.....	103
Rys. 5.3 Schemat budowy anatomicznej zęba ludzkiego wraz z zaznaczonymi strukturami	105
Rys. 5.4 Projekcje rentgenowskie wycinka zęba pozyskane dla trzech różnych napięć przyspieszających lampy rentgenowskiej.....	106

Rys. 5.5 Zmiana intensywności wyznaczonych obszarów w funkcji napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej: a) projekcja rentgenowska wycinka zęba z odpowiednio zaznaczonymi obszarami: tło (czarny kontur), miazga (niebieski kontur) oraz zębina (pomarańczowy kontur), w których mierzona jest intensywność obrazu, b) wykres zmian średniej intensywności określonych obszarów w funkcji napięcia przyspieszającego lampy.	107
Rys. 5.6 Schemat układu pomiarowego widm emisyjnych lampy rentgenowskiej.	112
Rys. 5.8 Wartość średniego masowego współczynnika absorpcji w funkcji energii promieniowania rentgenowskiego dla fosforanu wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$) oraz węglanu wapnia (CaCO_3). Na wykresie zaznaczono najmniejszą oraz największą energię (E_{min} i E_{maks}) fotonów rejestrowanych w energetycznych widmach promieniowania rentgenowskiego źródła.	116
Rys. 5.9 Wyznaczona całkowita liczba zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowe obiekty: fosforan wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$) i węglan wapnia (CaCO_3), oraz warstwę powietrza ($LZ0$) w funkcji napięcia przyspieszającego źródła UACC.	119
Rys. 5.10 Fantom stosowany do analizy zmiany średniej intensywności projekcji rentgenowskich w zależności od przyłożonego napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej: a) przykład stosowanego fantomu - $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$, b) projekcja rentgenowska fragmentu fantomu z zaznaczonymi obszarami: tło - czarny kontur, wybrany obszar do analizy projekcji - niebieski kontur.	120
Rys. 5.11 Pomiar zmiany średniej intensywności projekcji rentgenowskich fantomów (fosforanu wapnia - $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ i węglanu wapnia - CaCO_3), znormalizowanych względem obszaru tła (powietrze), w zależności od napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej.	122
Rys. 5.12 Porównanie zamodelowanego sygnału całkowitej liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowy obiekt i sygnału eksperymentalnego, określającego intensywność projekcji rentgenowskiej fantomu, odpowiednio dla: a) fosforanu wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$), b) węglanu wapnia (CaCO_3).	124
Rys. 5.13 Energetyczne widma emisyjne lamp rentgenowskich: Hamamatsu L9191 oraz XOS X-Beam - wyposażonych w molibdenową tarczę anodową. Widma emisyjne zmierzono przy napięciu przyspieszającym wynoszącym 45 kV. Różnice intensywności widm w zakresie niskich energii promieniowania rentgenowskiego wynikają z różnych odległości z_{SD} , przy których wykonano pomiar (absorpcja promieniowania rentgenowskiego w powietrzu).	126
Rys. 5.14 Zmiana średniej intensywności projekcji rentgenowskich fosforanu wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$) w funkcji napięcia przyspieszającego źródła, oraz krzywa spełniająca treść założenia 1°	128
Rys. 5.15 Zmierzona zmiana średniej intensywności projekcji rentgenowskich fosforanu wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$) w funkcji napięcia przyspieszającego źródła, oraz krzywa spełniająca treść założeń: 1° , 2° i 3°	131

Rys. 5.16 Zmiana średniej intensywności projekcji rentgenowskich fosforanu wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$) w funkcji napięcia przyspieszającego źródła - wyniki eksperymentalne oraz krzywa przedstawiająca hipotetyczną zmianę średniej intensywności w zakresie małych wartości napięcia przyspieszającego.....	133
Rys. 5.17 Zmierzona zmiana średniej intensywności projekcji rentgenowskich fosforanu wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$) w funkcji napięcia przyspieszającego źródła, oraz krzywa spełniająca treść założenia 1° , 2° , 3° i 4°	134
Rys. 5.18 Wartości parametru Y_L wyznaczone poprzez dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów wyznaczonej funkcji A do wyników eksperymentalnych uzyskanych dla fantomów $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ i CaCO_3 . Współczynnik determinacji R^2 dla obydwu zestawu wyników pomiarowych wynosi 0,99.	136
Rys. 5.19 Schemat obrazujący wynik odejmowania elementów pierwszego członu wyrażenia (5.33).....	140
Rys. 5.20 Zależność wyznaczonej zmiany efektywnego liniowego współczynnika absorpcji na 1 kV napięcia przyspieszającego układu od efektywnej liczby atomowej materiału absorbentu wraz z dopasowaną prostą do otrzymanych punktów pomiarowych.....	143
Rys. 5.21 Zależność wyznaczonej zmiany efektywnego liniowego współczynnika absorpcji na 1 kV napięcia przyspieszającego układu od grubości warstwy absorbentu wraz z dopasowaną krzywą eksponencjalną do otrzymanych punktów pomiarowych.....	144
Rys. 5.22 Obrazowanie wzorców: a) sprasowane fragmenty pastylek fosforanu wapnia oraz węglanu wapnia umieszczone w układzie obrazowania, b) zdjęcie rentgenowskie stosowanych wzorców uzyskana dla U_{ACC} wynoszącego 70 kV, c) obraz wartości zmiany efektywnego liniowego współczynnika absorpcji na 1 kV napięcia przyspieszającego układu uzyskanych na podstawie przeprowadzonych pomiarów.....	145
Rys. 5.23 Rekonstrukcja tomograficzna efektywnego liniowego współczynnika absorpcji i parametru Y – zmiany mierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji obiektu spowodowany zmianą energetycznego widma emisyjnego lampy rentgenowskiej, przypadającą na 1 kV przykładanego napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej.....	148
Rys. 5.24 Obrazowanie rentgenowskie wycinka zęba ludzkiego: a) projekcja rentgenowska, b) obraz Y_L , c) profil projekcji rentgenowskiej oraz obrazu Y_L wyznaczony wzdłuż odcinków zaznaczonych na wskazanych obrazach.	149
Rys. 6.1 Granule żeluz krzemionkowego - stosowane jako wzorcowe objekty badawcze do prowadzonych pomiarów oraz analiz niniejszej pracy.....	154
Rys. 6.2 Charakterystyka zespolonego współczynnika załamania krzemu: a) zależność parametru δ oraz b) zależność części rzeczywistej zespolonego współczynnika załamania $\text{Re}(n)$ od energii promieniowania rentgenowskiego...	155
Rys. 6.3 Schemat refrakcji wiązki promieniowania rentgenowskiego, zachodzącej na badanym obiekcie: a) refrakcja wiązki promieniowania rentgenowskiego o energii E_1 oraz jej interferencja z wiązką przechodzącą poza obiektem, α - kąt wyznaczony między pierwotnym kierunkiem propagacji wiązki a kierunkiem propagacji wiązki za obiektem; b) propagacja wiązki promieniowania rentgenowskiego o energii E_2 z znikomym zjawiskiem refrakcji ($E_1 \ll E_2$); c)	

profil intensywności projekcji rentgenowskiej zmierzony na detektorze (pnr – numer piksela) z zaznaczonymi wartościami intensywności: sygnału wzmocnienia krawędziowego - Jph , intensywności tła - $Jt\lambda$ oraz amplitudy sygnału wzmocnienia krawędziowego - Cph . Schemat nie jest przedstawiony w skali.....	156
Rys. 6.4 Obrazowanie rentgenowskie ze wzmocnieniem krawędziowym sygnału przy wykorzystaniu polichromatycznego źródła promieniowania: a) projekcja rentgenowska granuli żeluz krzemionkowego uzyskana przy napięciu przyspieszającym układu 30 kV wraz z zaznaczoną prostą, wzdłuż której badano profil intensywności; b) fragment projekcji rentgenowskiej granuli żeluz uzyskany przy napięciu przyspieszającym układu 30 kV z zaznaczonym obszarem wzmocnienia krawędziowego, c) fragment projekcji rentgenowskiej granuli uzyskany przy napięciu przyspieszającym układu 120 kV.....	160
Rys. 6.5 Profile intensywności projekcji rentgenowskich granuli uzyskane dla różnych wartości napięcia przyspieszającego lampy oraz zaznaczone pozycje pikseli A, B, C znajdujące się w obszarze wzmocnienia krawędziowego i piksela znajdującego się w obszarze tła.	162
Rys. 6.6 Obarczony szumem obraz rentgenowski obszaru wzmocnienia sygnału krawędziowego – $P\alpha$. Wartość sygnału wyrażono w jednostkach umownych [j. u.].....	163
Rys.6.7 Zmierzona intensywność pikseli obrazu znajdujących się w obszarze wzmocnienia krawędziowego oraz tła w zależności od napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej (niepewność sygnału określono jako pierwiastek kwadratowy zmierzonej intensywności).....	164
Rys. 6.8 Zależność sygnału wzmocnienia krawędziowego Jph od napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej wraz z zaznaczoną intensywnością saturacji $Jsat$ oraz największą amplitudą sygnału wzmocnienia krawędziowego $Cmaks$	167
Rys. 6.9 Wartości parametru η wyznaczone poprzez dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów funkcji K do wyników eksperymentalnych uzyskanych dla stosowanego wzorca. Współczynnik determinacji $R2$ dla uzyskanych krzywych wynosi: 0,92; 0,77 oraz 0,72 odpowiednio dla pikseli A, B i C.....	170
Rys. 6.10 Porównanie obrazów parametru η funkcji K wyznaczonych dla wartości współczynnika determinacji $R2$ większego od: a) 0,95; b) 0,90; c) 0,70 i d) 0,50.	171
Rys. 6.11 Obraz parametru η stosowanego wzorca.....	172
Rys. 6.12 Profil parametru η : a) wartość parametru $\eta(x)$ wyznaczona dla rzędu pikseli, b) pochodna parametru $\eta(x)$ wyznaczona dla rzędu pikseli.	172
Rys. 6.13 Obraz lokalnej pochodnej parametru $\eta(x)$ wyznaczony wzdłuż osi x stosowanego wzorca.....	174
Rys. 6.14 Mrówka Paraponera Clavata wraz z zaznaczonymi głównymi elementami budowy zewnętrznej: 1 - odwłok; 2 - trzonek, 3 - tułów, 4 - głowa.	174

Rys. 6.15 Odwłok badanej mrówki; absorpcyjne obrazy rentgenowskie (lewa strona), obrazy rentgenowskie uwzględniające w sposób jakościowy kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny (prawa strona).....	175
Rys. 6.16 Tułów badanej mrówki; absorpcyjne obrazy rentgenowskie (lewa strona), obrazy rentgenowskie uwzględniające w sposób jakościowy kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny (prawa strona).....	176
Rys. 6.17 Głowa badanej mrówki; absorpcyjne obrazy rentgenowskie (lewa strona), obrazy rentgenowskie uwzględniające w sposób jakościowy kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny (prawa strona).....	176
Rys. 6.18 Złożenie obrazu absorpcyjnego oraz uwzględniającego w sposób jakościowy kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny: a) odwłok i tułów, b) żuwaczki.....	177
Rys. A.1 Schemat standaryzacji projekcji rentgenowskiej.....	184
Rys. A.2 Schemat normalizacji projekcji rentgenowskich: a) standaryzowane projekcje, b) znormalizowane projekcje, c) średnia intensywność projekcji w obszarze tła oraz wartość współczynnik normalizacji.....	184
Rys. A.3 Ogólna schemat wyznaczania obrazów parametru YL i η , gdzie STD oznacza odchylenie standardowe od wartości średniej intensywności pikseli w stosie, <i>fitA</i> oraz <i>fitK</i> oznacza odpowiednio dopasowywanie do uzyskanych intensywności funkcji <i>A</i> oraz <i>K</i>	185
Rys. B.1 Profile intensywności wiązki rentgenowskiej wyznaczone wzdłuż kolumn oraz wierszy matrycy detektora CCD, zmierzone w 10 różnych odległościach (Z1-Z10) od stosowanego źródła promieniowania.....	186
Rys. B.2 Wielkość wyznaczonych odchyżeń standardowych (<i>RMS</i>) w funkcji odległości od źródła wraz z dopasowaną krzywą funkcji logistycznej.....	187
Rys. B.3 Preferowana odległość badanego obiektu w od źródła promieniowania rentgenowskiego - <i>ZSO</i> w zależności od rodzaju wykonywanego pomiaru: kolor niebieski – obrazowanie refrakcyjnego sygnału krawędziowego, kolor zielony – obrazowanie absorpcyjne, kolor biały – obszar obrazowania refrakcyjnego sygnału krawędziowego i obrazowania absorpcyjnego.....	188
Rys. C.1 Pomiar zmiany intensywności promieniowania rentgenowskiego transmitowanego przez badany obiekt w funkcji napięcia przyspieszającego UACC lampy rentgenowskiej.....	189

Spis tabel

Tabela 4.1 Właściwości tarcz anodowych lampy rentgenowskiej Hamamatsu L9191	61
Tabela 4.2 Parametry pracy goniometru Kohzu RA07A-W-2Q	81
Tabela 4.3 Zestawienie wybranych parametrów detektora Photonic Science w zależności od liczby grupowanych pikseli.	82

Spis stosowanych skrótów

ADU – ang. Analog to Digital Units - jednostka przetwornika analogowo-cyfrowego - intensywność sygnału zmierzonego przez kamerę CCD

BP – ang. Backprojection Algorithm - algorytm wstecznej projekcji

CCD – ang. Charge Coupled Device - matryca elementów światłoczułych

CMOS – ang. Complementary Metal Oxide Semiconductor - technologia wytwarzania układów scalonych

CZT – monokryształ tellurku kadmu i cynku

DEXI – ang. Dual-Energy X-Ray Imaging - metoda dwu-energetycznego obrazowania rentgenowskiego

EI – ang. Edge Illumination - metoda oświetlenia krawędziowego obrazowania rentgenowskiego z uwzględnieniem kontrastu zmiany fazy

FBP – ang. Filtered Back Projection - algorytm wstecznej projekcji z filtracją

FOP – ang. Fiber Optic Plate - układ światłowodów

Gadox – ang. Gadolinium Oxysulfide - tlenosiarczek gadolinu domieszkowany terbem ($Gd_2O_2S:Tb$)

PIXE – ang. Particle-Induced X-ray Emission - emisja promieniowania X wzbudzonego cząstkami naładowanymi

REI – ang. Refraction Enhanced Imaging - metoda obrazowania rentgenowskiego oparta o pomiar wzmocnienia natężenia propagującego promieniowania

REV – ang. Representative Elementary Volume - reprezentatywny element objętości

SNR – ang. Signal-to-Noise Ratio - współczynnika sygnał-szum

XRF – ang. X-ray Fluorescence - metoda fluorescencji rentgenowskiej

YAG – ang. Yttrium Aluminum Garnet - granat itrowo glinowy domieszkowany cerem ($Y_3Al_5O_{12}:Ce$)

1. Wstęp

Od momentu odkrycia w 1895 roku przez Wilhelma Conrada Röntgena promieniowania elektromagnetycznego X, obrazowanie rentgenowskie jest znaczącą i stale rozwijającą się techniką badawczą wykorzystywaną w badaniach naukowych, przemyśle oraz diagnostyce medycznej. Dzięki podstawowej właściwości promieniowania X, jaką jest zdolność jego przenikania przez materiał absorbentu, istnieje możliwość obrazowania wewnętrznej struktury optycznie nieprzejrzystych obiektów. Jedną z technik badawczych pozwalających na niemalże bezinwazyjne badanie trójwymiarowej struktury obiektu jest metoda mikrotomografii komputerowej. Pozwala ona na obrazowanie szczegółów budowy wewnętrznej badanej próbki, których rozróżnianie możliwe jest dzięki ich kontrastowi wynikającemu z różnic współczynnika absorpcji promieniowania rentgenowskiego w danych elementach obiektu [Gureyev, Stevenson i inni, 2000]. W przypadku obiektów biologicznych, konwencjonalne metody obrazowania rentgenowskiego pozwalają na uzyskanie projekcji rentgenowskich cechujących się wysokim kontrastem występującym między twardymi a miękkimi tkankami obrazowanych struktur. W obrębie danych tkanek, to znaczy w tkance miękkiej lub twardej różnica współczynników absorpcji promieniowania X jest niewielka [ICRU, 1989] i obserwacja szczegółów danej struktury jest praktycznie niemożliwa [Shovkun i Kumakhov, 2006].

Oprócz absorpcji w obiekcie promieniowanie rentgenowskie ulega również refrakcji na granicy dwóch różnych ośrodków optycznych. Dyspersyjny czynnik zespolonego współczynnika załamania wiązki promieniowania rentgenowskiego wykazuje większe wartości dla obiektów zbudowanych z lekkich pierwiastków, jakimi są między innymi struktury tkanek miękkich [Hubbell, 1999]. Poprzez detekcję wiązki promieniowania rentgenowskiego ugiętej na krawędzi badanego obiektu, istnieje możliwość obserwacji granicy między dwiema różnymi strukturami. Obrazowanie rentgenowskie wzmocnione refrakcyjnie sygnału krawędziowego jest jedną z technik obrazowania z uwzględnieniem kontrastu zmiany fazy promieniowania rentgenowskiego.

Wartość współczynnika absorpcji, jak i dyspersyjnego czynnika zespolonego współczynnika załamania maleją wraz ze wzrostem energii promieniowania rentgenowskiego.

Wskazana natura promieniowania rentgenowskiego sprawia, że absorpcyjne projekcje i obrazy wzmocnionego refrakcyjnie sygnału krawędziowego charakteryzują się niskim kontrastem sygnału w przypadku stosowania konwencjonalnego źródła, jakim jest lampa rentgenowska emitująca polichromatyczną wiązkę twardego promieniowania rentgenowskiego. Ze względu na swoją cenę, rozmiary oraz dostępność, lampy rentgenowskie w większości przypadków stanowią źródło promieniowania X w układach obrazowania stosowanych w nauce, przemyśle oraz diagnostyce medycznej. Z tego względu istnieje potrzeba poszukiwania nowych rozwiązań i technik pozwalających na obserwowanie detali oraz krawędzi struktur w obiektach biologicznych, charakteryzujących się małą różnicą współczynnika absorpcji na obrazach rentgenowskich otrzymywanych przy wykorzystaniu twardego, polichromatycznego promieniowania rentgenowskiego.

W trakcie badań dotyczących obrazowania obiektów biologicznych zaobserwowano, że w przypadku bardzo zróżnicowanych morfologicznie próbek trudno jest dobrać optymalne napięcie przyspieszające lampy rentgenowskiej, a tym samym optymalne energetyczne widmo emisyjne źródła pozwalające na pozyskiwanie projekcji rentgenowskich cechujących się dobrym kontrastem między wszystkimi rozróżnialnymi strukturami. Zauważono również, że wraz ze wzrostem napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej intensywność projekcji rentgenowskiej w obszarze badanego obiektu rośnie, natomiast intensywność wzmocnionego sygnału refrakcyjnego występującego na krawędziach obiektu maleje. Z tego względu autor postanowił opracować technikę pozwalającą na wyznaczenie z serii projekcji rentgenowskich pozyskiwanych przy zwiększających się napięciach przyspieszających lampy rentgenowskiej, obrazu ukazującego zmianę rejestrowanej intensywności.

2. Cel, teza i zakres pracy

Głównym celem niniejszej rozprawy było:

- a) zmodernizowanie i zoptymalizowanie układu obrazowania rentgenowskiego,
- b) opracowanie metody absorpcyjnego obrazowania rentgenowskiego pozwalającej na poprawę kontrastu między obrazowanymi strukturami obiektów biologicznych,
- c) wyznaczenie metody pozwalającej na obserwację sygnału wzmocnienia krawędziowego powstałego poprzez refrakcję wiązki promieniowania rentgenowskiego na krawędziach badanej próbki.

W szczególności celem pracy jest udowodnienie tezy, iż **zmieniając energetyczne widmo emisyjne polichromatycznego źródła twardego promieniowania rentgenowskiego uzyskuje się obrazy absorpcyjne cechujące się poprawą kontrastu między strukturami oraz można zaobserwować sygnał wzmocnienia krawędziowego.**

Rozprawa ma następującą strukturę:

- w Rozdziale 3 przedstawiono podstawowe zagadnienia teoretyczne z dziedziny mikrotomografii komputerowej. Opisano właściwości promieniowania rentgenowskiego oraz sposoby jego oddziaływania z materią. Omówiono matematyczne podstawy algorytmów rekonstrukcji obrazu tomograficznego oraz przedstawiono podstawowe metody określania kontrastu obrazu;
- w Rozdziale 4 opisano modernizację oraz optymalizację stosowanego układu obrazowania rentgenowskiego;
- w Rozdziale 5 przedstawiono wyniki badań dotyczące opracowania autorskiej metody absorpcyjnego obrazowania rentgenowskiego. Określono zamodelowany sygnał zmiany rejestrowanej intensywności obrazów rentgenowskich wynikającej ze zmiany napięcia przyspieszającego źródła i porównano go z wynikami eksperymentalnymi. Na podstawie uzyskanych wyników wyznaczono w sposób fenomenologiczny funkcję opisującą zmianę intensywności w zależności od napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej. Pokazano również interpretację fizyczną znalezionej funkcji oraz cechy wyznaczonych parametrów funkcji;

- w Rozdziale 6 przedstawiono zmianę intensywności wzmocnionego sygnału krawędziowego w funkcji napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej. W oparciu o przeprowadzoną analizę wyznaczono funkcję zmiany amplitudy wzmocnionego sygnału krawędziowego w zależności od napięcia lampy, dzięki której opracowano jakościową metodę wyznaczania obrazów rentgenowskich uwzględniających kontrast zmiany fazy.

3. Podstawowe zagadnienia teoretyczne z dziedziny mikrotomografii komputerowej

3.1. Właściwości oraz powstawanie promieniowania rentgenowskiego

W klasycznym opisie promieniowania elektromagnetycznego, promieniowaniem rentgenowskim, zwanym również promieniowaniem X, nazywamy fale elektromagnetyczne o długości fali λ z zakresu od 0,005 nm do 10 nm czyli fale, których energia fotonów E wynosi od około 0,12 keV do 250 keV. Związek między długością fali elektromagnetycznej i jej energią można opisać równaniem:

$$E \cdot \lambda = h\nu \cdot \lambda = hc = 1239,842 \text{ eV} \cdot \text{nm} \quad (3.1)$$

w którym $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 4,136 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$ jest stałą Plancka, ν oznacza częstotliwość fali, $c = 2,998 \times 10^8 \text{ m/s}$ jest prędkością rozchodzenia się fali elektromagnetycznej w próżni. Od strony zakresu niższych energii promieniowanie X przechodzi płynnie w promieniowanie ultrafioletowe, z kolei od strony zakresu wyższych energii w promieniowanie gamma [Van Grieken i Markowicz, 2001]. Ze względu na energię fotonów promieniowania rentgenowskiego, można dokonać jego klasyfikacji na miękkie promieniowanie rentgenowskie, którego energia mieści się w zakresie od 0,12 keV do 12,4 keV oraz twarde promieniowanie rentgenowskie, którego zakres energetyczny wynosi od 12,4 keV do 250 keV [Hsieh, 2003]. Jednakże podział ten jest umowny i bywa różnie stosowany w wielu pracach [Manson i Cooper, 1968; Rundquist, Durfee III i inni, 1998; Hornberger, 2007]. W celach badawczych w niniejszej pracy wykorzystywano promieniowanie rentgenowskie o energii w zakresie od 8 keV do 160 keV (twarde promieniowanie rentgenowskie).

Fotony promieniowania rentgenowskiego można uzyskać m. in. w wyniku bombardowania atomów materiału tarczy rozpędzonymi elektronami lub jonami. W praktyce taki sposób generowania promieniowania X stosowany jest w lampie rentgenowskiej, gdzie elektrony przyspieszone polem elektrycznym, występującym między anodą i katodą, docierając do atomów tarczy (anody), powodują ich wewnętrzną jonizację. Istnieją dwa podstawowe mechanizmy

oddziaływania przyspieszonych elektronów z atomami, których skutkiem jest emisja promieniowania rentgenowskiego.

Pierwszy proces zachodzi w przypadku, gdy przyspieszony w lampie rentgenowskiej elektron traci swoją energię kinetyczną poprzez oddziaływanie elektrostatyczne z polem elektrycznym elektronów anody, wytracając przy tym gwałtownie swoją prędkość. Zgodnie z klasyczną teorią elektromagnetyzmu, wyhamowywaniu elektronu w materiale tarczy towarzyszy emisja promieniowania elektromagnetycznego. W ten sposób powstaje promieniowanie rentgenowskie zwane promieniowaniem hamowania (niem. Bremsstrahlung) o ciągłym widmie energetycznym. Widmo to ograniczone jest od strony krótkich fal (wyższej energii), tzn. posiada graniczną długość fali λ_{min} zwaną granicą krótkofalową. Promieniowanie rentgenowskie o długości fali równej granicy krótkofalowej powstaje, gdy cała energia kinetyczna elektronu E_{ke} zostaje zamieniona na energię promieniowania elektromagnetycznego, co można opisać zależnością:

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{E_{ke}} = \frac{hc}{eU_{ACC}} = \frac{1239,842}{U_{ACC}} V \cdot nm \quad (3.2),$$

gdzie e oznacza ładunek elektryczny elektronu, a U_{ACC} napięcie elektryczne występujące między katodą i anodą wyrażone w V . Zależność (3.2) określana jest w literaturze jako prawo Duane-Hunt'a [Van Grieken i Markowicz, 2001].

Innym mechanizmem powstawania promieniowania rentgenowskiego są przejścia elektronów między różnymi stanami energetycznymi w atomie. Jeżeli energia elektronu emitowanego z katody jest większa niż energia wiązania elektronu na wewnętrznej powłoce (K lub L) atomu znajdującego się w materiale anody, może nastąpić „wybicie” elektronu z wewnętrznej powłoki. W wyniku wybicia elektronu następuje wzbudzenie atomu, które po czasie rzędu 10^{-15} s zanika poprzez kaskadowe przejścia elektronów na niższe powłoki energetyczne, powodując zapełnienie powłoki z której został wybity elektron. Przejściom energetycznym elektronów towarzyszy emisja kwantu promieniowania elektromagnetycznego o energii równej różnicy energii wiązania elektronu na poszczególnych powłokach atomu. Promieniowanie to zwane jest promieniowaniem charakterystycznym i w odróżnieniu od

promieniowania hamowania cechuje się liniowym widmem energetycznym. Teoria widm charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego dopuszcza istnienie ograniczonej liczby dozwolonych przejść energetycznych elektronów w atomie. Ponadto, przejścia energetyczne atomu mogą zachodzić z różnym prawdopodobieństwem. Najbardziej intensywne linie promieniowania charakterystycznego odpowiadają przejściom dipolowym, dla których spełnione są następujące reguły wyboru liczb kwantowych:

$$\Delta l = \pm 1, \Delta j = \pm 1, 0 \quad (3.3).$$

Znacznie mniejsza intensywność promieniowania charakterystycznego odpowiada przejściom kwadrupolowym, którym odpowiadają następujące reguły wyboru:

$$\Delta l = \pm 2, \Delta j = \pm 2, \pm 1, 0 \quad (3.4).$$

Cechą liniowych widm charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego jest regularność zmian długości fali (energii fotonów) w zależności od liczby atomowej Z atomu emitującego to promieniowanie. Regularność ta nazywana jest prawem Moseleya i można ją opisać równaniem:

$$\frac{1}{\lambda} = k_1(Z - k_2)^2 \quad (3.5),$$

w którym k_1 jest stałą dla danej serii widmowej, a k_2 jest tzw. stałą ekranowania uwzględniającą odpychanie kulombowskie elektronów w atomie. Prawo Moseleya stanowi podstawę spektroskopowych metod analizy pierwiastkowej takich jak XRF (ang. X-ray Fluorescence) czy PIXE (ang. Particle-Induced X-ray Emission). W metodzie PIXE [Bochenek, Tkocz i Duszak, 2016] atomy tarczy wzbudzone są poprzez bombardowanie ich przyspieszonymi w akceleratorze protonami lub dodatnimi jonami.

Źródłem promieniowania rentgenowskiego w badaniach prezentowanych w niniejszej pracy była lampa rentgenowska, której specyfikacje przedstawia Rozdział 4.1.1. Źródło promieniowania rentgenowskiego.

3.2 Oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z materią

Promieniowanie rentgenowskie docierając do materii może oddziaływać z budującymi ją atomami, a w szczególności z: elektronami walencyjnymi, elektronami silnie związanymi na wewnętrznych powłokach elektronowych oraz z polem elektrycznym jąder. Dla fotonów promieniowania X, których energia mieści się w zakresie od 8 do 160 keV istnieją trzy podstawowe mechanizmy oddziaływania promieniowania rentgenowskiego z materią:

- absorpcja fotoelektryczna,
- rozpraszanie koherentne (rozpraszanie Rayleigha),
- rozpraszanie niekoherentne (rozpraszanie Comptonowskie).

Poniżej przedstawiono opis tych mechanizmów oraz prawdopodobieństwo ich zajścia, określone przez mikroskopowy przekrój czynny wyrażony w jednostkach *barn/atom*, odpowiedni dla każdego zjawiska.

W zjawisku absorpcji fotoelektrycznej całkowita energia fotonu promieniowania rentgenowskiego przekazywana jest elektronowi związanemu na wewnętrznej powłoce atomu. W wyniku nadania elektronowi energii przez foton, zostaje on uwolniony (wybity) z atomu, unosząc przy tym energię kinetyczną E_{ke} , równą energii fotonu $h\nu$ pomniejszoną o energię wiązania elektronu E_w , co można wyrazić wzorem:

$$E_{ke} = h\nu - E_w \quad (3.6).$$

Elektron uwolniony w następstwie tego procesu zwany jest fotoelektronem. Na skutek emisji fotoelektronu atom przechodzi w stan wzbudzenia. Powrót atomu do podstawowego stanu energetycznego zachodzi przez przejścia elektronów z wyższych powłok elektronowych na niższe, powodując powstawanie kaskad charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego lub emisję elektronów Augera [Bielecki, 2011] albo poprzez zjawisko przejścia Costera-Kroniga. Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska absorpcji fotoelektrycznej w atomie wyrażone jest przez jej mikroskopowy przekrój czynny σ_A , który w przybliżeniu można określić wzorem:

$$\sigma_A = \sigma_0 \frac{Z^5}{(h\nu)^3} \quad (3.7),$$

w którym σ_0 oznacza stały współczynnik proporcjonalności. Wyrażona równaniem (3.7) zależność wielkości przekroju czynnego na absorpcję od energii fotonów promieniowania rentgenowskiego posiada charakter monotoniczny, tzn. współczynnik σ_A gwałtownie maleje wraz ze wzrostem energii fotonów w całym zakresie energetycznym z wyjątkiem wąskich zakresów wokół energii wiązania elektronów na poszczególnych powłokach co ilustruje rys. 3.1 (brak zachowania monotoniczności σ_A dla energii wiązania elektronów na powłoce K krzemu).

Rozpraszanie koherentne (rozpraszania Rayleigh'a) jest procesem, w którym fotony promieniowania rentgenowskiego rozpraszane na elektronach związanych, zmieniają kierunek propagacji, nie wzbudzając i nie jonizując przy tym atomów absorbentu [Hubbell, 1999]. Foton oddziałujący z materią przekazuje jej znikomą część niesionej przez siebie energii, ponieważ odrzutowi ulega cały atom, łącznie z jądrem atomowym (a nie indywidualny elektron, tak jak ma to miejsce w zjawisku Comptona). Zjawisko bezdrzutowego przekazywania energii zachodzi, gdy energia padającego fotonu jest mniejsza niż energia wiązania elektronów w atomie ($h\nu \ll E_w$). Elektrony atomów absorbentu, na skutek interakcji z promieniowaniem rentgenowskim, drgają w fazie zgodnej z fazą fali padającej promieniowania rentgenowskiego, emitując przy tym rozproszoną falę promieniowania elektromagnetycznego. Proces ten jest analogiczny do drgań dipola elektrycznego w zewnętrznym polu elektrycznym. Fale rozproszone od poszczególnych elektronów w atomie interferując ze sobą, tworzą wypadkową falę rozproszoną, o częstotliwości równej częstotliwości fali padającej, ale rozchodzącą się w innym kierunku. Ze względu na oddziaływania kulombowskie występujące między elektronami związanymi w atomie, elektrony na których zachodzi proces rozpraszania nie mogą być traktowane jak elektrony swobodne. Z tego powodu konieczne jest uwzględnienie rozkładu ładunków elektronów w atomie [Hirayama, 2000]. W tym celu wykorzystuje się atomowy czynnik rozpraszania $F(x_C, Z)$, zależny od rozkładu ładunków w powłoce elektronowej uzyskanego na podstawie modelu atomu Thomasa-Fermiego, którego wartości dla odpowiednich pierwiastków zostały podane w tablicach [Nelms i Oppenheim, 1955]. Kwadrat atomowego czynnika rozpraszania określa prawdopodobieństwo rozproszenia fotonów na elektronach pierwiastka o liczbie atomowej Z , przy jednoczesnym braku przekazu energii. Korzystając z atomowego czynnika rozpraszania przekrój czynny na koherentne rozpraszanie fotonów (rozpraszanie Rayleigha) σ_R na elektronach związanych wyraża się równaniem [Hubbell, Veigele i inni, 1975]:

$$\sigma_R = \pi r_e^2 \int_{-1}^1 [F(x_C, Z)]^2 (1 + \cos^2 \theta) d(\cos \theta) \quad (3.8)$$

w którym $r_e \approx 2,818 \cdot 10^{-15} m$ jest tzw. klasycznym promieniem elektronu, λ długością fali promieniowania rentgenowskiego rozproszonego pod kątem θ w stosunku do pierwotnego kierunku propagacji promieniowania. Składnik x_C atomowego czynnika rozpraszania $F(x_C, Z)$ określony jest równaniem:

$$x_C = \frac{\sin(\theta/2)}{\lambda} \quad (3.9).$$

Równanie (3.9) wskazuje, że przekrój czynny na rozpraszanie Rayleigha dany równaniem (3.8) jest zależny od długości fali (energii padającego fotonu), jak również od liczby atomowej absorbentu. Przekrój σ_R oraz kąt rozproszenia fotonu θ maleją wraz ze wzrostem energii fotonów promieniowania rentgenowskiego i liczbą atomową Z .

Zjawisko niekoherentnego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego – zjawisko Comptona zachodzi na quasi-swobodnych elektronach walencyjnych. W procesie tym część energii padającego fotonu przekazywana jest słabo związanemu elektronowi absorbentu. Skutkiem tego elektron uzyskuje kinetyczną energię odrzutu, natomiast promieniowanie X zmienia swój kierunek propagacji oraz długość fali. Zmiana kierunku rozchodzenia się fali rozproszonej w stosunku do kierunku rozchodzenia się fali pierwotnej może zajść pod dowolnym kątem rozproszenia θ , przy czym kąt rozpraszania elektronu φ nie może być większy niż $\frac{\pi}{2}$ względem kierunku padającego fotonu. Zależność zmiany długości fali rozproszonej $\Delta\lambda$ od kąta jej rozpraszania przedstawia równanie:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda' = \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \quad (3.10),$$

w którym iloczyn $m_e c^2$ oznacza energię spoczynkową elektronu, a jego wyraz m_e masę spoczynkową elektronu. W 1929 roku Oskar Klein oraz Yoshio Nishina określili w sposób ilościowy, w oparciu o elektrodynamikę kwantową, różniczkowy przekrój czynny na niekoherentne rozpraszanie Comptona $d\sigma_C$ w wyniku, którego fala rozproszona rozchodzi się

pod kątem θ do pierwotnego kierunku jej propagacji [Hirayama, 2000]. Zależność ta określona jest równaniem:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} \cong \frac{r_e^2(1+\cos^2\theta)}{2[1+k_E(1-\cos\theta)]^2} \quad (3.11),$$

w którym $k_E = \frac{h\nu}{m_e c^2}$, gdzie $h\nu$ jest energią padającego fotonu, a $m_e c^2$ energią spoczynkową elektronu. Przekrój czynny na rozpraszanie Comptona można w przybliżeniu określić równaniem [Thompson, Attwood i inni, 2009]:

$$\sigma_C \cong 8\pi r_e^2 \frac{(1+2k_E+1.2k_E^2)}{3(1+2k_E)^2} \quad (3.12).$$

Występujący w powyższym równaniu czynnik: $\frac{(1+2k_E+1.2k_E^2)}{(1+2k_E)^2}$ ukazuje, że przekrój czynny na rozpraszanie Comptona maleje wraz z wzrostem energii padającego fotonu X. Dla niskich energii promieniowania rentgenowskiego wartość czynnika k_E (zdefiniowanego w równaniu (3.11)) dąży do 0. W tym przypadku przekrój czynny na rozpraszanie Comptona określony równaniem (3.12) można w przybliżeniu określić zależnością:

$$k_E \rightarrow 0: \quad \sigma_C \cong \frac{8\pi r_e^2}{3} \cong \sigma_T \quad (3.13),$$

w którym σ_T oznacza przekrój czynny na rozpraszanie Thomsona. W wyniku rozpraszania Thomsona foton promieniowania rentgenowskiego rozproszony na elektronie zmienia kierunek swojej propagacji, nie przekazując przy tym energii odrzutu elektronowi na którym się rozproszył. Z tego względu opisany proces określany jest rozpraszaniem koherentnym, lecz w przeciwieństwie do rozpraszania Rayleigha zachodzi on na indywidualnym elektronie, a nie na atomie absorbentu. W obszarze absorpcyjnej mikrotomografii komputerowej zjawiska rozpraszania fotonów (koherentne i niekoherentne) powodują redukcję zdolności rozdzielczej pozyskiwanych projekcji rentgenowskich ze względu na rozmycie obrazu. Detekcja zmiany kierunku rozchodzenia się fotonów promieniowania rentgenowskiego ze względu na ich

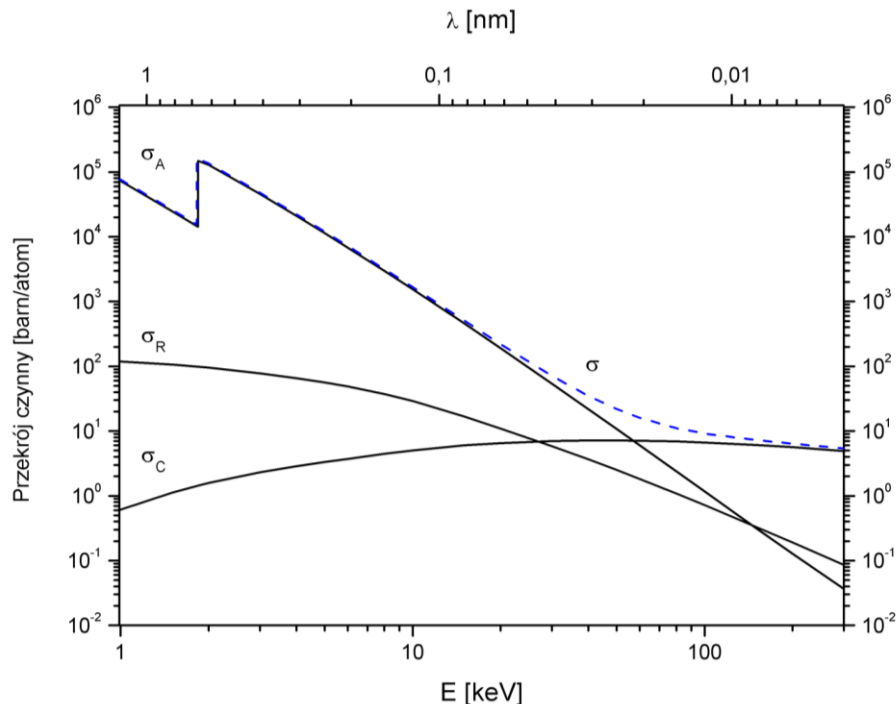
rozproszenie w materiale absorbentu stanowi jednak podstawowe zagadnienie w dziedzinie mikrotomografii komputerowej uwzględniającej kontrast zmiany fazy promieniowania.

Promieniowanie rentgenowskie może oddziaływać z materią również poprzez kreację par w postaci elektronu i pozytonu. Aby w procesie kreacji była spełniona zarówno zasada zachowania energii jak i pędu, zjawisko to musi odbywać się w zewnętrznym polu elektrycznym jądra lub elektronu. Produkcja pary elektron-pozyton polega na przemianie energii padającego fotonu $h\nu$ na masę tych cząstek, dlatego konieczne jest spełnienie warunku energetycznego:

$$h\nu \geq 2m_0c^2 \quad (3.14),$$

w którym iloczyn m_0c^2 oznacza energię spoczynkową elektronu lub pozytonu, a jego wyraz m_0 masę spoczynkową elektronu lub pozytonu. Ponieważ energia spoczynkowa elektronu (pozytonu) wynosi 0,51 MeV, kreacja pary elektron-pozyton wymaga więc fotonu o energii przynajmniej 1,02 MeV. Ze względu na fakt, iż w pracach badawczych dotyczących niniejszej rozprawy nie wykorzystywano fotonów o tak dużej energii zjawisko to nie występowało w eksperymentach z dziedziny mikrotomografii komputerowej.

Charakter zmian wartości przekrojów czynnych w opisanych zjawiskach, w zależności od energii fotonów lub długości fali promieniowania rentgenowskiego (w zakresie energetycznym, który był stosowany w badaniach w niniejszej pracy) dla krzemu przedstawia rys 3.1.



Rys. 3.1 Przekroje czynne na: absorpcję fotoelektryczną - σ_A , rozpraszanie koherentne - σ_R , rozpraszanie niekoherentne - σ_C i zależność całkowitego przekroju czynnego na absorpcję - σ dla atomu krzemu w funkcji energii fotonów E lub długości fali promieniowania rentgenowskiego λ . Wykres sporządzony w oparciu o dane literaturowe [Berger, Hubbell i inni, 2017].

3.3. Osłabienie wiązki promieniowania rentgenowskiego – masowy oraz liniowy współczynnik absorpcji

Jeśli strumień fotonów promieniowania X przechodzi przez warstwę materii (absorbent), to fotony mogą oddziaływać z atomami materii poprzez procesy, które przedstawia Rozdział 3.2 lub przejść przez tę warstwę bez oddziaływania. Prawdopodobieństwo tego, że foton przejdzie przez absorbent bez oddziaływania jest koniunkcją prawdopodobieństw mówiących o tym, że foton nie uczestniczy w żadnym z wcześniej wymienionych procesów (absorpcja fotoelektryczna, rozpraszanie koherentne, rozpraszanie niekoherentne). Prawdopodobieństwo to jest proporcjonalne do podanego poniżej wyrażenia:

$$(e^{-\sigma_A}) \cdot (e^{-\sigma_R}) \cdot (e^{-\sigma_C}) = e^{-(\sigma_A + \sigma_R + \sigma_C)} = e^{-\sigma} \quad (3.15),$$

w którym σ oznacza całkowity przekrój czynny na absorpcję wyrażony w jednostkach *barn/atom* i stanowi (na co wskazuje równanie (3.15)) sumę przekrojów czynnych odpowiednich procesów:

$$\sigma = \sigma_A + \sigma_R + \sigma_C \quad (3.16).$$

Zależność wartości całkowitego przekroju czynnego na absorpcję od energii fotonów oraz długości fali promieniowania rentgenowskiego dla krzemu przedstawia rys. 3.1.

W praktyce do opisu oddziaływania fotonów promieniowania rentgenowskiego z materiałem absorbentu wykorzystuje się tzw. masowy współczynnik absorpcji μ_m wyrażony w $\frac{cm^2}{g}$. Relację między masowym współczynnikiem absorpcji, a całkowitym przekrojem czynnym na absorpcję przedstawia równanie:

$$\mu_m = \sigma \frac{N_A}{M_m} \quad (3.17),$$

w którym $N_A \approx 6,022 \cdot 10^{-23} mol^{-1}$ – stała Avogadro, M_m – masa molowa wyrażona w $g \cdot mol^{-1}$.

Natężenie wiązki promieniowania rentgenowskiego zdefiniowane jest jako liczba fotonów emitowanych w jednostce czasu w jednostkowy kąt bryłowy [Cherry i Duxbury, 2009]. W przypadku, gdy wszystkie fotony promieniowania rentgenowskiego posiadają tę samą energię oraz gdy wiązka promieniowania jest skolimowana (równoległa), to natężenie wiązki promieniowania rentgenowskiego po przejściu przez warstwę absorbentu o grubości d maleje na skutek mechanizmów oddziaływania fotonów z atomami absorbentu, co można opisać równaniem:

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho d} \quad (3.18),$$

w którym I_0 reprezentuje pierwotne natężenie monochromatycznej wiązki promieniowania rentgenowskiego, I natężenie wiązki promieniowania rentgenowskiego po przejściu przez materiał absorbentu, a ρ jest gęstością absorbentu wyrażoną w $\frac{g}{cm^3}$.

Wiązka promieniowania rentgenowskiego generowana przez lampę rentgenowską jest polichromatyczna. Ponadto, masowy współczynnik absorpcji (całkowity przekrój czynny na absorpcję) jest zależny od energii padających fotonów. Z tego względu natężenie promieniowania rentgenowskiego uzyskiwanego przez lampę rentgenowską, po przejściu przez warstwę absorbentu, opisuje się równaniem:

$$I = \int_{E_{min}}^{E_{maks}} I_0(E) e^{-\mu_m(E)\rho d} dE \quad (3.19),$$

gdzie $I_0(E)$ określa natężenie pierwotnej wiązki promieniowania rentgenowskiego w funkcji energii (widmo energetyczne), E_{min} , E_{maks} – odpowiednio najmniejsza oraz największa energia fotonów rejestrowanych w widmie, a $\mu_m(E)$ stanowi masowy współczynnik absorpcji dla fotonów promieniowania o energii E .

W przypadku, gdy materiał absorbentu nie jest jednolity, lecz stanowi on mieszaninę różnych związków chemicznych, masowy współczynnik absorpcji w równaniu (3.19) zastępowany jest średnim masowym współczynnikiem absorpcji dany równaniem:

$$\overline{\mu_m} = \sum_i w_i (\mu_m)_i \quad (3.20)$$

w którym w_i stanowi udział masowy i -tego pierwiastka w materiale absorbentu. Równanie (3.19) przyjmuje więc postać:

$$I = \int_{E_{min}}^{E_{maks}} I_0(E) e^{-\overline{\mu_m}(E)\rho d} dE \quad (3.21),$$

stanowiąc przy tym fizyczną podstawę metody absorpcyjnej tomografii komputerowej opartej na polichromatycznym źródle promieniowania rentgenowskiego. Wartości masowego

współczynnika absorpcji, w zależności od energii promieniowania rentgenowskie przedstawione są w tablicach [Henke, Gullikson i Davis, 1993; Berger, Hubbell i inni, 2017].

Na ogół, w celu określenia zmiany natężenia pierwotnej wiązki promieniowania rentgenowskiego po przejściu przez materiał absorbentu, często korzysta się również z wielkości μ_l zwanej liniowym współczynnikiem absorpcji, o wymiarze 1/cm. Związek pomiędzy liniowym współczynnikiem absorpcji a masowym współczynnikiem absorpcji dany jest zależnością:

$$\mu_l = \mu_m \cdot \rho \quad (3.22).$$

Związek zmiany natężenia promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez warstwę absorbentu o grubości d i liniowego współczynnika absorpcji, określany jest w literaturze jako prawo Beera-Lamberta-Bouguera [Splinter i Hooper, 2006]. W przypadku monochromatycznej, równoległej wiązki promieniowania rentgenowskiego powyższe prawo można przedstawić równaniem:

$$I = I_0 e^{-\mu_l d} \quad (3.23).$$

Znając wartość natężenia pierwotnej wiązki promieniowania rentgenowskiego i natężenia wiązki po przejściu przez materiał absorbentu oraz grubość samego absorbentu, można określić wartość liniowego współczynnika absorpcji, przekształcając równanie (3.23) do postaci:

$$\mu_l = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{I_0}{I} \right) \quad (3.24).$$

W przypadku polichromatycznej, równoległej wiązki promieniowania rentgenowskiego prawo Beera-Lamberta-Bouguera opiswane jest równaniem:

$$I = \int_{E_{min}}^{E_{maks}} I_0(E) e^{-\mu_l(E)d} dE \quad (3.25),$$

w którym $\mu_l(E)$ stanowi wartość liniowego współczynnika absorpcji danego absorbentu dla fotonów promieniowania rentgenowskiego o energii E .

Wielkość I_{tlo} określana jako całkowita wartość natężenia pierwotnej wiązki promieniowania rentgenowskiego, będącej wiązką polichromatyczną ($I_0(E)$) opisana jest równaniem:

$$I_{tlo} = \int_{E_{min}}^{E_{maks}} I_0(E) dE \quad (3.26)$$

W oparciu o znajomość wielkości I_{tlo} równanie (3.25) można przepisać do postaci:

$$I = \int_{E_{min}}^{E_{maks}} I_0(E) e^{-\mu_l(E)d} dE = I_{tlo} e^{-\tilde{\mu}_l d} \quad (3.27),$$

gdzie wielkość $\tilde{\mu}_l$ nazywana jest efektywnym liniowym współczynnikiem absorpcji.

Znając całkowitą wartość natężenia pierwotnej, polichromatycznej wiązki promieniowania rentgenowskiego i natężenia wiązki po przejściu przez materiał absorbentu oraz grubość samego absorbentu, w oparciu o równanie (3.27), można określić wartość efektywnego liniowego współczynnika absorpcji, która dana jest równaniem:

$$\tilde{\mu}_l = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{I_{tlo}}{I} \right) \quad (3.28).$$

Ponadto można stwierdzić, że wyznaczona wartość efektywnego liniowego współczynnika absorpcji proporcjonalna jest do liniowego współczynnika absorpcji (zależnego od energii fotonów promieniowania X), tak jak to zapisano poniżej:

$$e^{-\tilde{\mu}_l d} \propto \int_{E_{min}}^{E_{maks}} e^{-\mu_l(E)d} dE \quad (3.29).$$

Wartość sygnału proporcjonalnego do wartości natężenia pierwotnej wiązki promieniowania rentgenowskiego (monochromatycznego lub polichromatycznego) oraz wiązki po przejściu przez materiał absorbentu, może być zmierzona odpowiednimi detektorami promieniowania

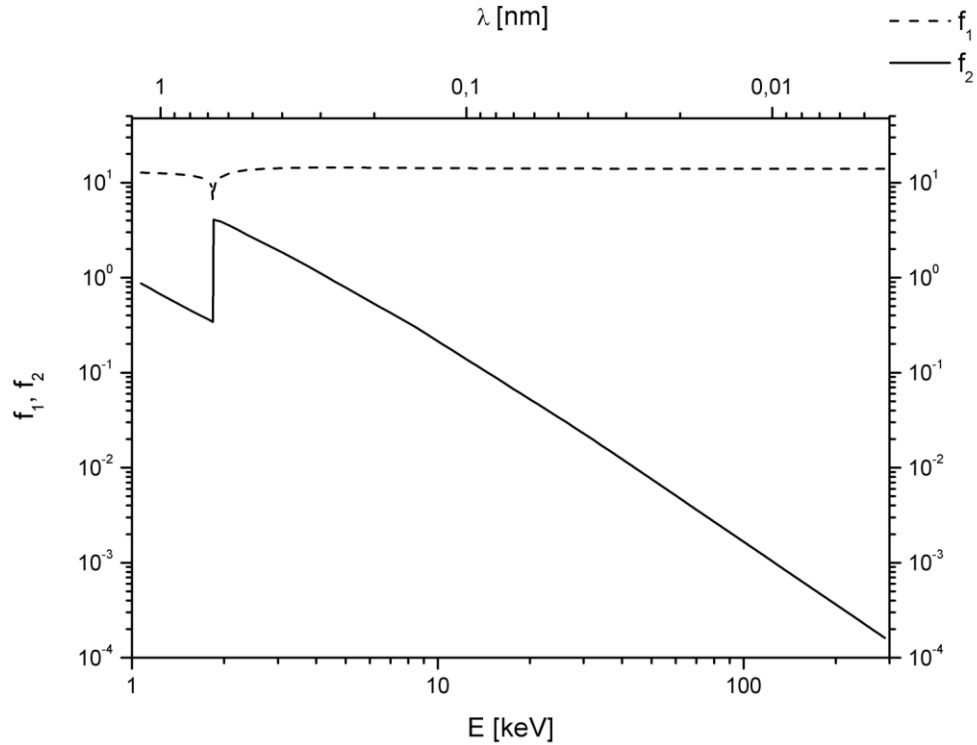
rentgenowskiego, których opis przedstawia Rozdział 3.5 Detekcja promieniowania rentgenowskiego w mikrotomografii komputerowej.

3.4 Refrakcja promieniowania rentgenowskiego - zespolony współczynnik załamania

Oddziaływanie fotonów promieniowania rentgenowskiego z materią zostało dotychczas przedstawione na poziomie atomowym. Jednak ze względu na fakt, że zgodnie z klasyczną teorią elektromagnetyzmu, promieniowanie X jest falą elektromagnetyczną obserwuje się dla niego zjawisko refrakcji na granicy dwóch ośrodków. W celu opisu zjawiska refrakcji promieniowania rentgenowskiego, przyjmuje się, że między różnymi, jednorodnymi ośrodkami, z których każdy posiada inny współczynnik załamania, występują ostre granice, a współczynnik załamania promieniowania rentgenowskiego w próżni z definicji równy jest jedności. Współczynnik załamania światła dla promieniowania w zakresie energetycznym odpowiednim dla promieniowania rentgenowskiego wyraża się przez zespolony współczynnik załamania n [Als-Nielsen i McMorro, 2001], wiążący rozpraszanie promieniowania oraz absorpcję fotoelektryczną na poszczególnych atomach absorbentu. Zespolony współczynnik załamania opisuje się równaniem:

$$n = 1 - \delta + i\beta = 1 - \frac{r_e}{2\pi} \lambda^2 \sum_i n_{e(i)} f_i(0) \quad (3.30)$$

w którym δ i β to odpowiednio rzeczywisty oraz urojony parametr równania opisującego zespolony współczynnik załamania, r_e to klasyczny promień elektronu, λ - długość fali promieniowania rentgenowskiego, a $n_{e(i)}$ - liczba elektronów na jednostkę objętości i -tego pierwiastka. Wyraz $f(0) = f_1 + if_2$ w równaniu (3.30) nazywa się zespolonym atomowym czynnikiem rozpraszania do przodu lub mocą oscylatora. Czynniki te składa się z dwóch komponent: f_1 - opisujący dyspersję promieniowania rentgenowskiego oraz f_2 - opisujący absorpcję fotoelektryczną promieniowania rentgenowskiego na atomach absorbentu. Wartości komponent f_1 oraz f_2 zostały przedstawione w tablicach [Henke, Gullikson i Davis, 1993; Chantler, 1995]. Przykładowe wartości komponent oraz charakter ich zmian dla atomu krzemu w zakresie energetycznym, który był stosowany w niniejszej pracy pokazuje rys. 3.2.



Rys. 3.2 Wartość komponent: f_1 i f_2 zespoleonego atomowego czynnika rozpraszania do przodu dla atomu krzemu w zależności od energii fotonów E lub długości fali promieniowania rentgenowskiego λ . Wykres sporządzony w oparciu o dane literaturowe [Chantler, 1995].

W oparciu o wyraz określający zespoleony atomowy czynnik rozpraszania do przodu można zapisać parametry δ i β występujące w równaniu (3.30) w następujący sposób:

$$\delta = \frac{r_e}{2\pi} \lambda^2 \sum_i n_{e(i)} f_1 \quad (3.31),$$

oraz

$$\beta = \frac{r_e}{2\pi} \lambda^2 \sum_i n_{e(i)} f_2 \quad (3.32).$$

Parametr δ w rzeczywistej części równania opisuje odchylenie zespoleonego współczynnika załamania od jedności, parametr β w urojonej części równania związany jest z absorpcją fotoelektryczną promieniowania rentgenowskiego. Dla fotonów o energii powyżej około 30 keV oraz dla pierwiastków, dla których nie występują w tym zakresie energetycznym krawędzie

absorpcji fotoelektrycznej parametry δ oraz β są proporcjonalne do długości fali promieniowania rentgenowskiego jak: $\delta \propto \lambda^2$, $\beta \propto \lambda^4$.

Zmiana kierunku propagacji fali promieniowania elektromagnetycznego po przejściu przez granicę między dwoma ośrodkami o różnych współczynnikach załamania określona jest przez prawo Snelliusa [Martz, Logan i inni, 2016], znane również jako prawo załamania. Prawo Snelliusa stwierdza, że stosunek sinusa kąta padania do sinusa kąta załamania odpowiada stosunkowi prędkości fazowych fali w dwóch ośrodkach (O_1 i O_2) oraz jest równy odwrotności stosunków współczynnika załamania dla tych ośrodków, co można zapisać równaniem:

$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (3.33)$$

w którym: α_1 i α_2 są odpowiednio kątami padania oraz załamania promieniowania mierzonymi od normalnej (prostej prostopadłej) do granicy dwóch ośrodków, v_1 i v_2 to odpowiednio prędkość fazowa fali w ośrodku O_1 i O_2 , n_1 i n_2 , są odpowiednio współczynnikami załamania ośrodka O_1 i O_2 , a n_{21} to względny współczynnik załamania.

Bezwzględny współczynnik załamania n_i zdefiniowany przez prawo Snelliusa wyraża się jako stosunek prędkości rozchodzenia się światła w próżni c do prędkości fazowej fali v_i w ośrodku O_i , co można wyrazić równaniem:

$$n_i = \frac{c}{v_i} \quad (3.34).$$

Zgodnie z równaniem (3.30), na zespolony współczynnik załamania, w którego części rzeczywistej występuje parametr δ (równanie (3.31)), określający odchylenie zespolonego współczynnika załamania od jedności ($n < 1$), prędkość fazowa fali v_i wewnątrz ośrodka wynosi $\frac{c}{n}$, a tym samym jest większa od prędkości światła c . Nie oznacza to jednak, że naruszone zostało prawo mechaniki relatywistycznej, które wymaga by przekazywanie sygnałów niosących „informacje” odbywało się z prędkością nie większą od c . Propagacja fali rentgenowskiej w ośrodku zachodzi z prędkością grupowa v_G , która jest mniejsza od prędkości fazowej fali.

Mniejsza od jedności wartość zespolonego współczynnika załamania oznacza, że promieniowanie rentgenowskie załamuje się pod kątem większym w stosunku do kąta padania, w przypadku przechodzenia promieniowania z próżni do ośrodka materialnego [Als-Nielsen i McMorow, 2001].

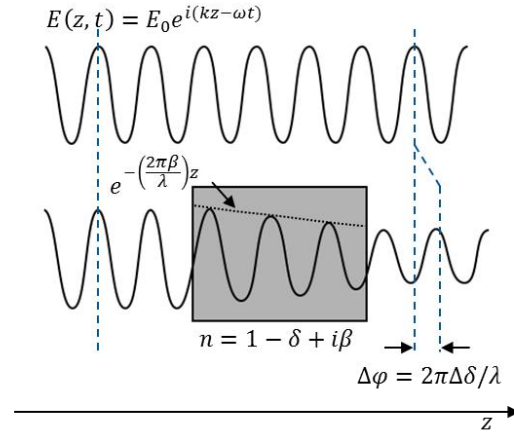
Rozdział 3.1 definiuje promieniowanie rentgenowskie jako falę elektromagnetyczną. Zgodnie z tą definicją propagacja monochromatycznej fali promieniowania rentgenowskiego w próżni, może być opisana równaniem:

$$E(z, t) = E_0 e^{i(kz - \omega t)} \quad (3.35)$$

w którym: E_0 jest amplitudą pola elektrycznego związanego z propagującym promieniowaniem X, ω – częstość kołowa, k to liczba falowa, która wynosi $\frac{2\pi}{\lambda}$, z określa kierunek propagacji fali (rys. 3.3), a zmienna t oznacza czas. Równanie fali monochromatycznej propagującej w ośrodku materialnym o bezwzględnym współczynniku załamania n_i (zdefiniowanym przez równanie (3.34)) można przedstawić wykorzystując zależność dyspersyjną: $v_i = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n_i}$ oraz podstawiając za bezwzględny współczynnik załamania - zespolony współczynnik załamania (równanie (3.30)):

$$E(z, t) = E_0 e^{i\left(\frac{\omega z}{c} - \omega t\right)} e^{-i\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda}\right)z} e^{-\left(\frac{2\pi\beta}{\lambda}\right)z} \quad (3.36).$$

Pierwszy eksponencjalny człon powyższego równania jest równy wyrażeniu w równaniu (3.35), opisującemu propagację fali elektromagnetycznej w próżni. Drugi eksponencjalny człon równania wskazuje na przesunięcie fazy promieniowania w ośrodku materialnym, natomiast trzeci człon eksponencjalny określa osłabienie wiązki promieniowania [Zhou, 2012; Surówka, 2016].



Rys. 3.3 Ilustracja propagacji płaskiej fali promieniowania rentgenowskiego przez ośrodek materialny o współczynniku załamania n oraz w próżni. Niebieska, przerywana linia wskazuje przesunięcie fazy promieniowania, natomiast czarna linia, przerywana osłabienie amplitudy fali w ośrodku.

Tak, jak ilustruje to rys. 3.3, fala płaska propagująca wzdłuż osi z (w „prawą” stronę), transmitowana przez ośrodek materialny o zespolonym współczynniku załamania:

$n = 1 - \delta + i\beta$ zostaje przesunięta w fazie o $\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta\delta}{\lambda}$, gdzie $\Delta\delta$ oznacza zmianę współczynnika δ między ośrodkiem a próżnią (zgodnie z równaniem (3.31), (δ dla próżni wynosi 0)).

Natężenie fali promieniowania rentgenowskiego proporcjonalne jest do kwadratu amplitudy związanego z nią pola elektrycznego. Tak więc absorpcja promieniowania rentgenowskiego (wyrażona przez liniowy współczynnik absorpcji (równanie (3.24)) związana jest z urojonym parametrem β zespolonego współczynnika załamania następującą zależnością:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-(\frac{2\pi\beta}{\lambda})z} = e^{-2\mu_1 z} \quad (3.37).$$

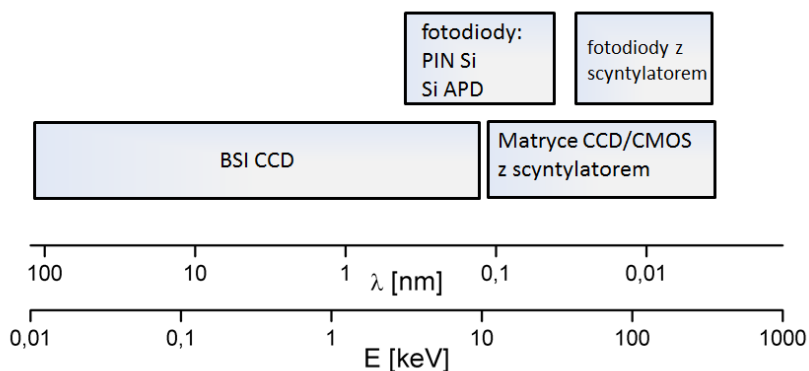
Opisany w niniejszym rozdziale proces refrakcji promieniowania rentgenowskiego pokazuje, że promieniowanie X przechodząc przez różne, jednorodne ośrodki, z których każdy posiada inny współczynnik załamania może zmienić swój kierunek propagacji $\Delta\alpha$ (równanie (3.33)) i zostać przesunięta w fazie $\Delta\phi$ (równanie (3.36)). Pomiar zmiany kierunku propagacji

promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez badany obiekt stanowi podstawę techniki obrazowania rentgenowskiego z uwzględnieniem zmiany fazy, która w literaturze często nazywana jest techniką obrazowania rentgenowskiego z kontrastem fazowym [Wilkins, Gureyev i inni, 1996; Pfeiffer, Weitkamp i inni, 2006].

3.5. Detekcja promieniowania rentgenowskiego w mikrotomografii komputerowej

Detekcja promieniowania rentgenowskiego zachodzi poprzez konwersję pierwotnych skutków oddziaływania promieniowania z materią na sygnały obserwowalne. Do detekcji fotonów promieniowania X wykorzystuje się głównie zdolność jonizacji atomów ośrodka, zdolność do wywoływania emisji promieniowania elektromagnetycznego, oraz wytwarzania nośników prądu elektrycznego. Istnieje szeroki zakres detektorów promieniowania rentgenowskiego, dostosowanych do detekcji fotonów w różnych zakresach ich energii. Podział detektorów wykorzystywanych do obrazowania rentgenowskiego w zależności od stosowanych energii promieniowania przedstawia rys. 3.4

W zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego stosuje się bezpośrednio detektory (nie wykorzystujące scyntylatora i światłowodów), takie jak fotodiody krzemowe (PIN Si), krzemowe fotodiody lawinowe (Si APD) oraz matryce CCD (ang. Charge Coupled Device) wykorzystujące iluminację tylną BSI (ang. Backside illumination).



Rys. 3.4 Schemat przedstawiający rodzaje detektorów do obrazowania rentgenowskiego w zależności od energii fotonów lub długości fali stosowanego promieniowania rentgenowskiego. Grafika wykonana na podstawie danych katalogowych [Hamamatsu, 2017].

Do detekcji fotonów w zakresie twardego promieniowania rentgenowskiego, który był stosowany w ramach niniejszej pracy, powszechnie stosowane są detektory pośrednie, takie jak fotodiody krzemowe oraz matryce CCD i CMOS (ang. Complementary Metal Oxide Semiconductor) z warstwą scyntylacyjną.

Pośrednie detektory promieniowania rentgenowskiego składają się z trzech głównych elementów, którymi są scyntylator, układ światłowodów – FOP (ang. Fiber Optic Plate) oraz układu światłoczułego ze sprzężeniem ładunkowym CCD lub matrycy CMOS.

Promieniowanie rentgenowskie padające na materiał scyntylatora jest w nim absorbowane, dzięki czemu zachodzi proces luminescencji, którego skutkiem jest emisja promieniowania elektromagnetycznego w zakresie światła widzialnego. Materiał z którego wykonany jest scyntylator powinien charakteryzować się zdolnością konwersji promieniowania rentgenowskiego w szerokim zakresie energetycznym na światło widzialne. Popularnie stosowanymi materiałami w systemach detekcyjnych, używanych w układach obrazowania rentgenowskiego [Graafsma i Martin, 2008] są: tlenosiarczek gadolinu domieszkowany terbem ($Gd_2O_2S:Tb$) zwany Gadox (ang. Gadolinium Oxysulfide) oraz granat itrowo glinowy domieszkowany cerem ($Y_3Al_5O_{12}:Ce$) zwany YAG (ang. Yttrium Aluminum Garnet). Gadox wzbudzony promieniowaniem rentgenowskim emituje fale elektromagnetyczne o długości

z zakresu 382–622 nm, przy czym podstawowy pik emisyjny przypada na długość fali równą 545 nm, natomiast zakres emisyjny YAG wynosi od 500–700 nm, przy długości fali piklu emisyjnego równej 530 nm [Pan, Wu i Su, 2004]. Promieniowanie emisyjne scyntylatora powstałe na skutek luminescencji ulega rozproszeniu w materiale scyntylatora. Z tego względu fotony promieniowania rentgenowskiego padające na dany punkt w płaszczyźnie scyntylatora mogą być rejestrowane przez odpowiedni dla tego punktu płaszczyzny piksel matrycy (CCD lub CMOS) i jego sąsiadów. Rozpraszanie promieniowania emisyjnego w materiale scyntylatora prowadzi, więc do „rozmycia” obrazu rejestrowanych fotonów i ograniczenia zdolności rozdzielczej detektora. Liczba rozproszonych w materiale scyntylatora fotonów promieniowania luminescencyjnego rejestrowana przez sąsiednie piksele matrycy jest proporcjonalna do drogi optycznej, jaką światło pokonuje, a więc do grubości scyntylatora. Cieńsza warstwa scyntylatora pozwala na uzyskanie lepszej zdolności rozdzielczej, aniżeli grubsza, jednak element scyntylacyjny o mniejszej grubości absorbuje mniej padającego promieniowania rentgenowskiego, skutkiem czego cieńszy scyntylator charakteryzuje się mniejszą wydajnością konwersji promieniowania rentgenowskiego na światło widzialne. Mniejsza wydajność luminescencji wpływa na obniżenie stosunku sygnału do szumu w rejestrowanych obrazach. Z tego względu wybór grubości scyntylatora stanowi kompromis między zdolnością rozdzielczą detektora, a odpowiednim stosunkiem sygnału do szumu w rejestrowanych obrazach.

Promieniowanie luminescencyjne emitowane przez scyntylator jest transmitowane przez układ światłowodów (FOP) na matrycę detektora. Zasadniczym elementem układu światłowodów jest pojedyncze włókno, które transmituje promieniowanie, poprzez proces całkowitego wewnętrznego odbicia światła, które zachodzi na granicy między szkłem z którego wykonany jest rdzeń włókna oraz szkłem, z którego stworzona jest wykładzina włókna, ze względu na różnicę współczynnika załamania występującą między tymi dwoma materiałami. Układ światłowodów spełnia również funkcję ochronną matrycy CCD, poprzez absorpcję promieniowania rentgenowskiego, które nie zostało zaabsorbowane w materiale scyntylatora.

Światło widzialne, przesłane przez układ światłowodów pada na matrycę, gdzie zachodzą procesy generowania, magazynowania i transferu ładunku elektrycznego. Podstawowe komponenty matrycy stanowią światłoczułe elementy półprzewodnikowe – piksele. Obecnie

stosowane są dwa podstawowe typy elementów światłoczułych [Farman A. i Farman T., 2005]: fotodiody oraz kondensatory MOS (ang. Metal Oxide Semiconductor). W przypadku pikseli, których budowa oparta jest o wykorzystanie fotodiody, struktura krzemowa typu PN (fotodiody) spolaryzowana jest zaporowo. Światło padające na warstwę zubożoną złącza PN, wywołuje w niej proces kreacji par elektron-wakancja. Elektrony, których liczba jest proporcjonalna do natężenia padającego światła, zostają zatrzymane w warstwie zubożonej, będącej studnią potencjału. W sytuacji, gdy piksele matrycy posiadają w swej budowie kondensatory MOS, jedną okładzinę kondensatora stanowi przewodząca ładunek i jednocześnie przepuszczająca światło polikrystaliczna warstwa krzemu. Światło po przejściu przez tą warstwę, podobnie jak w przypadku fotodiody generuje nośniki prądu elektrycznego (elektrony) w warstwie zubożonej. W matrycach CCD, każdy piksel posiada zestaw trzech bramek, który przesuwa ładunek zgromadzony w warstwie zaporowej. Ładunek przesuwany jest równoległe w każdym rzędzie matrycy do układu rejestru odczytu, a następnie do wzmacniacza i przetwornika analogowo-cyfrowego. Wartość sygnału cyfrowego jest proporcjonalna do ładunku zgromadzonego w warstwie zaporowej odpowiedniego elementu światłoczułego. Matryce CMOS cechuje inny sposób (architektura) przesyłu informacji. Posiadają one tak zwane „inteligentne piksele” tzn. każdy fotoelement zawiera elektroniczny układ sterujący jego pracą w tym tranzystor, wzmacniacz sygnału oraz rejestrator odczytu. Daje to możliwość szybszego odczytywania informacji zgromadzonej w fotoelementach (względem matrycy CCD), kosztem zmniejszenia powierzchni elementu światłoczułego.

Odpowiedź opisanych powyżej detektorów twardego promieniowania rentgenowskiego, tzn. wartość cyfrowego sygnału wyjściowego zależna jest od natężenia I promieniowania X , które jest przez nie rejestrowane. Wartość ta nie zależy jednak od kąta między normalną do powierzchni matrycy detektora a kierunkiem propagacji fotonów promieniowania rentgenowskiego. Fakt ten oznacza, że przy wykorzystaniu wyżej przedstawionych detektorów, nie można pozyskać informacji o kierunku rozchodzenia się fotonów promieniowania X .

Obrazy rentgenowskie uzyskane przy wykorzystaniu detektorów promieniowania rentgenowskiego CCD oraz CMOS obarczone są szumem. Istnieje kilka podstawowych rodzajów szumów, niepożądanych w obrazowaniu rentgenowskim, którymi są: szum odczytu układu

detektora (ang. Readout Noise), uszkodzone piksele (ang. Bad Pixels) oraz „jasne” piksele (ang. Bright Pixels). Sposoby korekty projekcji rentgenowskich w celu eliminacji rejestrowanego szumu przedstawia Dodatek A.

Detektorem promieniowania rentgenowskiego, wykorzystywanym w celu pozyskiwania projekcji rentgenowskich w niniejszej rozprawie doktorskiej, była kamera CCD firmy PhotonicScience. Szczegóły techniczne dotyczące wykorzystywanego detektora przedstawia Rozdział 4.1.3. Detektor promieniowania rentgenowskiego.

W badaniach przeprowadzonych na potrzeby prezentowanej pracy, w celu pomiaru widma energetycznego źródła promieniowania rentgenowskiego (lampy rentgenowskiej) korzystano także z detektora opartego o monokryształ tellurku kadmu i cynku (CZT) firmy Amptek. Detektor ten wykonany jest w oparciu o technologię FET (ang. Field Effect Transistor), czyli tranzystor polowy, w którym sterowanie prądem odbywa się za pomocą pola elektrycznego [Amptek, 2017].

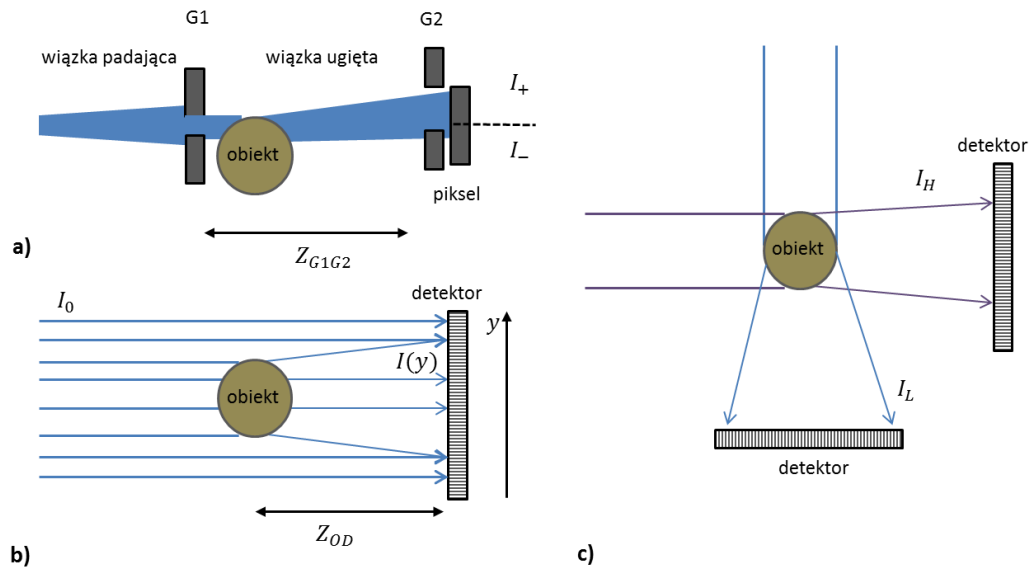
3.6. Absorpcyjne obrazowanie rentgenowskie

Projekcja rentgenowska zwana potocznie, zdjęciem rentgenowskim jest dwuwymiarowym obrazem zarejestrowanym przez detektor promieniowania rentgenowskiego i zapisanym w pamięci komputera. Obraz ten powstaje w wyniku ekspozycji badanego obiektu (próbki) na promieniowanie rentgenowskie, emitowane przez źródło. Jasność odpowiedniego piksela zdjęcia rentgenowskiego zależy od liczby fotonów zarejestrowanych przez odpowiedni piksel matrycy detektora (im jaśniejsza barwa piksela, tym większa liczba zarejestrowanych fotonów). Liczba zarejestrowanych fotonów w czasie ekspozycji proporcjonalna jest do natężenia promieniowania rentgenowskiego. Natężenie promieniowania przechodzącego przez badany obiekt, zależne jest od materiału absorbentu (badanego obiektu) co przedstawia Rozdział 3.3.

3.7. Obrazowanie rentgenowskie z uwzględnieniem zmiany fazy

Tak jak zostało opisane wcześniej (Rozdział 3.4), promieniowanie rentgenowskie ulega zjawisku refrakcji na granicy między dwoma różnymi ośrodkami (różnymi elementami obiektu). Na skutek tego zjawiska zachodzi zmiana kierunku propagacji promieniowania X, tak jak określa to równanie (3.33). Pozyskując zdjęcie rentgenowskie badanego obiektu, przy wykorzystaniu detektorów pośrednich promieniowania rentgenowskiego (CCD/CMOS), nie można uzyskać informacji o kierunku propagacji promieniowania przechodzącego przez obrazowany obiekt (Rozdział 3.5). Z tego względu informację o zmianie fazy promieniowania X (kierunku propagacji) uzyskuje się poprzez zastosowanie odpowiednich metod, opartych na pomiarze zmian natężenia promieniowania przechodzącego przez obiekt. Podstawowy podział metod odzyskiwania informacji o zmianie fazy promieniowania X dokonuje się ze względu na źródło promieniowania rentgenowskiego, wykorzystane w celu obrazowania. Zgodnie z tym podziałem można wyróżnić grupę metod opartych o promieniowanie synchrotronowe¹ (promieniowanie koherentne, równoległe, spolaryzowane) i grupę metod opartych o konwencjonalne źródła promieniowania rentgenowskiego, takie jak lampa rentgenowska (promieniowanie polichromatyczne). Spośród metod wykorzystujących jako źródło promieniowania X lampę rentgenowską wyróżnia się metodę oświetlenia krawędziowego – EI, (ang. Edge Illumination) [Murno, Rigon i inni, 2013], metodę obrazowania opartą o pomiar wzmocnienia natężenia propagującego promieniowania – REI (ang. Refraction Enhanced Imaging) [Suzuki, Yagi i Uesugi, 2002] oraz metodę dwu-energetycznego obrazowania – DEXI (ang. Dual-Energy X-Ray Imaging) [Ingal i Beliakskaya, 1995].

¹ Promieniowanie synchrotronowe – promieniowanie elektromagnetyczne zawierające pasma prom. X, podczerwieni, promieniowania widzialnego oraz ultrafioletu, emitowane przez naładowane cząstki poruszające się z prędkościami relatywistycznymi w polu magnetycznym, gdzie zachodzi zmiana ich pędu. Odbywa się to przy



Rys. 3.5 Schemat ilustrujący techniki wyznaczania zmiany kierunku propagacji fali promieniowania rentgenowskiego uległej procesowi refrakcji na obrazowanym obiekcie, poprzez pomiar natężenia tego promieniowania: a) metoda oświetlenia krawędziowego, b) metoda obrazowania oparta o pomiar wzmożenia natężenia propagującego promieniowania, c) metoda dwu-energetycznego obrazowania.

W metodzie oświetlenia krawędziowego wykorzystuje się dwie siatki dyfrakcyjne wstawiane do układu, o odpowiednio dobranych parametrach technicznych (wymiarów geometrycznych, materiał). Z tego względu metoda ta często nazywana jest w literaturze metodą kodowanych przesłon (ang. coded-aperture) [Olivo i Speller, 2007]. Siatka G1 (rys. 3.5 a) absorbuje promieniowanie rentgenowskie w taki sposób, aby oświetlona została wewnętrzna część piksela detektora (brzeży piksela są przysłaniane). Siatka G2 znajduje się możliwie blisko powierzchni detektora. Jej żebra skonstruowane są tak, by przesłaniały one promieniowanie docierające do połowy powierzchni piksela detektora (rys. 3.5 a). Pozycja siatki G2 jest sterowana silnikiem krokowym, tzn. po pozyskaniu projekcji rentgenowskiej jest ona przesuwana w taki sposób by odsłonić wcześniej zasłoniętą powierzchnię piksela, w celu pozyskania kolejnej projekcji rentgenowskiej. Zmiana kierunku propagacji promieniowania przechodzącego przez badany obiekt jest proporcjonalna do stosunków natężeń promieniowania rejestrowanych na projekcjach wykonanych dla różnych pozycji siatki G2 co można opisać zależnością [Diemoz, Hagen i inni, 2013]:

$$\Delta\alpha \propto \frac{1}{Z_{G1G2}} \left(\frac{I_+}{I_-} \right) \quad (3.38)$$

w której $\Delta\alpha$ to zmiana kierunku propagacji promieniowania, Z_{G1G2} jest odległością między siatkami G1 i G2, I_+ , I_- to zmierzone natężenia promieniowania rentgenowskiego odpowiednio w „górnej” i „dolnej” części piksela.

Metoda obrazowania oparta na pomiarze wzmocnienia natężenia propagującego promieniowania –REI znana jest również w literaturze pod angielskimi nazwami *Edge Enhanced X-ray Phase-Contrast Imaging* lub *Phase-Contrast Radiography* [Suzuki, Yagi i Uesugi, 2002]. W porównaniu do techniki obrazowania oświetlenia krawędziowego – EI, metoda REI nie wymaga stosowania dodatkowych elementów optycznych w układzie, tzn. układ składa się z źródła promieniowania rentgenowskiego, obrazowanego obiektu i detektora umieszczonego w ustalonej odległości (rys. 3.5 b) od próbki. Technika ta wymaga jednak by zastosowany detektor cechował się wysoką rozdzielczością (co w praktyce ogranicza pole widzenia) oraz użycia lampy rentgenowskiej z systemem mikroogniskowania wiązki. Wyznaczanie zmiany kierunku propagacji promieniowania X w metodzie REI opiera się na pomiarze wzmocnienia natężenia promieniowania, które uległo refrakcji na badanym obiekcie. Wzmocnienie intensywności (natężenia) sygnału następuje na skutek interferencji fali ugiętej na obiekcie i fali propagującej bezpośrednio na detektor (rys. 3.5 b). Zmiana kierunku propagacji fali rentgenowskiej jest proporcjonalna do odległości co można zapisać równaniem:

$$\Delta\alpha \propto \int \frac{[I(y)-I_0]}{Z_{OD}I_0} dy \quad (3.39)$$

w którym $I(y)$ to natężenie promieniowania rentgenowskiego zmierzone dla punktów o współrzędnych y , I_0 jest natężenie promieniowania padającego bezpośrednio na detektor, Z_{OD} jest odległością obrazowanego obiektu od detektora.

Metoda dwu-energetycznego obrazowania oparta jest na pozyskiwaniu projekcji rentgenowskich badanego obiektu, przy zastosowaniu wiązki promieniowania X o dwóch różnych zakresach energii. W tym celu, w praktyce wykonuje się obrazowanie z wykorzystaniem

dwóch anod lampy rentgenowskiej, wykonanych z dwóch różnych materiałów. Najczęściej w technice tej obrazowanie wykonuje się przy użyciu układu składającego z dwóch lamp rentgenowskich (z różnymi anodami) oraz dwóch detektorów (rys. 3.5 c), aczkolwiek możliwe jest również wykorzystanie jednej lampy oraz detektora, przy konieczności wymiany anody. Zmiana kierunku propagacji promieniowania rentgenowskiego na skutek refrakcji na badanym obiekcie, proporcjonalna jest do zmian zmierzonego natężenia promieniowania przy dwóch różnych zakresach energetycznych, co wyraża się równaniem:

$$\Delta\alpha \propto \frac{I_H}{I_L} \quad (3.40)$$

w którym I_H i I_L jest natężeniem promieniowania rentgenowskiego rejestrowanym przy wykorzystaniu anody emitującej promieniowanie X w zakresie odpowiednio wyższych oraz niższych energiach fotonów. Technika dwu-energetycznego obrazowania wykorzystywana jest również w celu podniesienia kontrastu absorpcyjnych projekcji rentgenowskich [Di Chiro, Brooks i inni, 1979]. Metoda DEXI jest obecnie stosowana w medycznym obrazowaniu diagnostycznym [Contillo, Di Domenico i inni, 2015], przez co jest ona nieustannie rozwijana.

W celu pozyskania projekcji rentgenowskiej z uwzględnieniem zmiany fazy badanego obiektu w niniejszej pracy opracowano autorską metodę, której zasada działania przedstawiona została w dalszej części rozprawy.

3.8. Matematyczne podstawy algorytmów rekonstrukcji obrazu tomograficznego

Zbiór projekcji rentgenowskich w tomografii komputerowej stanowi skończona liczba zdjęć badanego obiektu (próbki) rejestrowanych w ustalonych odległościach kątowych (przy czym odległość kątowa między pierwszym a ostatnim zdjęciem wynosi najczęściej π lub 2π).

Na podstawie uzyskanego zbioru projekcji rentgenowskich, przy wykorzystaniu odpowiednich algorytmów rekonstrukcji tomograficznej, uzyskuje się zbiór obrazów (dwuwymiarowych) zwanych rekonstrukcjami tomograficznymi, których wizualizacja stanowi trójwymiarową rekonstrukcję tomograficzną.

Rekonstrukcja tomograficzna jest rodzajem wielowymiarowego problemu odwrotnego [George, 2007]. Rozwiązanie zagadnienia odwrotnego polega na znalezieniu rozkładu danej wielkości fizycznej w przestrzeni pomiarowej, w tym przypadku efektywnego liniowego współczynnika absorpcji, w oparciu o uzyskany zbiór zdjęć rentgenowskich obiektu. Istnieje podział na dwie podstawowe klasy metod rekonstrukcji tomograficznych: metody transformacyjne lub analityczne oraz metody algebraiczne lub iteracyjne [Oliveira, Melo i inni, 2011]. Do metod analitycznych zalicza się metodę wstecznej projekcji - BP (ang. Backprojection Algorithm), metodę filtrowanej projekcji wstecznej – FBP (ang. Filtered Backprojection Algorithm) oraz metodę bezpośredniej (fourierowskiej) rekonstrukcji. Metody iteracyjne polegają na znalezieniu wartości odpowiednich wokseli², poprzez kolejne próby ich modyfikacji i dopasowywania, w taki sposób aby ich wartości zgadzały się z wartościami uzyskanych projekcji rentgenowskich. Wśród metod algebraicznych i iteracyjnych wyróżnia się metody ART (ang. Algebraic Reconstruction Techniques), SIRT (ang. Simultaneous Iterative Reconstruction Technique) [Gilbert, 1972], MART (ang. Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique) oraz SMART (ang. Simultaneous Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique) [Peterson, Paulsson i McEvelly, 1985].

Metodą wykorzystywaną do rekonstrukcji tomograficznych, z uzyskanych absorpcyjnych projekcji rentgenowskich oraz projekcji rentgenowskich uwzględniających zmianę fazy (propagacji promieniowania rentgenowskiego), zastosowaną w ramach niniejszej rozprawy była metoda wstecznej projekcji z filtracją. Algorytm FBP rekonstrukcji tomograficznej został wybrany ze względu na szereg zalet, które posiada m. in. łatwą implementację numeryczną, małą złożoność obliczeniową w stosunku do metod iteracyjnych oraz możliwość tworzenia rekonstrukcji tomograficznych z absorpcyjnych projekcji rentgenowskich w trakcie pomiarów kolejnych projekcji [Sidky, Anastasio i Pan, 2010; Bielecki, 2011]. Pomimo iż metoda FBP skutecznie rekonstruuje obrazy tomograficzne uzyskane w obrazowaniu absorpcyjnym jak i obrazowaniu z uwzględnieniem zmiany fazy [Cloetens, Pateyron-Salome i inni, 1997; Spanne, Raven i inni, 1999; Weitkamp, Rau i inni, 2002], w celu uproszczenia aparatu matematycznego,

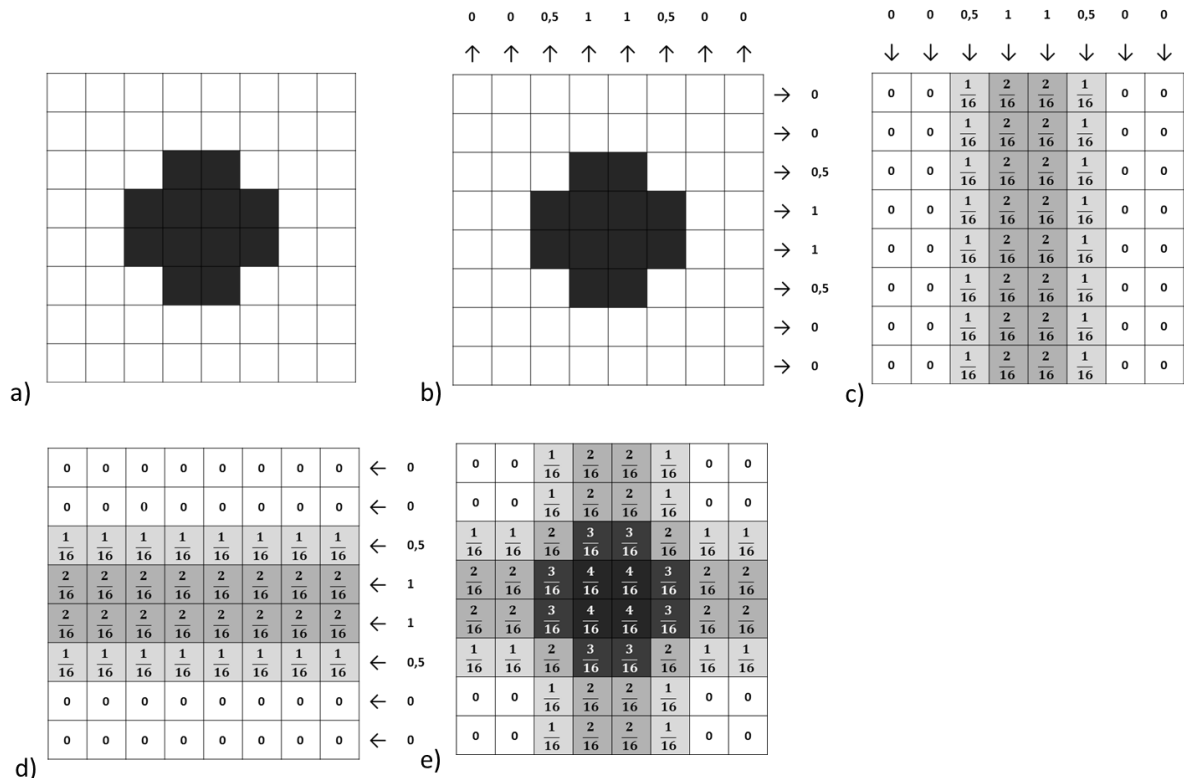
² Woksel (ang. volumetric picture element) – najmniejszy element przestrzeni w grafice trójwymiarowej, odpowiednik piksela w grafice dwuwymiarowej. Przy użyciu wokseli scenę przedstawia się jako trójwymiarową tablicę.

w kolejnych rozdziałach przedstawione zostały matematyczne podstawy algorytmów rekonstrukcji obrazu tomograficznego uzyskanego z projekcji absorpcyjnych.

3.8.1. Metoda wstecznej projekcji

Metoda wstecznej projekcji - BP (ang. Backprojection Algorithm) znana jest także w literaturze pod nazwą metody sumacyjnej [Willis i Miller, 1990]. Metoda BP jest najstarszą i zarazem najprostszą metodą rekonstrukcji tomograficznej.

Ideę metody sumacyjnej przedstawiono schematycznie na rysunku poniżej (rys. 3.6). Obiektowi w kształcie krzyża wykonywane są dwa zdjęcia rentgenowskie w odległości kątowej wynoszącej $\pi/2$. Zdjęcia te rejestrowane są w detektorze promieniowania rentgenowskiego składającym się z 64 pikseli (matryca 8×8 pikseli) (rys 3.6 a)). W miejscach gdzie znajduje się obiekt występuje absorpcja promieniowania rentgenowskiego. Wartość liniowego współczynnika absorpcji wzdłuż długości ramienia krzyża przyjmujemy umownie równą jednej jednostce, natomiast wzdłuż jego szerokości połowie jednej jednostki (rys. 3.6 b)). Postępując zgodnie z algorytmem wstecznej projekcji, w wyniku rzutowania pozyskanej projekcji pionowej, pikselom na liniach pionowych, w miejscach gdzie występuje obrazowany obiekt, przypisana została wartość $\frac{2}{16}$ (wzdłuż długości ramienia krzyża) i $\frac{1}{16}$ (wzdłuż szerokości ramienia krzyża) (rys. 3.6 c)). Taki sam proces przeprowadzono dla rzutowania pozyskanej w drugim pomiarze projekcji poziomej (rys. 3.6 d)). W wyniku sumowania przyczynków od obu pomiarów (reprezentowanego stopniem zaciemnienia) otrzymano niezbyt dokładny (ze względu na ograniczoną liczbę pomiarów) obraz badanego obiektu (rys. 3.6 e)). Na uzyskanej w wyniku dwóch pomiarów rekonstrukcji, znajdują się artefakty w postaci dwóch smug (przedłużenia ramion krzyża). Powstałych artefaktów nie można wyeliminować poprzez wykorzystanie większej liczby projekcji (pomiarów) w celu rekonstrukcji badanego obiektu, przy wykorzystaniu metody BP [Bielecki, 2011; Khari 2013].



Rys. 3.6 Ilustracja rekonstrukcji obiektu w kształcie krzyża przy wykorzystaniu algorytmu wstecznej projekcji. a) oryginalny obraz, b) wynik pomiaru dwóch wzajemnie prostopadłych projekcji, c) rzutowanie pionowej projekcji na płaszczyznę rekonstruowanego obrazu, d) rzutowanie poziomej projekcji, e) sumowanie przyczynków od obu rzutów projekcji - obraz powstały w wyniku rekonstrukcji metodą wstecznej projekcji.

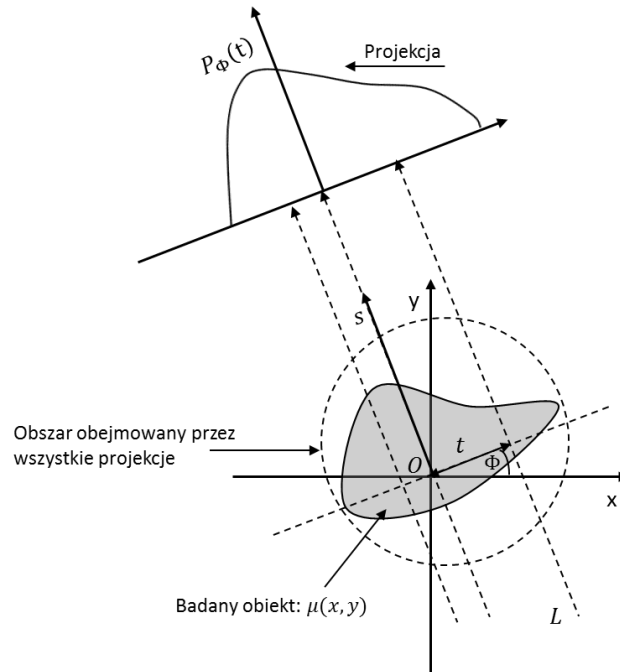
W ogólnym przypadku obraz rekonstrukcyjny uzyskany w oparciu o metodę wstecznej projekcji niesie informację o strukturze badanego obiektu, lecz jest on zniekształcony przez czynnik $\frac{1}{r_{ob}}$, gdzie r_{ob} jest odległością rekonstruowanego obiektu od środka osi obrotu [Bielecki, 2011]. W celu redukcji przedstawionego efektu rozmycia stosowany jest algorytm wstecznej projekcji z filtracją. Metoda FBP (wstecznej projekcji z filtracją) jest następczynią przybliżonej metody rekonstrukcji – wstecznej projekcji, która była stosowana w pierwszych urządzeniach tomograficznych. W dalszej części rozprawy opisany został algorytm FBP dla układu obrazowania o równoległej geometrii wiązki.

3.8.2. Transformata Radona

Dwuwymiarowy przekrój poprzeczny obrazowanego, niehomogenicznego obiektu może być reprezentowany przez funkcję dwóch zmiennych $f(x,y)$, gdzie x i y stanowią jego współrzędne w płaszczyźnie XY tak jak przedstawia to rys. 3.7. Funkcja $f(x,y)$ może reprezentować przestrzenny rozkład liniowego współczynnika absorpcji (zdefiniowany równaniem (3.24)) - $f(x,y) \equiv \mu(x,y)$ [Hart II, 2012]. Dalsze rozważania, przedstawione są w oparciu o przestrzenny rozkład liniowego współczynnika absorpcji. W takim przypadku obiekt modelowany jest przedstawiony jako dwuwymiarowy rozkład funkcji $\mu(x,y)$:

$$\text{obiekt} \rightarrow \mu(x,y) \quad (3.41).$$

W celu opisu transformaty Radona rozpatruje się przypadek, w którym wiązka promieniowania rentgenowskiego przechodzi przez badany obiekt wzdłuż kierunku L , tak jak zostało to przedstawione na rys. 3.7.



Rys. 3.7 Projekcja $P_\Phi(t)$ zdefiniowana jako całka liniowa funkcji $\mu(x,y)$ wzdłuż prostej L . Prosta L jest opisana dwoma zmiennymi parametrycznymi s i t . Osie x i y reprezentują układ

związany z badanym obiektem, osie t i s reprezentują układ obrazowania obracający się wokół osi O prostopadłej do płaszczyzny wyznaczonej przez osie x i y . Wpływ na osłabienie wiązki promieniowania rentgenowskiego mają wszystkie punkty leżące na prostej L .

Układ współrzędnych parametrycznych (t, s) związany jest z układem obrazowania tomograficznego: lampa rentgenowska - detektor, w którym lampa oraz detektor zmieniają swoją pozycję względem obiektu obracając się wokół osi obrotu O o kąt Φ . Układ współrzędnych (x, y) związany z obiektem oraz układ współrzędnych parametrycznych (t, s) związany z układem obrazowania posiadają wspólny środek (rys. 3.7), z tego względu transformacja między tymi układami dana jest macierzą obrotu:

$$\begin{bmatrix} t \\ s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi \\ -\sin \Phi & \cos \Phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \quad (3.42)$$

Projekcja obiektu (funkcji $\mu(x, y)$) wzdłuż prostej L definiowana jest następująco [Hart II, 2012]:

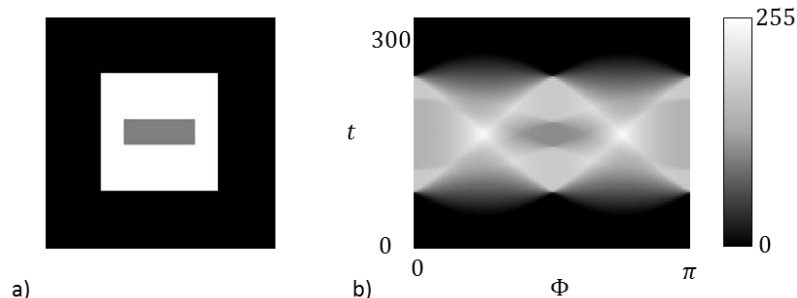
$$P_{\Phi}(t) = \int_L \mu(x, y) ds \quad (3.43),$$

gdzie $P_{\Phi}(t)$ jest całką liniową wzdłuż prostej L . Używając delty Diraca – δ , powyższą całkę można zapisać jako:

$$\begin{aligned} P_{\Phi}(t) &= \int_L \mu(x, y) ds = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) \delta(x \cos(\Phi) + y \sin(\Phi) - t) dx dy = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \mu(t, s) ds \quad (3.44) \end{aligned}$$

Funkcja $P_{\Phi}(t)$ z równania (3.44) znana jest jako transformata Radona [Radon, 1986] funkcji $\mu(x, y)$. Pełną dwuwymiarową projekcją obrazowanego obiektu stanowi zbiór całek liniowych uzyskanych poprzez wykorzystanie transformaty Radona. Wykres funkcji $P(\Phi, t)$ dla wszystkich kątów Φ , dla których stworzone zostały projekcje stanowi sinogram, czyli graficzną reprezentację transformacji Radona funkcji $\mu(x, y)$. Poniższy rysunek (rys. 3.8) ilustruje przykładową funkcję $\mu(x, y)$ (obiekt składający się z dwóch elementów o różnych

współczynnikach absorpcji) oraz sinogram utworzony na podstawie 180 projekcji wykonanych w zakresie kątowym Φ od 0 do π .



Rys. 3.8 a) Graficzna reprezentacja funkcji $\mu(x,y)$, b) graficzna reprezentacja transformaty Radona $P_\Phi(t)$ w funkcji Φ wykonana ze 180 projekcji uzyskanych ze zdjęć rentgenowskich (o rozmiarze 300 x 300 pikseli), gdzie wartość funkcji $P_\Phi(t)$ dla kąta Φ reprezentują punkty o określonej jasności z zakresu od 0 do 255 (8 bitowa skala szarości) [Bielecki, 2011].

W prezentowanych powyżej rozważaniach układ współrzędnych parametrycznych (t, s) związany jest z układem obrazowania tomograficznego, w którym lampa rentgenowska i detektor obracają się wokół badanego obiektu o zadany kąt Φ . Realizację tego typu układu zwykło nazywać się klasycznym układem tomograficznym. Zgodnie z zasadą względności ruchu, serie projekcji obrazowanego obiektu dla zadanych kątów Φ mogą być pozyskiwane poprzez obrót obiektu o zadany kąt, przy stacjonarnym (nieruchomym) położeniu lampy rentgenowskiej i detektora promieniowania rentgenowskiego. Obie koncepcje realizacji układu tomograficznego obrazowania rentgenowskiego są ze sobą równoważne z punktu widzenia algorytmu rekonstrukcji obrazowania rentgenowskiego, ponieważ znaczenie ma jedynie względny obrót dwóch układów odniesienia: układu związanego z systemem obrazowania i układu związanego z badanym obiektem.

W badaniach realizowanych w niniejszej rozprawie, korzystano z geometrii układu, w której lampa rentgenowska oraz detektor promieniowania rentgenowskiego były nieruchome, natomiast badany obiekt wykonywał obrót. Taka konfiguracja jest znacznie łatwiejsza do wykonania w układzie mikrotomografii komputerowej w stosunku do konfiguracji, w której

obiekt pozostaje nieruchomy a obrót wykonuje lampa rentgenowska oraz detektor, ze względu na sporą różnicę rozmiarów oraz masy obrazowanego obiektu względem wymienionych elementów.

3.8.3. Twierdzenie Fouriera o przekrojach

Gdy projekcja wiązki promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez obrazowany obiekt zdefiniowana jest na podstawie odpowiednio stosowanej transformaty (np. transformaty Radona) istnieje możliwość zastosowania transformaty odwrotnej w celu odzyskania funkcji $\mu(x, y)$. Z tego względu metody transformacyjne są nazywane często metodami odwrotnymi lub metodami inwersji.

Twierdzenie Fouriera o przekrojach (ang. Fourier Slice Theorem) stwierdza, że jednowymiarowa transformata Fouriera równoległej projekcji - $S_{\Phi}(w)$ jest równa przekrojowi dwuwymiarowej transformaty Fouriera oryginalnego obrazu - $FT(\mu(x, y))$, tzn. na podstawie danych z uzyskanych projekcji, dwuwymiarowy obiekt funkcji $\mu(x, y)$ można odzyskać, przeprowadzając odwrotną, dwuwymiarową transformatę Fouriera.

Dwuwymiarowa transformata Fouriera funkcji $\mu(x, y)$ zdefiniowana jest równaniem:

$$FT(\mu(x, y)) = F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-2\pi i(xu + yv)} dx dy \quad (3.45)$$

gdzie u i v to zmienne w dziedzinie częstości. Natomiast jednowymiarowa transformata Fouriera projekcji $P_{\Phi}(t)$ dla danego kąta Φ zdefiniowana jest równaniem:

$$FT(P_{\Phi}(t)) = S_{\Phi}(w) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{\Phi}(t) e^{-2\pi i w t} dt \quad (3.46).$$

Korzystając z zależności danej równaniem (3.44) równanie (3.46) można przepisać do następującej postaci:

$$S_{\Phi}(w) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \mu(t, s) ds \right] e^{-2\pi i w t} dt \quad (3.47).$$

Wynik równania (3.47) może być przetransformowany do układu (x, y) :

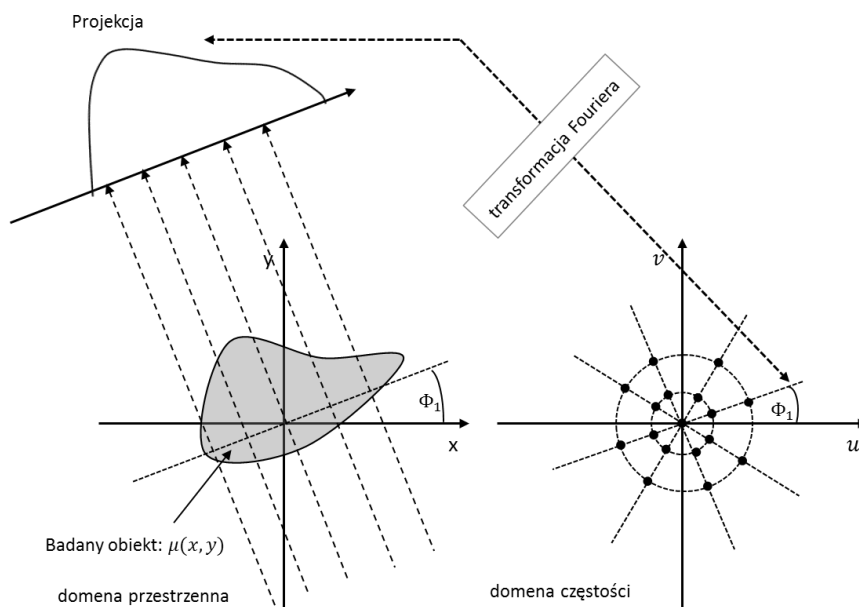
$$t = x \cos \Phi + y \sin \Phi \quad (3.48),$$

$$S_{\Phi}(w) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-2\pi i w(x \cos \Phi + y \sin \Phi)} dx dy \quad (3.49).$$

W odniesieniu do definicji przedstawionych równaniami (3.45) i (3.46) prawa strona powyższego równania (3.49) reprezentuje dwuwymiarową transformatę Fouriera funkcji $\mu(x, y)$, natomiast lewa strona jednowymiarową transformatę Fouriera jej projekcji, czyli:

$$S_{\Phi}(w) = F(w, \Phi) = F(w \cos \Phi, w \sin \Phi) \quad (3.50).$$

Równanie (3.50) pokazuje, że dokonując jednowymiarowej transformaty Fouriera na projekcjach funkcji $\mu(x, y)$ uzyskanych pod pewnymi kątami $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \dots, \Phi_n$ możemy wyznaczyć wartości funkcji $F(u, v)$ (tj. dwuwymiarowej transformaty Fouriera funkcji $\mu(x, y)$) na prostych przechodzących przez środek układu (u, v) pokazanych na rys. 3.9. Wykonując nieskończoną ilość projekcji można wyznaczyć funkcje $F(u, v)$ na całej przestrzeni (u, v) [Krawczyk, 2015].



Rys. 3.9 Ilustracja twierdzenia Fouriera o przekrojach - dokonując jednowymiarowej transformaty Fouriera na projekcji funkcji $\mu(x, y)$ uzyskane pod kątem Φ_1 można wyznaczyć wartości funkcji $F(u, v)$ na prostej przechodzących przez środek układu (u, v) wzdłuż kierunku określonego przez kąt Φ_1 . Wykonanie nieskończonej ilości pozwala wyznaczyć funkcje $F(u, v)$ na całej przestrzeni (u, v) .

3.8.4. Metoda filtrowanej projekcji wstecznej

Jak wynika z twierdzenia Fouriera o przekrojach, które podaje Rozdział 3.8.3, funkcje $\mu(x, y)$ opisującą obrazowany obiekt można uzyskać wykonując odwrotną (dwuwymiarową) transformatę Fouriera. Na twierdzeniu tym opiera się bezpośrednia (fourierowska) metoda rekonstrukcji obrazu tomograficznego [Mersereau, 1976; Lewitt, 1983]. Metoda bezpośredniej rekonstrukcji posiada jednak szereg wad, m.in. rekonstrukcja przebiega prawidłowo jedynie dla projekcji, które są niemal pozbawione szumów pomiarowych [Stark, Woods i inni 1981]. Z tego względu w większości praktycznych zastosowań stosuje się metodę filtrowanej projekcji wstecznej, opisaną poniżej.

Stosując odwrotną transformatę Fouriera, funkcja $\mu(x, y)$ może być zapisana jako:

$$\mu(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{2\pi i(xu+yv)} du dv \quad (3.51).$$

Zamieniając prostokątny układ współrzędnych w dziedzinie częstości (u, v) na układ biegunowy (w, Φ) , dokonuje się podstawienia:

$$u = w \cos \Phi \quad (3.52),$$

$$v = w \sin \Phi \quad (3.53).$$

Równanie (3.51) można zapisać jako:

$$\mu(x, y) = \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(w, \Phi) e^{2\pi i w(x \cos \Phi + y \sin \Phi)} w dw d\Phi \quad (3.54).$$

Całkę po kącie Φ w równaniu (3.54) można rozbić na dwie całki w granicach całkowania od 0 do π oraz od π do 2π :

$$\begin{aligned} \mu(x, y) = & \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(w, \Phi) e^{2\pi i w(x \cos \Phi + y \sin \Phi)} w dw d\Phi + \\ & + \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(w, \Phi + \pi) e^{2\pi i w(x \cos(\Phi + \pi) + y \sin(\Phi + \pi))} w dw d\Phi \end{aligned} \quad (3.55).$$

Korzystając z własności funkcji trygonometrycznych oraz z faktu, że $F(w, \Phi + \pi) = F(-w, \Phi)$ równanie (3.55) może być przepisane jako:

$$\mu(x, y) = \int_0^{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\infty} F(w, \Phi) |w| e^{2\pi i w(x \cos \Phi + y \sin \Phi)} dw \right] d\Phi \quad (3.56).$$

Jeśli za dwuwymiarową transformatę Fouriera w powyższym równaniu podstawimy transformatę projekcji $S_{\Phi}(w)$ otrzyma się:

$$\mu(x, y) = \int_0^{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\infty} S_{\Phi}(w) |w| e^{2\pi i w(x \cos \Phi + y \sin \Phi)} dw \right] d\Phi \quad (3.57),$$

$$\mu(x, y) = \int_0^\pi Q_\Phi(x \cos \Phi + y \sin \Phi) d\Phi \quad (3.58).$$

W powyższych równaniach ((3.57), (3.58)) transformata Fouriera projekcji $S_\Phi(w)$ mnożona jest przez czynnik (filtr) $|w|$, z tego względu funkcja Q_Φ nazywana jest "filtrowaną projekcją", która następnie używana jest do dokonania wstecznej projekcji celem wyznaczenia funkcji $\mu(x, y)$ badanego obiektu [Krawczyk, 2015].

Przedstawiony powyżej aparat matematyczny dotyczący metody filtrowanej projekcji wstecznej oparty został na równoległej geometrii wiązki promieniowania rentgenowskiego. W niniejszej rozprawie doktorskiej wykorzystywana wiązka promieniowania rentgenowskiego posiadała geometrię stożkową. Aparat matematyczny transformujący równanie (3.45) dwuwymiarowej transformaty Fouriera do stożkowego układu współrzędnych przedstawiony został w pracy: [Bielecki, 2011].

3.9. Kontrast obrazów rentgenowskich

Absorpcyjne projekcje rentgenowskie rejestrowane przez detektor promieniowania rentgenowskiego zapisywane są w odpowiedniej skali szarości. Liczba poziomów skali szarości zależna jest od głębi bitowej w jakiej dany obraz został zapisany, co można wyrazić prostym równaniem:

$$L_G = (D_b)^2 \quad (3.59),$$

w którym L_G oznacza liczbę poziomów skali szarości, natomiast D_b głębie bitową w jakiej obraz został zapisany. Detektor promieniowania rentgenowskiego, wykorzystywany w celu obrazowania w ramach niniejszej rozprawy doktorskiej, umożliwia zapisywanie zdjęć w 8, 12 lub 16 bitowej głębi szarości.

Kontrast projekcji absorpcyjnej, która została pozyskana w procesie obrazowania rentgenowskiego i zapisana w skali szarości, jest jednym z najważniejszych parametrów określających jej jakość techniczną, tzn. wpływa on na zdolność rozróżniania szczegółów

zawartych w obrazie [Bal, 2008]. W literaturze proponowanych jest wiele różnych metod oceny kontrastu obrazu. Do najczęściej stosowanych metod zalicza się: metodę współczynnika Webera [Chou i Li, 1995], metodę Michelsona [Michelson, 1927] oraz metodę oceny kontrastu na podstawie średniej kwadratowej wartości pikseli obrazu [Peli, 1990]. Metoda współczynnika Webera oraz Michelsona wykorzystywana jest w przypadku, gdy pozyskana projekcja nie charakteryzuje się dużą złożonością, to znaczy gdy na obrazie znajduje się jeden obiekt i tło lub dwa różne obiekty. Kontrast projekcji rentgenowskiej wyznaczony metodą Webera oraz metodą Michelsona, określony jest odpowiednio przez równania (3.60) i (3.61):

$$k_W = \frac{\bar{J} - \bar{J}_{tło}}{\bar{J}_{tło}} \quad (3.60),$$

$$k_M = \frac{\bar{J}_{maks} - \bar{J}_{min}}{\bar{J}_{maks} + \bar{J}_{min}} \quad (3.61),$$

gdzie: k_W jest wartością kontrastu obliczoną metodą Webera, a k_M wartością kontrastu obliczoną metodą Michelsona, \bar{J} stanowi średnią wartość pikseli obiektu (jeden obiekt na projekcji rentgenowskiej), $\bar{J}_{tło}$ jest średnią wartości pikseli tła, \bar{J}_{maks} i \bar{J}_{min} oznaczają odpowiednio średnią wartość pikseli obiektu o większej intensywności oraz średnią wartość pikseli obiektu o mniejszej intensywności (w przypadku projekcji rentgenowskiej z dwoma różnymi obiektami).

W przypadku bardziej złożonych obiektów stosowana jest metoda średniej kwadratowej wartości pikseli obrazu. Z tego względu w celu określenia kontrastu pozyskanych obrazów rentgenowskich, w niniejszej pracy wykorzystano metodę średniej kwadratowej wartości pikseli obrazu, która jest opisana równaniem:

$$k_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{MN} \sum_i^{N-1} \sum_j^{M-1} (J_{ij} - \bar{J})^2} \quad (3.62),$$

w którym J_{ij} jest wartością pikseli o współrzędnych i, j obrazu o wymiarach M na N pikseli, \bar{J} średnią wartością wszystkich pikseli obrazu, a k_{RMS} obliczoną wartością kontrastu obrazu.

Obniżony kontrast absorpcyjnej projekcji rentgenowskiej - przy założeniu braku innych jej wad technicznych takich jak np. poruszenie czy szum – powoduje trudności w rozróżnieniu szczegółów zawartych w obrazie. Przyczyną takiego stanu rzeczy może być niewykorzystanie całego dostępnego zakresu poziomów szarości lub niskie zróżnicowanie wartości średniego masowego współczynnika absorpcji sąsiadujących ze sobą obiektów występujących na obrazie.

W niniejszej pracy przedstawiona została autorska metoda pozyskiwania obrazu rentgenowskiego z wzmocnionym kontrastem absorpcyjnym, uzyskiwanego przy wykorzystaniu serii absorpcyjnych projekcji rentgenowskich, wykonanych w różnym zakresie energetycznym promieniowania rentgenowskiego, co opisano w Rozdziale 5.

4. Modernizacja, optymalizacja oraz specyfikacja układu pomiarowego

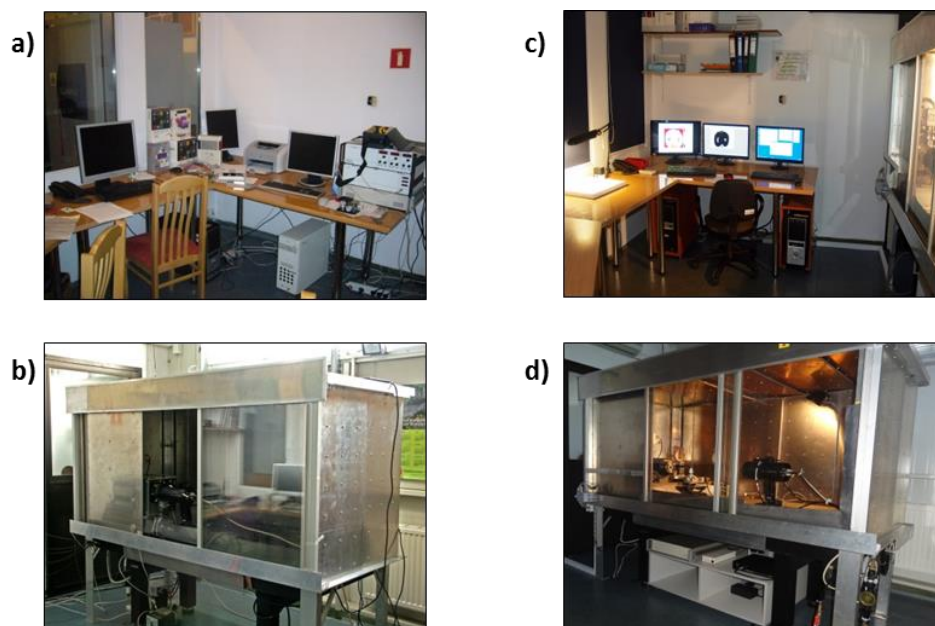
W Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie, w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Układów Złożonych uruchomiono w 2008 r.: *Wielozadaniowe Stanowisko Mikrowiązki Rentgenowskiej*. Składa się ono z dwóch samodzielnie zaprojektowanych i skonstruowanych linii eksperymentalnych:

- Linia Eksperymentalna do Naświetlań Pojedynczych Komórek,
- Układ Mikrotomografii Komputerowej.

Linia Eksperymentalna do Naświetlań Pojedynczych Komórek wykorzystywana jest głównie do badań uszkodzeń DNA powstałych w wyniku ekspozycji na promieniowanie jonizujące, oceny liczby uszkodzeń materiału genetycznego komórek w zależności od pochłoniętej dawki promieniowania oraz określenia kinetyki naprawy naświetlonego materiału biologicznego [Bożek, Bielecki i inni, 2017; Tkocz, Bożek i inni, 2017].

Układ Mikrotomografii Komputerowej zaprojektowano i skonstruowano w 2008 roku na potrzeby rozprawy doktorskiej [Bielecki, 2011], której tematyka dotyczyła absorpcyjnego obrazowania rentgenowskiego. Obecnie, z użyciem tego układu eksperymentalnego prowadzone są badania w zakresie obrazowania rentgenowskiego materiałów geologicznych i biologicznych [Jarzyna, Krakowska i inni 2016], przy wykorzystaniu metod absorpcyjnych oraz uwzględniających kontrast zmiany fazy.

W ramach prac związanych z niniejszą rozprawą, Układ Mikrotomografii Komputerowej poddano pracom modernizacyjnym, mającym na celu, poprawę parametrów technicznych układu, a także poprawę jakości pozyskiwanych absorpcyjnych projekcji i rekonstrukcji tomograficznych oraz optymalizację układu w celu pozyskiwania projekcji rentgenowskich z uwzględnieniem kontrastu zmiany fazy promieniowania rentgenowskiego.



Rys. 4.1 Laboratorium Wielozadaniowego Stanowiska Mikrowiązki Rentgenowskiej: a) stanowisko eksperymentatora - 2008 rok, b) układ linii pomiarowych - 2008 rok oraz c) stanowisko eksperymentatora - 2016 rok, d) układ linii pomiarowych - 2016 rok.

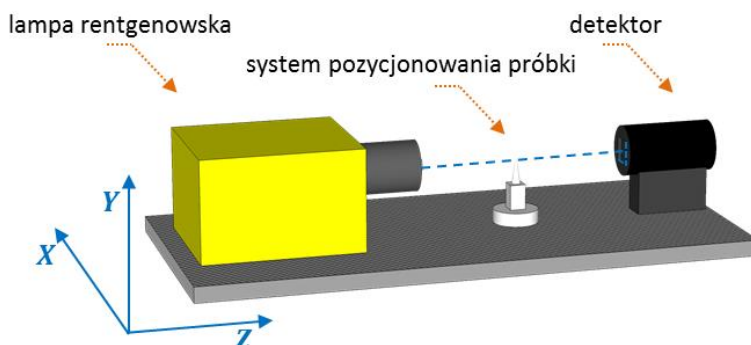
4.1. Układ Mikrotomografii Komputerowej

Działający w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie Układ Mikrotomografii Komputerowej złożony jest z szeregu elementów spełniających następujące funkcje:

- sterowanie warunkami pomiaru (emisja promieniowania rentgenowskiego oraz pozyskiwanie projekcji rentgenowskich),
- pozycjonowanie odpowiednich podzespołów w układzie (samodzielnie skonstruowany układ sterujący pozycją próbki – zwany dalej systemem pozycjonowania próbki, sterowanie położeniem detektora),
- akwizycja danych pomiarowych,
- ochrona radiologiczna (zastosowany system odpowiednich zabezpieczeń radiologicznych).

W kolejnych rozdziałach szczegółowo opisano podstawowe elementy linii eksperymentalnej mikrotomografii komputerowej oraz przedstawiono wyniki pomiarów pozwalających na optymalizację parametrów układu. Do podstawowych elementów linii pomiarowej zalicza się: źródło promieniowania rentgenowskiego, system pozycjonowania próbki

oraz detektor promieniowania rentgenowskiego. Schemat linii Układu Mikrotomografii Komputerowej przedstawiono na rys. 4.2.

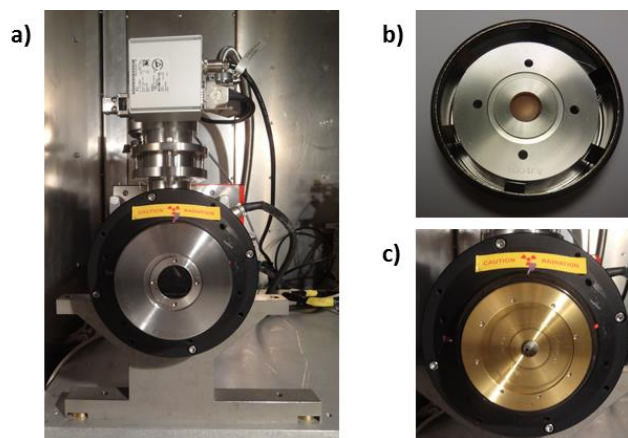


Rys. 4.2 Schemat linii pomiarowej Układu Mikrotomografii Komputerowej

Kierunki osi zaznaczonego na rys. 4.2 kartezyjskiego układu współrzędnych (X, Y, Z) determinowane są poprzez elementy układu: lampę rentgenowską, system pozycjonowania próbki i detektor. Kierunek osi Z jest równoległy do prostej przechodzącej przez środek wiązki emitowanej z lampy rentgenowskiej, badany obiekt (umieszczony na systemie pozycjonowania próbki) oraz środek matrycy detektora. Osie X oraz Y układu są równoległe odpowiednio do wierszy oraz kolumn pikseli matrycy detektora. Konwencja dotycząca nazewnictwa osi jak i kierunków, które dane osie wyznaczają, utrzymywana jest w dalszej części rozprawy. Należy jednak zaznaczyć, że początek układu współrzędnych podlegał przesunięciu zarówno ze względów praktycznych jak i w celu poprawy czytelności kolejnych rysunków występujących w rozprawie.

4.1.1. Źródło promieniowania rentgenowskiego

Źródłem promieniowania rentgenowskiego wykorzystywanym w Układzie Mikrotomografii Komputerowej jest transmisyjna lampa rentgenowska typu otwartego – firmy Hamamatsu (model: L9191) z układem mikroogniskującym [Hamamatsu, 2008] - rys. 4.3.



Rys. 4.3 Źródło promieniowania rentgenowskiego Układu Mikrotomografii Komputerowej:
a) lampa rentgenowska - Hamamatsu L9191, b) tarcza anodowa z napyłoną warstwą miedzi,
c) głowica lampy rentgenowskiej.

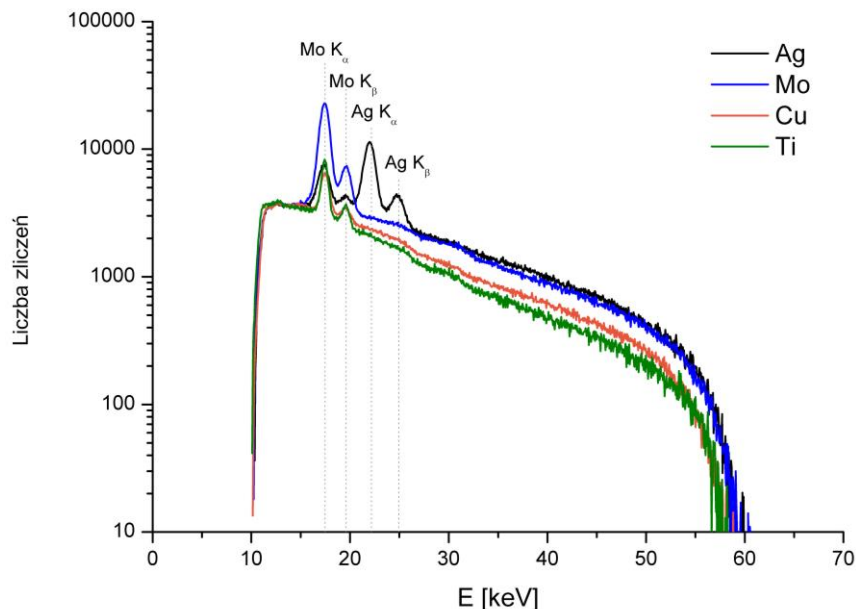
Korzystanie ze źródła otwartego typu pozwala na wymianę jego elementów eksploatacyjnych, tj. katody lub tarczy anodowej, ulegających zużyciu w trakcie użytkowania lampy rentgenowskiej. Tarcza anodowa stosowana w lampie Hamamatsu (rys. 4.6) jest tarczą statyczną, tzn. nie podlega rotacji w trakcie pracy (emisji promieniowania rentgenowskiego). Skutkiem tego, w obszarze, w którym wiązka elektronów rozpraszana jest na tarczy, dochodzi do lokalnych uszkodzeń materiału. Stosowana tarcza anodowa ma kształt cienkiego walca (rys. 4.3 b)). Wiązka elektronowa pada na powierzchnię anody niecentrycznie, w obszar oddalony od geometrycznego środka powierzchni tarczy anodowej (rys. 4.3 c)). Po określonym czasie użytkowania, tarczę anodową należy obrócić mimośrodowo, dzięki czemu dalsze rozpraszanie elektronów odbywa się w innym obszarze anody. Tarczę eksploatuje się do czasu, kiedy cała jej powierzchnia ulegnie uszkodzeniom termicznym i wtedy zostaje wymieniona na nową.

Oprócz możliwości wymiany elementów eksploatacyjnych źródła, podstawową cechą lampy rentgenowskiej otwartego typu jest możliwość zamiany tarczy anodowej ze względu na materiał z jakiego jest ona wykonana. Wykorzystanie odpowiedniego rodzaju tarczy anodowej umożliwia dostosowanie widma energetycznego emitowanego promieniowania rentgenowskiego lampy do wymagań konkretnego eksperymentu mikrotomograficznego (to jest gęstości próbki, oraz jej rozmiarów liniowych). Dostosowanie widma energetycznego lampy pod względem energetycznym wpływa na jakość pozyskiwanych projekcji rentgenowskich oraz minimalizację

artefaktów wykonywanych rekonstrukcji tomograficznych. Tarcza anodowa lampy rentgenowskiej Hamamatsu zbudowana jest z pierścienia, wewnątrz którego znajduje się jej część transmisyjna oraz okienko berylowe o grubości 500 μm . Na transmisyjnej części tarczy anodowej napyłona jest cienka warstwa materiału, w której zachodzi transfer energii padających elektronów do atomów materiału, co powoduje generowanie promieniowania rentgenowskiego (rys. 4.3 b)). Stosowane źródło promieniowania rentgenowskiego może być wyposażone w jedną z czterech dostępnych tarcz anodowych wykonanych z: tytanu, miedzi, molibdenu lub srebra. Właściwości stosowanych tarcz anodowych przedstawiono w Tabeli 4.1.

Tabela 4.1 Właściwości tarcz anodowych lampy rentgenowskiej Hamamatsu L9191				
Rodzaj tarczy (pierwiastek)	Energia [keV]	Linia	Względna intensywność [%]	Grubość napyłonej warstwy [μm]
Ti	4,51	K_{α}	100	3,0
	4,93	K_{β}	15	
Cu	8,05	K_{α}	100	2,7
	8,91	K_{β}	17	
Mo	17,48	K_{α}	100	1,5
	19,61	K_{β}	15	
Ag	22,16	K_{α}	100	2,4
	24,94	K_{β}	16	

Widma emisyjne promieniowania rentgenowskiego stosowanej lampy uzyskane przy wykorzystaniu dostępnych tarcz anodowych zaprezentowano na rys. 4.4. Widma emisyjne zarejestrowano detektorem Amptek [Amptek, 2017], którego budowa oparta jest na monokryształach tellurku kadmu i cynku (CZT).



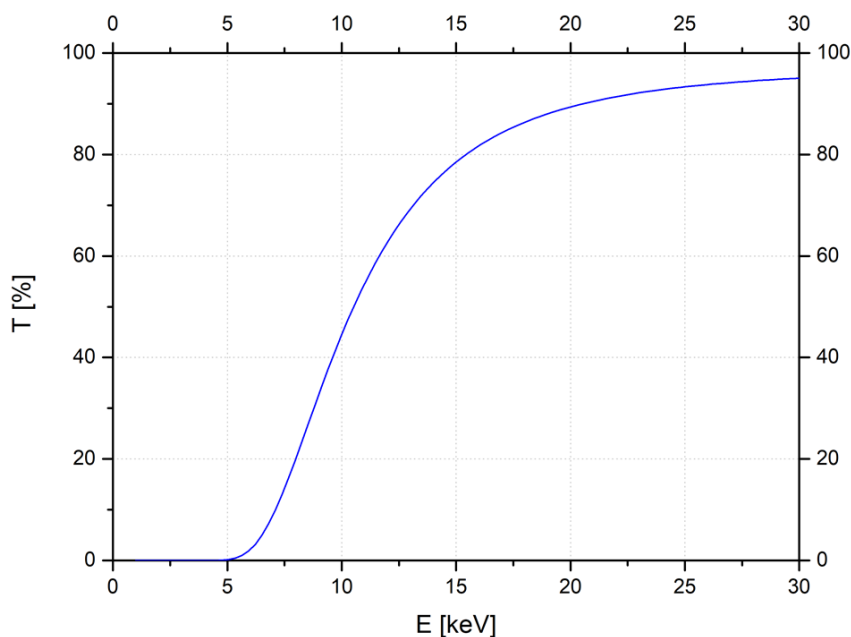
Rys. 4.4 Widma emisyjne lampy rentgenowskiej Hamamatsu L9191 dla stosowanych tarcz anodowych wykonanych ze srebra, molibdenu, miedzi i tytanu. Na wyznaczonych widmach nie obserwuje się zliczeń odpowiadającym kwantom promieniowania rentgenowskiego o energii w zakresie od 0 do około 9 keV, ze względu na ich absorpcję w warstwie powietrza o grubości 140 cm, znajdującej się między lampą rentgenowską a detektorem.

Detektor promieniowania rentgenowskiego Amptek, którym rejestrowano uzyskane widma emisyjne umieszczony był w odległości 140 cm od źródła. W obszarze między lampą rentgenowską a detektorem znajdowało się powietrze, w którym następowała absorpcja niskoenergetycznych kwantów promieniowania rentgenowskiego. Część promieniowania rentgenowskiego przepuszczana przez materiał absorbentu (w tym przypadku powietrza) określana jest przez transmitancję, zdefiniowaną równaniem [Thomas, 2006]:

$$T = \frac{I}{I_0} \cdot 100\% \quad (4.1),$$

gdzie T oznacza transmitancję wyrażoną w procentach, I jest natężeniem promieniowania rentgenowskiego po przejściu przez materiał absorbentu, a I_0 określa natężenie pierwotnej wiązki promieniowania padającej na materiał absorbentu (zależność I od I_0 przedstawiono w Rozdziale

3.3, równanie (3.22)). Transmitancję powietrza w funkcji energii padających fotonów promieniowania rentgenowskiego przedstawiono na rys. 4.5.

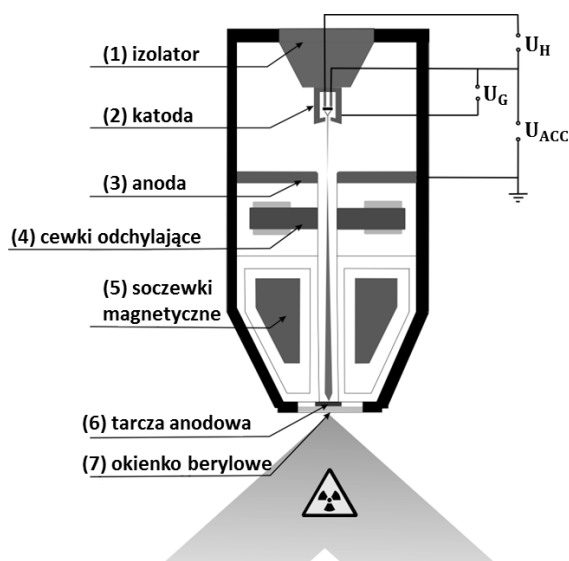


Rys. 4.5 Wykres zależności transmitancji powietrza o grubości 140 cm w funkcji energii padających fotonów promieniowania rentgenowskiego. Wykres sporządzono w oparciu o dane literaturowe [Berger, Hubbel i inni, 2017].

Relacja transmitancji powietrza w zależności od energii fotonów promieniowania rentgenowskiego, pokazana na rys. 4.5 wskazuje, że fotony o energiach poniżej 9 keV są absorbowane w warstwie powietrza o grubości 140 cm (transmitancja dla fotonów o energii 9 keV wynosi $33\% < 1/e$). Z tego względu na uzyskanych widmach pokazanych na rys. 4.4 nie obserwuje się linii emisyjnych odpowiadających energiom linii K_{α} oraz K_{β} tarczy anodowej wykonanej z tytanu lub miedzi. Pomiar widm emisyjnych wykonywane przy mniejszej odległości źródła od detektora są trudne do wykonania ze względu na dużą intensywność promieniowania źródła, która wpływa na zwiększający się czas martwy stosowanego detektora. Analizując widma rentgenowskie pozyskane dla czterech rodzajów tarcz anodowych, należy zwrócić uwagę na fakt, że w każdym z nich rejestrowane zostały linie emisyjne K_{α} oraz K_{β} molibdenu. Świadczy to o tym, że tarcze anodowe lampy Hamamatsu, na których została

napyłona odpowiednia warstwa tytanu, miedzi i srebra (Tabela 4.1) zawierają śladowe ilości molibdenu.

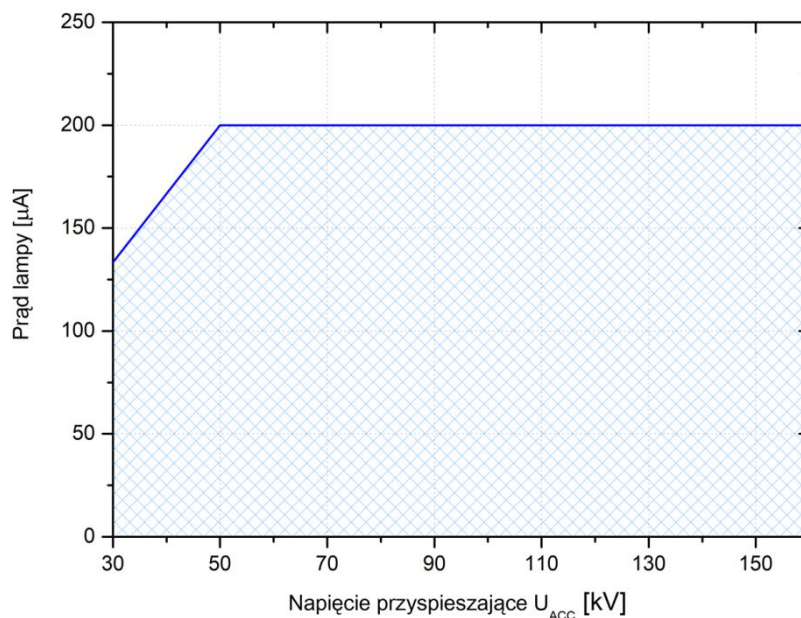
Schemat wewnętrznej budowy transmisyjnej lampy rentgenowskiej został przedstawiony na rys. 4.6.



Rys. 4.6 Schemat wewnętrznej budowy lampy Hamamatsu [Bielecki, 2011].

Do włókna katody (2) wykonanego z wolframu przykładane jest napięcie U_H . Na skutek przepływającego przez nią prądu elektrycznego następuje „żarzenie” termiczne katody, co powoduje emisję elektronów z jej powierzchni. Włókno katody izolowane jest od obudowy lampy przez izolator (1). W następstwie występującej między katodą (2) i anodą (3) różnicy potencjałów U_{ACC} (pola elektrycznego), uwolnione z powierzchni katody elektrony, przyspieszane są w kierunku anody. Prąd elektryczny katody kontrolowany jest poprzez cylinder Wehnelt’a, który posiada ujemny względem niej potencjał elektryczny (napięcie U_G). Emitowana z powierzchni katody wiązka elektronów, przechodzi przez otwór w anodzie, a następnie kierowana jest przez układ cewek odchylających (4) w stronę soczewek magnetycznych (5). W obszarze soczewek magnetycznych (cewek) następuje ogniskowanie wiązki elektronowej na tarczy anodowej (6), w której generowane jest promieniowanie rentgenowskie. Powstałe na tarczy promieniowanie X emitowane jest w stożek o kącie rozwarcia wynoszącym około 120° .

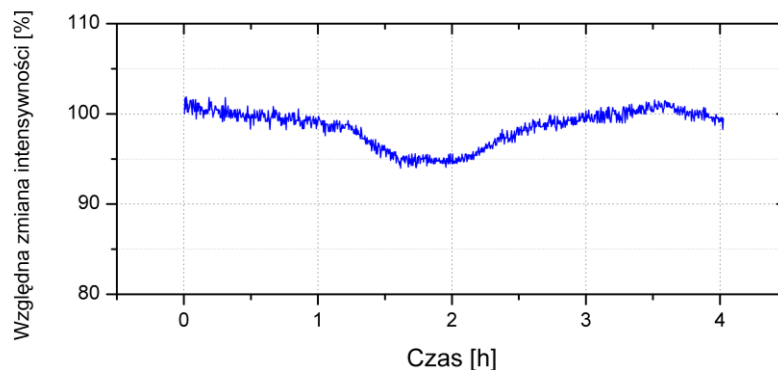
Stosowana lampa rentgenowska daje możliwość regulacji napięcia przyspieszającego U_{ACC} w zakresie od 30 do 160 kV oraz ustawienia natężenia prądu lampy (prądu płynącego przez anodę) w zakresie od 0 do 200 μA . Wartość natężenia prądu zależy jednak od przyłożonego napięcia przyspieszającego, jak przedstawiono na rys. 4.7



Rys. 4.7 Wartość prądu lampy w zależności od napięcia przyspieszającego [Hamamatsu, 2008].

W trakcie pracy lampy rentgenowskiej poziom intensywności emitowanego promieniowania rentgenowskiego ulega fluktuacjom. Zmiana intensywności promieniowania w czasie jest powodowana zmianą wartości prądu tarczy anodowej, wynikającą ze zmian temperaturowych tarczy. W celu wyeliminowania opisanego powyżej problemu, opracowano oprogramowanie, stanowiące dodatkowy moduł (poprawkę) do oryginalnego oprogramowania sterującego pracą źródła, udostępnionego przez producenta lampy. Szczegóły dotyczące zaproponowanego algorytmu przedstawił Bielecki [Bielecki, 2011]. W celu zbadania stabilności pracy źródła, to jest zmiany intensywności emitowanego promieniowania w czasie, zmierzono odpowiedź detektora (kamery Photonic Science [Photonic Science, 2017]) na promieniowanie rentgenowskie emitowane z lampy. Pomiar składał się z 966 projekcji rentgenowskich, a czas pozyskiwania każdej z nich wynosił 15 sekund. Uzyskane wartości intensywności znormalizowano względem wartości pierwszej uzyskanej projekcji. Zmianę intensywności

emitowanego promieniowania w czasie, względem pierwszej uzyskanej projekcji pokazano na rys. 4.8.



Rys. 4.8 Względna zmiana intensywności źródła w czasie czterech godzin pracy.

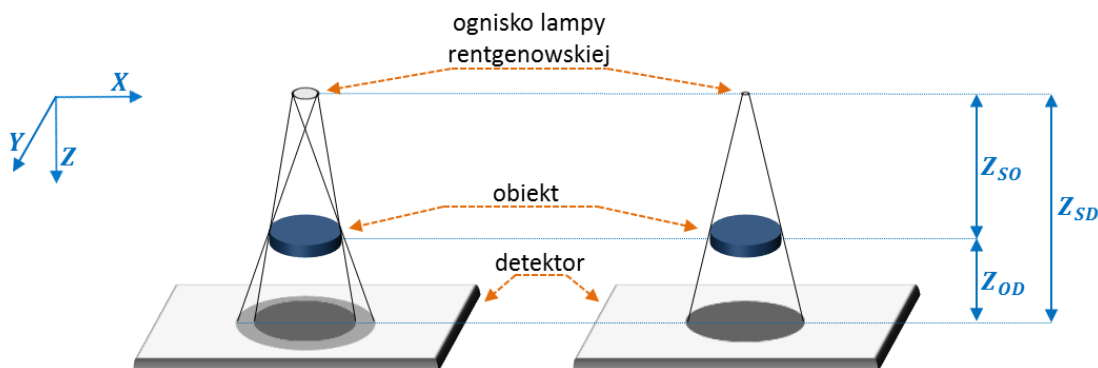
Lampa rentgenowska Hamamatsu wyposażona jest w cewki magnetyczne (rys. 4.6 (5)), stanowiące układ mikroogniskujący lampy rentgenowskiej, który umożliwia ogniskowanie wiązki elektronów na powierzchni tarczy anodowej, w ognisku lampy. Ognisko lampy rentgenowskiej definiowane jest więc jako obszar tarczy, w którym następuje przekazywanie energii padających elektronów do atomów tarczy anodowej i generowanie promieniowania rentgenowskiego. Jego rozmiar ma istotny wpływ na zdolność rozdzielczą układu obrazowania oraz na możliwość pozyskiwania wysokiej jakości projekcji rentgenowskich. Jakość pozyskiwanych projekcji rentgenowskich zależy między innymi od współczynnika rozmycia geometrycznego, określonego równaniem [Arabi, Kamali i Aghamiri, 2010; Bielecki, 2011]:

$$R_G = F(M_G - 1) \quad (4.2),$$

w którym R_G oznacza współczynnik rozmycia geometrycznego wyrażony w μm , F - rozmiar ogniska lampy rentgenowskiej wyrażony w μm , oraz M_G powiększenie geometryczne układu obrazowania. Powiększenie geometryczne układu obrazowania określane jest przez wyrażenie:

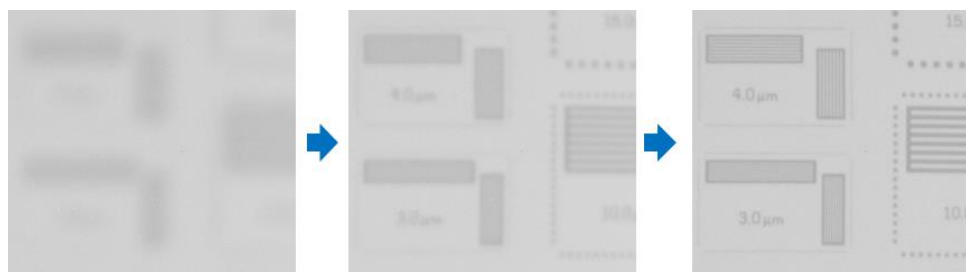
$$M_G = \frac{z_{SO} + z_{OD}}{z_{SO}} = \frac{z_{SD}}{z_{SO}} \quad (4.3),$$

gdzie Z_{SO} , Z_{OD} i Z_{SD} są kolejno odległościami między źródłem promieniowania a obrazowanym obiektem, obiektem a detektorem oraz źródłem promieniowania a detektorem, wyrażonymi w jednostkach długości. Zgodnie z równaniem (4.2), wartość współczynnika rozmycia geometrycznego (efekt „półcienia”) maleje wraz z rozmiarem ogniska F co przedstawiono schematycznie na rys. 4.9.



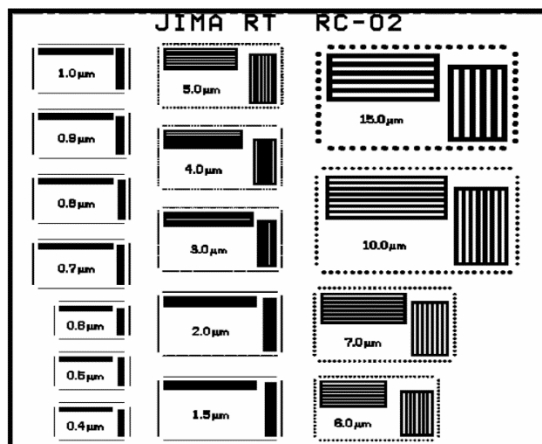
Rys. 4.9 Porównanie klasycznego źródła promieniowania rentgenowskiego i źródła z układem mikroogniskującym.

Stosowana lampa rentgenowska daje operatorowi możliwość sterowania natężeniem prądu elektrycznego cewek magnetycznych układu mikroogniskującego, a tym samym zmianę wielkości ogniska lampy rentgenowskiej. W celu osiągnięcia minimalnych rozmiarów ogniska, pozyskiwano i analizowano projekcje rentgenowskie wzorca, dla różnych, zadanych wartości natężenia prądu cewek magnetycznych. Ostateczną, ustaloną wartością prądu była ta, dla której projekcja cechowała się najlepszą jakością, to znaczy największą liczbą detali rozróżnialnych na obrazie oraz najlepszym kontrastem, co przedstawiono schematycznie na rys. 4.10.



Rys. 4.10 Zmiana jakości projekcji rentgenowskich uzyskiwana poprzez zmianę prądu cewek układu mikroogniskującego lampy rentgenowskiej – w tym przypadku wzrost natężenia prądu.

Wzorcem wykorzystywanym w powyżej opisanej procedurze był układ żeber poziomych i pionowych, wykonanych z wolframu i naniesionych na podłoże krzemowe - wzorec JIMA RT RC-02 [JIMA, 2017]. Układ żeber wzorca pokazano na rys. 4.11.



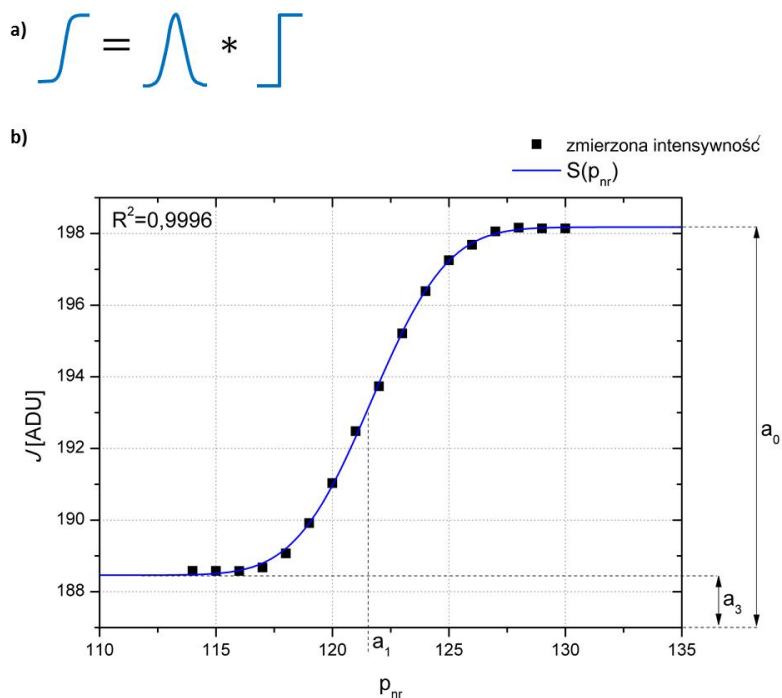
Rys. 4.11 Układ żeber wzorca JIMA RT RC-02

Procedurę optymalizacji (minimalizacji) rozmiarów ogniska lampy rentgenowskiej przeprowadzono dla napięć przyspieszających mieszczących się w zakresie od 30 do 160 kV, z krokiem wynoszącym 10 kV. Po ustaleniu optymalnych parametrów układu mikroogniskującego, zmierzono rozmiar ogniska lampy rentgenowskiej metodą oświetlenia krawędziowego [Bożek, Bielecki i inni, 2011; Bavendiek, Ewert i inni, 2012]. Przy założeniu, że rozkład intensywności promieniowania emitowanego z lampy rentgenowskiej można przybliżyć funkcją Gaussa, rozmiar ogniska wyznaczono poprzez dopasowanie do profili intensywności uzyskanych projekcji rentgenowskich elementów wzorca (pionowych oraz poziomych szczelin o szerokości 3 μm) splotu funkcji skoku jednostkowego (funkcji Heaviside'a) i funkcji Gaussa (rys. 4.12 a)). Splot ten wyraża się poprzez tak zwaną funkcję błędu (*erf*). Dopasowywana funkcja $S(p_{nr})$ dana jest następującym równaniem:

$$S(p_{nr}) = \frac{a_0}{2} \operatorname{erf} \left(\frac{a_1 - p_{nr}}{a_2} \right) + a_3 \quad (4.3),$$

w którym: a_0 jest intensywnością pikseli w obszarze szczeliny, a_1 określa położenie skoku funkcji Heaviside'a, a_3 odpowiada intensywności pikseli w obszarze żebra (przesłony), p_{nr}

stanowi numer piksela matrycy detektora (rys. 4.12 b)), a parametr a_2 jest wielkością związaną bezpośrednio z szerokością połówkową funkcji Gaussa.



Rys. 4.12 Wyznaczanie rozmiaru ogniska lampy: a) schematycznie przedstawiony wynik splotu funkcji Heaviside'a i funkcji Gaussa, b) profil intensywności w obszarze szczeliny oraz żebra wraz z dopasowaną funkcją splotu $S(p_{nr})$.

Związek między wyznaczonym na podstawie dopasowania funkcji $S(p_{nr})$ parametrem a_2 a szerokością połówkową funkcji Gaussa (FWHM), opisuje równanie:

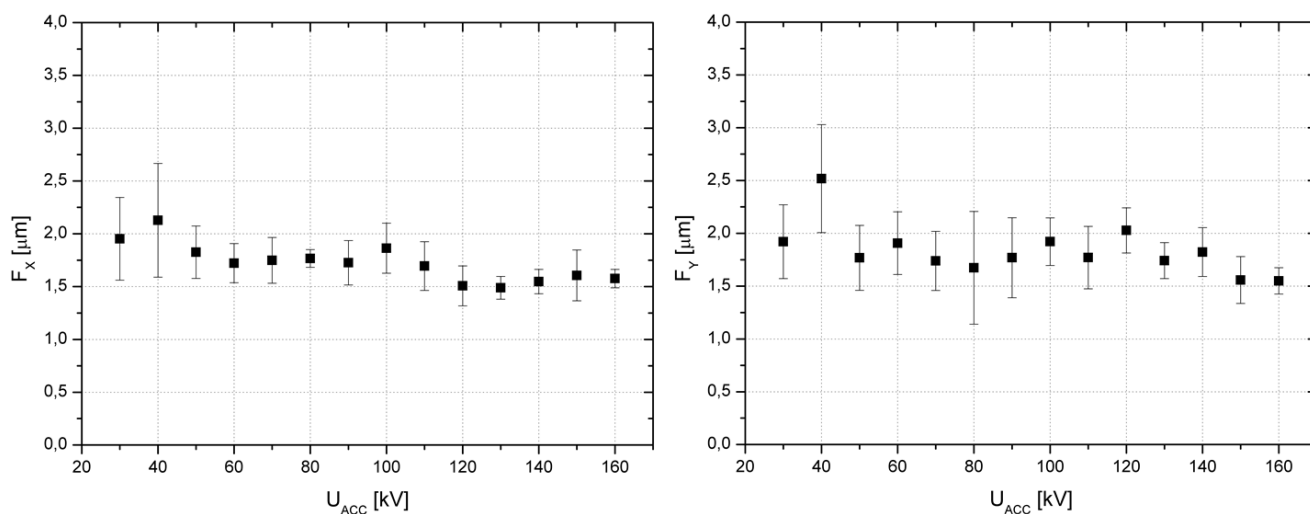
$$FWHM = 2(\sqrt{\ln(2)}) \cdot a_2 \quad (4.4).$$

Rozmiar ogniska lampy rentgenowskiej równy jest szerokości połówkowej funkcji Gaussa, wyrażonej w μm , tak więc ostateczna zależność rozmiaru ogniska od wyznaczonego parametru a_2 przyjmuje postać:

$$F = 2(\sqrt{\ln(2)}) \cdot a_2 \cdot \frac{p_s}{M_G} \quad (4.5),$$

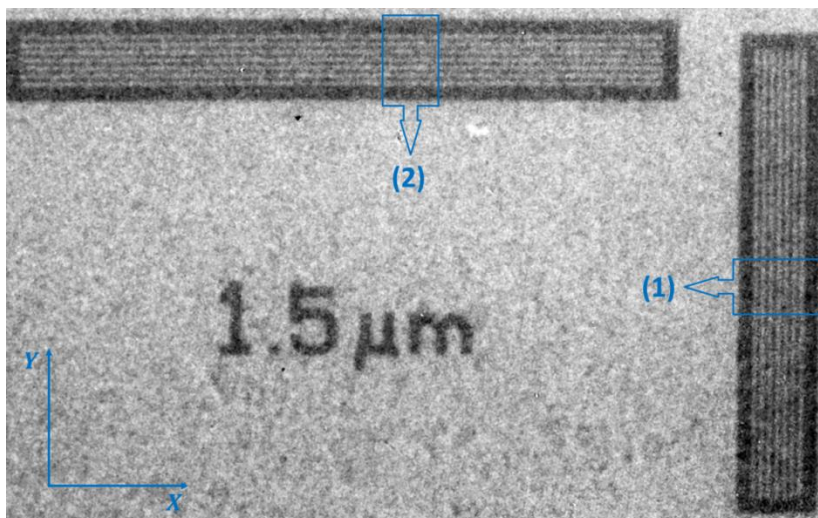
gdzie p_s jest rozmiarem piksela wyrażonym w μm .

Pomiar rozmiaru ogniska wykonano dla wskazanych wcześniej napięć przyspieszających (dla których wyznaczono optymalny prąd cewek ogniskujących lampy) i przeprowadzono go w obu kierunkach X i Y (rys. 4. 9). Ostateczną wartością rozmiaru ogniska dla danego napięcia przyspieszającego była średnia wartość arytmetyczna uzyskana z 6 pomiarów cząstkowych (uzyskanych poprzez oświetlenie krawędziowe 6 szczelin i żeber), a niepewność pomiaru wyznaczono na podstawie odchylenia standardowego od obliczonej średniej. Otrzymane wyniki zestawiono na rys. 4.13.

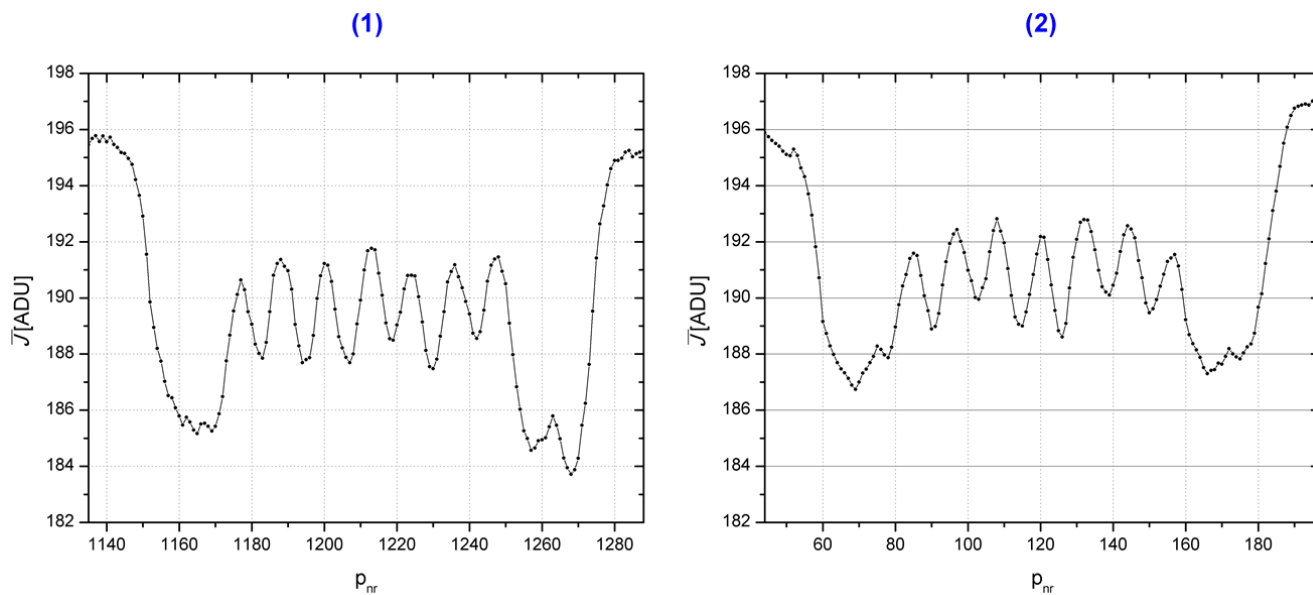


Rys. 4.13 Rozmiar ogniska lampy rentgenowskiej w kierunku X i Y wyznaczony dla różnych napięć przyspieszających lampy.

Uzyskane wyniki rozmiarów ogniska lampy rentgenowskiej (rys. 13) wskazują, że na przykład dla napięcia przyspieszającego równego 150 kV, dla którego wartość rozmiaru ogniska wynosi odpowiednio: $F_x = (1,61 \pm 0,24)$ oraz $F_y = (1,56 \pm 0,22)$ μm możliwe jest obserwowanie i rozróżnianie na pozyskanych projekcjach rentgenowskich elementów, których rozmiar jest większy lub równy 1,5 μm , co pokazano na poniższych rysunkach (rys. 4.14 i rys. 4.15).



Rys. 4.14 Projektcja rentgenowska obszaru wzorca, wykonana przy przyłożeniu napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej wynoszącego 150 kV, która zawiera pionowe oraz poziome żebra o szerokości 1,5 μm wraz z wyodrębnionymi obszarami (1) i (2), w których zmierzono profil intensywności obrazu.



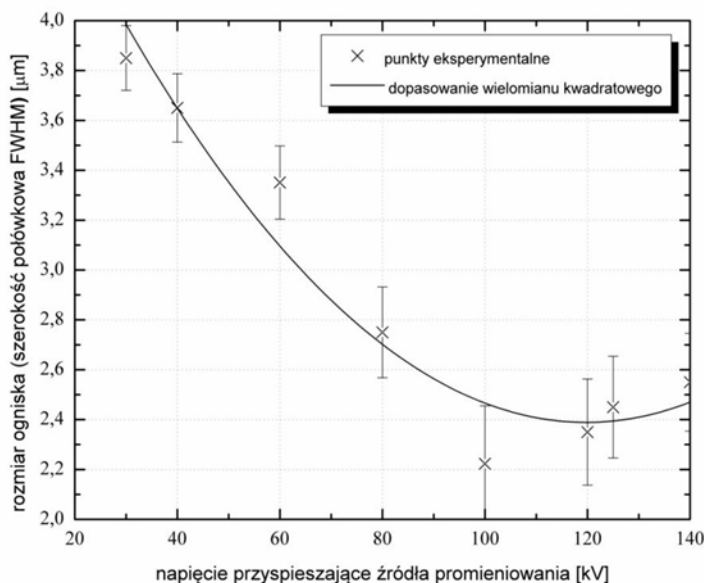
Rys. 4.15 Profil intensywności wzdłuż żeber pionowych (rys. 4.14 obszar (1)) oraz żeber poziomych (rys. 4.14 obszar (2)).

Dzięki przeprowadzonej w ramach niniejszej pracy procedurze optymalizacji prądu cewek ogniskujących, dla każdego wybranego napięcia przyspieszającego U_{ACC} , udało się

uzyskać porównywalny rozmiar ogniska lampy w całym wyznaczonym zakresie napięć przyspieszających (z wyjątkiem napięcia przyspieszającego wynoszącego 40 kV). Średni rozmiar ogniska lampy w całym wyznaczonym zakresie napięć przyspieszających lampy wynosi:

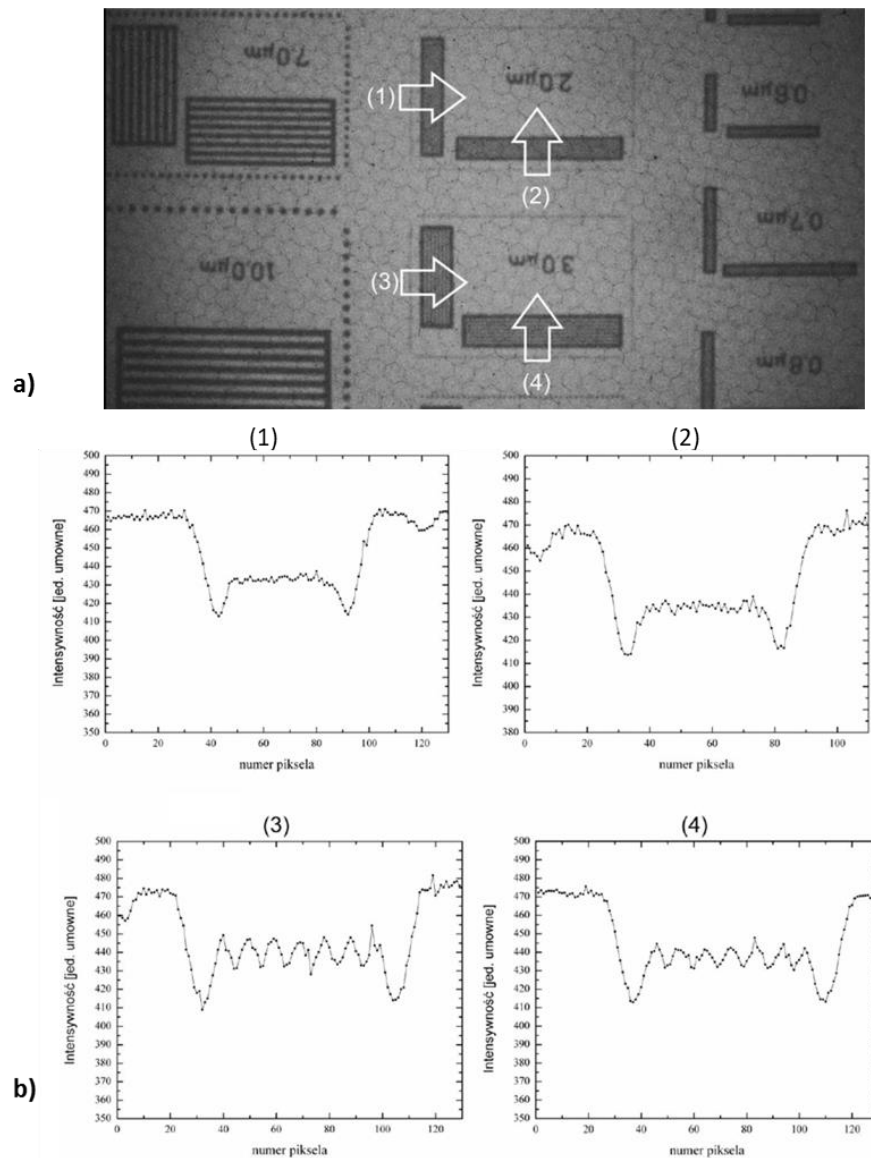
$$\bar{F}_x = (1,73 \pm 0,17) \text{ oraz } \bar{F}_y = (1,83 \pm 0,23) \mu\text{m}.$$

Procedurę optymalizacji prądu cewek lampy rentgenowskiej wykonano również przed rozpoczęciem prac modernizacyjnych układu w 2008 roku [Bielecki, 2011; Bożek, Bielecki i inni, 2011]. Prowadzone wówczas prace optymalizacyjne wykonywane były jednak dla jednej, wybranej wartości napięcia przyspieszającego, co pozwoliło na uzyskanie minimalnego rozmiaru ogniska lampy w wybranym zakresie napięć przyspieszających (rys. 4.16).



Rys. 4.16 Rozmiar ogniska lampy rentgenowskiej w funkcji napięcia przyspieszającego lampy. Wyniki otrzymane przed rozpoczęciem prac modernizacyjnych układu [Bielecki, 2011].

Pokazane na rys. 4.16 rozmiary ogniska lampy rentgenowskiej posiadają większą wartość w porównaniu do rozmiarów, które udało się uzyskać po przeprowadzonej modernizacji systemu (rys. 4.13). Z tego względu, przed wykonaną optymalizacją rozmiaru ogniska wiązki, na pozyskiwanych projekcjach rentgenowskich nie można było obserwować elementów, których rozmiar jest równy 1,5 μm (rys. 4.17).



Rys. 4.17 Pomiary optymalizacyjne lampy rentgenowskiej wykonane przed rozpoczęciem prac modernizacyjnych: a) projekcja rentgenowska wzorca wraz z wyodrębnionymi obszarami (1), (2), (3) i (4) w których zmierzono profil intensywności obrazu, b) profile intensywności zmierzone w odpowiednich obszarach projekcji wzorca [Bielecki, 2011].

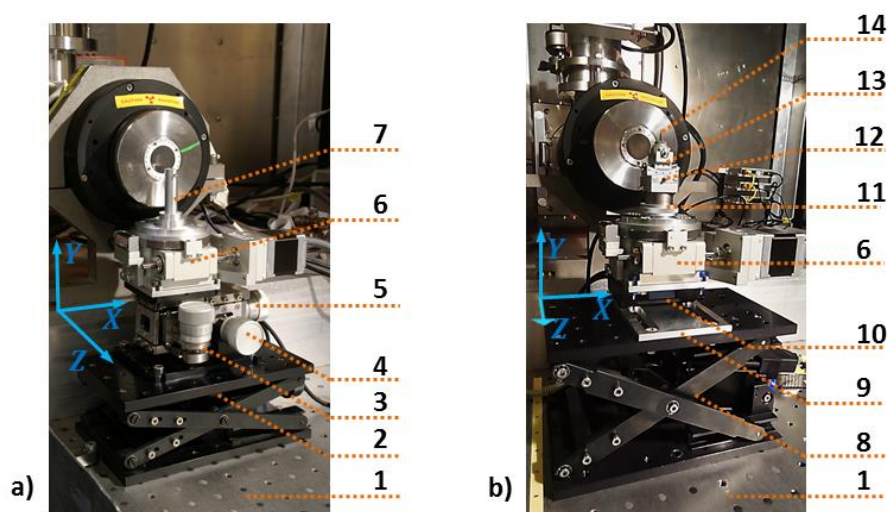
4.1.2. System pozycjonowania próbki

W przypadku układu obrazowania rentgenowskiego, wykorzystującego techniki mikrotomografii komputerowej, bardzo istotne jest precyzyjne pozycjonowanie badanego obiektu. Pozycjonowanie próbki w Układzie Mikrowiązki Rentgenowskiej odbywa się z użyciem

samodzielnie skonstruowanego systemu pozycjonowania próbki. W praktyce, praca systemu pozycjonowania próbki składa się z dwóch etapów. Pierwszy etap stanowi odpowiednia alokacja badanego obiektu w układzie obrazowania, wykonywana przed rozpoczęciem pomiaru. Drugi etap pracy systemu obejmuje precyzyjny obrót próbki o zadaną odległość kątową, w trakcie trwania obrazowania, między kolejnymi pozyskiwanymi projekcjami rentgenowskimi. Do najważniejszych funkcji systemu pozycjonowania próbki zalicza się:

- pozycjonowanie badanego obiektu w środku pola widzenia detektora,
- osiowanie badanego obiektu względem matrycy detektora,
- centrowanie osi obrotu obrazowanego obiektu,
- precyzyjny obrót próbki o zadany kąt.

W celu realizacji wyżej wymienionych funkcji, niezbędnych do pozyskiwania wysokiej jakości projekcji rentgenowskich (absorpcyjnych oraz uwzględniających kontrast zmiany fazy), w ramach prac konstrukcyjnych, związanych z niniejszą rozprawą, przeprowadzono modernizację systemu pozycjonowania próbki (rys. 4.18).



Rys. 4.18 System pozycjonowania próbki: a) konstrukcja systemu wykonana w 2011 roku, b) modernizacja systemu wykonana w 2014 roku, oraz elementy składowe systemu: 1 - ława optyczna, 2 - manualny stolik przesuwu (Y), 3 - manualny stolik przesuwu (Y'), 4 - manualny stolik przesuwu (Z), 5 - manualny stolik przesuwu (X), 6 - goniometr (RY), 7 - głowica goniometru, 8 - zmotoryzowany stolik przesuwu (Y), 9 - konwerter z szynami przesuwu

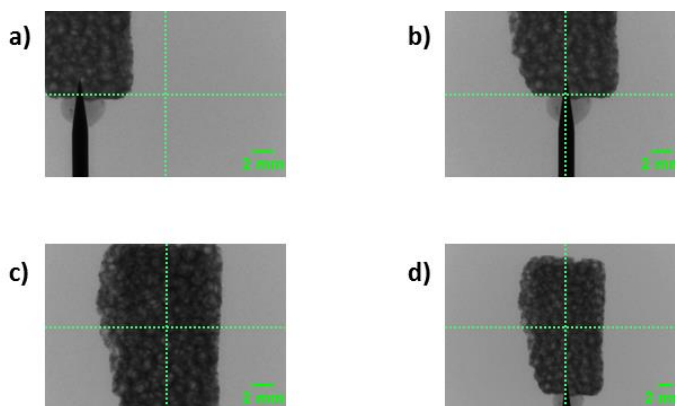
(manualny) (Z), 10 - zmotoryzowany stolik przesuwu (X), 11 - głowica goniometru Huber, 12 - kołyski (RX/RZ), 13 - manualne, centrujące stoliki przesuwu (X/Z), 14- igła (uchwyt próbki).

W porównaniu do poprzedniej wersji systemu pozycjonowania próbki (2011 rok), w obecnie użytkowanym systemie (2017 rok), w miejscu pierwotnie stosowanych stolików manualnych, zastosowane zostały dwa stoliki pozycjonowania próbki: pionowy (wzdłuż osi Y) oraz poziomy (wzdłuż osi X), wyposażone w elektryczny system sterowania ich pozycją. Wymieniona została również głowica goniometru (stołu obrotowego), która posiada 4 stopnie swobody w zestawieniu do poprzedniej, która nie posiadała możliwości regulacji pozycji próbki.

Pozycjonowanie badanego obiektu w środku pola widzenia detektora, realizowane jest poprzez pionowy (rys. 4.18 b) 8) oraz poziomy (rys. 4.18 b) 10) stolik pozycjonowania próbki. Odpowiednie ustawienie próbki w kierunku pionowym (wzdłuż osi Y) wykonywane jest poprzez translacyjny stolik pozycjonowania firmy Standa (model: 8MVT188-20), wyposażony w krokowy silnik elektryczny. Pionowy stolik pozycjonowania pozwala na przemieszczanie badanego obiektu w zakresie 0 - 95 mm [Standa Motorized Vertical Translation Stage, 2017]. Zmiana położenia obiektu w kierunku poziomym (wzdłuż osi X) dokonywana jest przy użyciu translacyjnego stolika pozycjonowania firmy PI (model: M-111.1DG), zaopatrzonego w silnik prądu stałego. Zakres przesuwu poziomego stolika wynosi 0 - 15 mm [PI Motion Positioning, 2017]. Oba stoliki translacyjne posiadają odpowiednie kontrolery oraz niezależne enkodery odczytu swoich pozycji.

Sytuowanie obrazowanego obiektu w odpowiedniej odległości pomiędzy lampą rentgenowską a detektorem promieniowania rentgenowskiego (wzdłuż osi Z) ma istotny wpływ na powiększenie geometryczne układu obrazowania (Rozdział 4.2 Powiększenie geometryczne układu) oraz przestrzenną zdolność rozdzielczą układu obrazowania (Rozdział. 4.3 Przestrzenna zdolność rozdzielcza układu). Ponadto, powiększenie geometryczne wpływa również bezpośrednio na pole widzenia obejmowane przez detektor (pole widzenia maleje wraz ze wzrostem powiększenia geometrycznego). Z punktu widzenia algorytmu rekonstrukcji obrazów tomograficznych (filtrowanej projekcji wstecznej - FBP) stosowanego w niniejszej pracy, bardzo ważne jest, aby obrazowany obiekt nigdy nie znajdował się poza polem widzenia detektora,

w trakcie pozyskiwania kolejnych projekcji rentgenowskich [Octopus, 2014]. Z tego względu, przed rozpoczęciem obrazowania, konieczne jest ustalenie położenia badanego obiektu w odpowiedniej odległości między lampą rentgenowską a detektorem. Pozycjonowanie obiektu wzdłuż osi Z wykonywane jest w sposób manualny i przeprowadzane w dwóch etapach. W pierwszym etapie system pozycjonowania próbki przytwierdzony zostaje do ławy optycznej (do której zamontowane są wszystkie elementy układu obrazowania), w której gwintowane otwory do mocowania odpowiednich elementów oddalone są od siebie o 2,5 cm (rys. 4.18 b) 1). Po przytwierdzeniu systemu do ławy optycznej w celu dokładniejszego dostosowania odległości, w drugim etapie pozycjonowania, goniometr oparty na translacyjnym stoliku osi X zostaje przesuwany na szynach konwertera (rys. 4.18 b) 9). Zastosowany konwerter oprócz funkcji umożliwiającej zmianę pozycji goniometru wzdłuż osi Z , pełni również funkcję łącznika dwóch stolików translacyjnych Y i X , którego zastosowanie jest konieczne ze względu na różny układ mocowań wykorzystywanych przez producentów danych urządzeń (Standa i PI). Pozycjonowanie obrazowanego obiektu w trzech ortogonalnych względem siebie osiach (X , Y , Z), zostało schematycznie przedstawione na rys. 4.19

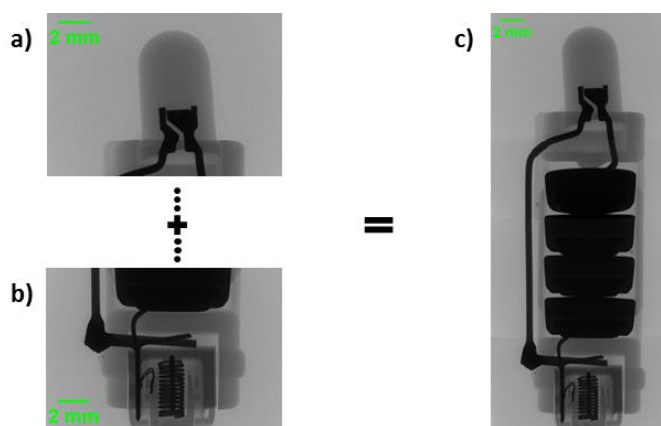


Rys. 4.19 Schemat ukazujący pozycjonowanie badanego obiektu (porowatego ośrodka skalnego) w środku pola widzenia detektora: a) obiekt znajdujący się poza środkiem pola widzenia detektora, b) pozycjonowanie obiektu wzdłuż osi X , c) pozycjonowanie obiektu wzdłuż osi Y , d) pozycjonowanie obiektu wzdłuż osi Z .

Przesunięcie obrazowanego obiektu wzdłuż osi Z (w stronę detektora) pozwala na rejestrację projekcji rentgenowskich badanej próbki, mieszczącej się w granicach pola widzenia detektora

(rys. 4.19 d)). Tak jak zostało wspomniane wcześniej, przesunięcie wzdłuż osi Z wpływa bezpośrednio na powiększenie geometryczne układu obrazowania i przestrzenną zdolność rozdzielczą układu.

W przypadku, kiedy obrazowana próbka posiada geometrię „podłużną”, tzn. jej szerokość (wymiar w kierunku osi X) mieści się w polu widzenia detektora, natomiast jej długość (wymiar w kierunku osi Y) nie jest obejmowana przez graniczne rzędy pikseli matrycy detektora, system pozycjonowania próbki pozwala na skorzystanie z dwóch wariantów umożliwiających wykonanie obrazowania rentgenowskiego całego obiektu. Pierwszy wariant polega na zmniejszeniu powiększenia geometrycznego kosztem zmniejszenia przestrzennej zdolności rozdzielczości układu, poprzez przesuw obiektu na szynach konwertera (rys. 4.19 d)). Drugą możliwość stanowi wykonywanie obrazowania rentgenowskiego dla różnych pozycji próbki i późniejszym złożeniu pozyskanych projekcji. Zmiana pozycji próbki wzdłuż osi Y, realizowana jest przy wykorzystaniu zmotoryzowanego stolika pozycjonowania z enkoderem odczytu pozycji (rys. 4.18 b) 8). Wariant ten w porównaniu do wariantu pierwszego wymaga wykonania większej liczby projekcji rentgenowskich, lecz uzyskiwane projekcje charakteryzują się wyższą rozdzielczością przestrzenną. Pozyskiwanie złożonych projekcji rentgenowskich (według wariantu drugiego) zostało schematycznie przedstawione na rys. 4.20.



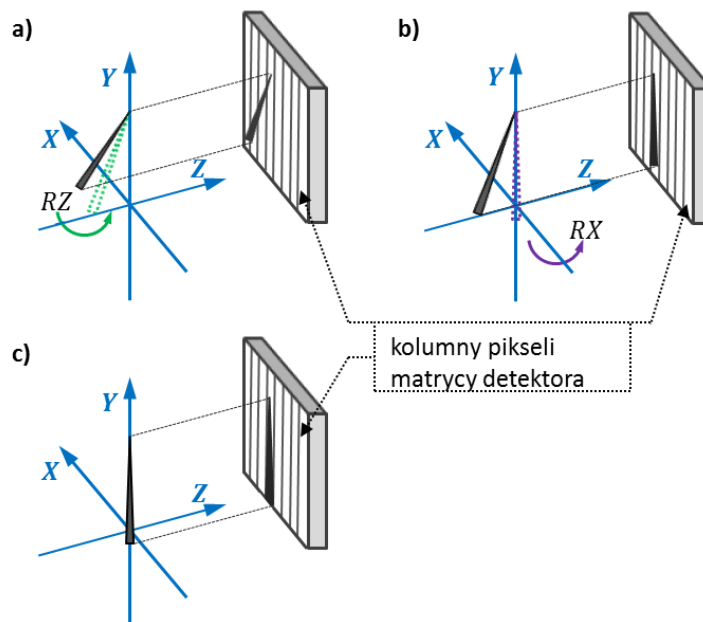
Rys. 4.20 Pozyskiwanie złożonej projekcji rentgenowskiej, przy wykorzystaniu projekcji wykonanych dla różnych pozycji próbki w kierunku osi Y: a) projekcja wykonana dla najniższej pozycji próbki, b) projekcja wykonana dla najwyższej pozycji próbki, c) złożona projekcja

powstała z 4 projekcji wykonanych w 4 różnych pozycjach próbki. Projekcja złożona c) nie jest przedstawiona w skali w stosunku do projekcji a) i b).

Pozyskiwanie projekcji składowych wykonywanych w różnych pozycjach próbki odbywa się w taki sposób, aby fragment obiektu znajdującego się na kilkunastu rzędach pikseli, położonych przy dolnej krawędzi pierwszej projekcji, znajdował się również na kilkunastu rzędach pikseli usytuowanych przy górnej krawędzi kolejnej projekcji, w celu odpowiedniego dopasowania i złożenia projekcji składowych. Projekcje składowe przed ich złożeniem, podlegają normalizacji, względem średniej intensywności pikseli tła na każdym ze składowych obrazów rentgenowskich (sposób przeprowadzania normalizacji przedstawia Dodatek A).

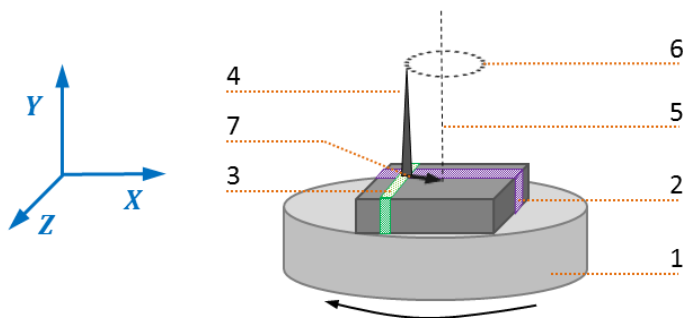
Pozycjonowanie wykonane przy wykorzystaniu dwóch zmotoryzowanych stolików, oraz przesuwu manualnego, alokuje goniometr w odpowiednim miejscu układu obrazowania. Kolejne, precyzyjne pozycjonowanie obrazowanego obiektu, obejmujące osiowanie próbki względem detektora i centrowanie osi obrotu, wykonywane jest na głowicy goniometru.

Osiowanie badanego obiektu względem kolumny pikseli matrycy detektora, realizowane jest w sposób manualny przez dwie kołyski obrotu – RX i RZ (rys. 4.18 b) 12) znajdujące się na głowicy goniometru firmy Huber (model: 1001) (rys. 4.18 b) 11). Promień obydwu kołysek wynosi 10 mm i jest dobrany w taki sposób, aby środek obrotu kołysek znajdował się na końcu igły, na której umieszczany jest badany obiekt (rys. 4.18 b) 14). Zakres odległości kątowych dla obu kołysek, pozwalających na obrót w kierunkach RX i RZ wynosi 22° . Schemat osiowania igły goniometru, na której umieszcza się badany obiekt, zaprezentowano na rys. 4.21.



Rys. 4.21 Schemat osiowania igły goniometru względem kolumny pikseli matrycy detektora: a) obrót igły z punktu wychylenia przez kołyskę RZ, obrót igły z punktu wychylenia przez kołyskę RX, c) prawidłowa pozycja igły względem kolumny pikseli matrycy detektora.

Centrowanie osi obrotu, w celu ograniczenia precesji badanego obiektu wokół osi obrotu goniometru wykonywane jest w sposób manualny przy użyciu dwóch stolików translacyjnych: X i Z znajdujących się na szczycie głowicy goniometru. Na wskazanych stolikach znajduje się igła, na której przytwierdzony zostaje obrazowany obiekt. Centrowanie igły pomiarowej, odbywa się poprzez zmianę jej pozycji - przesunięcie o odpowiedni wektor \mathbf{W} . Sposób centrowania osi obrotu obracającego się obiektu został schematycznie przedstawiony na rys. 4. 22.



Rys. 4.22 Schemat przedstawiający centrowanie osi obrotu obrazowanego obiektu przez przesunięcie igły o zadany wektor. Elementy wyróżnione na schemacie: 1 - goniometr obracający się o zadany kąt w kierunku zaznaczonym na schemacie, 2 - manualny stolik translacyjny (X), 3 -

manualny stolik translacyjny (Z), 4 - igła na której umieszczany jest badany obiekt, 5 - oś obrotu goniometru, 6 - tor rotacji zakreślany przez koniec igły, 7 - wektor $\mathbf{W} = (W_x, W_z)$, o który należy przesunąć igłę w celu eliminacji jej rotacji. Na powyższym schemacie nie uwzględniono kołysek obrotu RZ i RX (znajdujących się na translacyjnych stolikach manualnych) w celu poprawy czytelności rysunku.

Określenie wartości wektora \mathbf{W} , czyli odległości, o którą należy przesunąć niewykalibrowaną igłę w kierunku osi rotacji goniometru, odbywa się przez porównanie dwóch par projekcji rentgenowskich, wykonanych w odległości kątowej wynoszącej 180° względem siebie.

Precyzyjny obrót próbki - RY o zadaną odległość kątową w trakcie trwania obrazowania, między kolejnymi pozyskiwanymi projekcjami rentgenowskimi, realizowany jest przez stolik obrotowy (goniometr) firmy Kohzu (model: RA07A-W-2Q) [Kohzu Precision, 2017], umocowany na układzie trzech translacyjnych (ortogonalnych względem siebie) stolików pozycjonowania (rys. 4.18 b) 6). Fotografia urządzenia przedstawiona jest na rys. 4.23.



Rys. 4.23 Fotografia stolika obrotowego Kohzu RA07A-W-2Q wykorzystywanego do precyzyjnego obrotu próbki o zadany kąt w trakcie eksperymentów mikrotomograficznych [Bielecki, 2011].

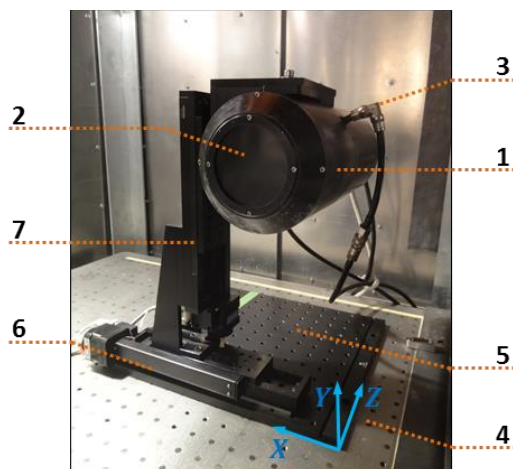
Goniometr wyposażony jest w enkoder przyrostowy firmy Renishaw (model: Tonic T2011-15A). Specyfikację techniczną parametrów pracy rotatora Kohzu, sterowanego enkoderem Renishaw [Renishaw, 2017] przedstawiono w Tabeli 4.2

Tabela 4.2 Parametry pracy goniometru Kohzu RA07A-W-2Q.		
L. p.	Parametr	Wartość parametru
1.	Dokładność pełnego obrotu [°/360°]	0,0060
2.	Powtarzalność kątowa [°]	0,0002
3.	Luz (ang. Backlash) [°]	0,0001
4.	Ekscentryczność [mm/360°]	0,0030

Pomiary parametrów przedstawionych w Tabeli 4.2 zostały przeprowadzone przez firmę Kohzu Precision (grudzień 2013 roku) w ramach przeglądu serwisowego urządzenia.

4.1.3. Detektor promieniowania rentgenowskiego

W Układzie Mikrotomografii Komputerowej, w celu pozyskiwania projekcji rentgenowskich, stosowany jest wysokiej rozdzielczości pikselowy detektor CCD promieniowania rentgenowskiego firmy Photonic Science (model: FDI 70mm X-Ray VHR) [Photonic Science, 2017]. Detektor ten pokazano na rys. 4.24.



Rys. 4.24 Układ detekcyjny obrazowania rentgenowskiego wraz z zaznaczonymi elementami: 1 - detektor Photonic Science FDI 70mm X-Ray VHR, 2 - folia kaptonowa osłaniająca powierzchnię scyntylatora detektora, 3 - układ hydrauliczny chłodzenia detektora, 4 - ława optyczna, 5 - manualny blat przesuwu pozycjonujący detektor w kierunku osi Z, 6 - zmotoryzowany stół przesuwu pozycjonujący detektor w kierunku osi X, 7 - zmotoryzowany stół przesuwu pozycjonujący detektor w kierunku osi Y.

Detektor Photonic Science wyposażony jest w matrycę CCD o rozdzielczości 4008×2672 pikseli, która pozwala na pozyskiwanie obrazów w formacie³ 3:2. Efektywny rozmiar pojedynczego, elementarnego piksela detektora wynosi $14,7 \times 14,7 \mu\text{m}^2$. Wymiary matrycy CCD, to znaczy jej szerokość i wysokość wynoszą odpowiednio w przybliżeniu: $58,9 \times 39,3$ mm. Stosowany detektor posiada możliwość grupowania (łączenia) sąsiednich pikseli (ang. binning), tzn. sumowania sygnału mierzonego z sąsiednich pikseli na matrycy, a następnie jego odczyt z matrycy CCD. Sąsiednie piksele grupowane są odpowiednio w rzędach (*X*) i kolumnach (*Y*) matrycy, co oznacza że liczba grupowanych pikseli wynosząca: 2×2 , 4×4 , 8×8 odpowiada kolejno: 4, 16 i 64 elementarnym pikselom matrycy. Odczyt pozyskanych projekcji odbywa się z użyciem karty przechwytywania obrazu (ang. frame grabber) Euresys Grablink Value [Euresys, 2017]. Karta ta pozwala na zapisanie w pamięci komputera projekcji rentgenowskich w 8, 12 lub 16 bitowej głębi szarości, w plikach formatu TIFF⁴. Maksymalna szybkość odczytu kamery dla obrazów w pełnej rozdzielczości wynosi 1,8 klatki/s i rośnie wraz z liczbą grupowanych pikseli matrycy. Wybrane parametry detektora Photonic Science podano w Tabeli 4.3.

Tabela 4.3 Zestawienie wybranych parametrów detektora Photonic Science w zależności od liczby grupowanych pikseli.				
L.p.	Liczba grupowanych pikseli	Rozmiar piksela obrazu [μm^2]	Rozdzielczość obrazu [piksel]	Maksymalna szybkość odczytu obrazu z kamery [klatka/s]
1.	1×1	$14,7 \times 14,7$	4008×2672	1,8
2.	2×2	$29,4 \times 29,4$	2004×1336	3,6
3.	4×4	$58,8 \times 58,8$	1002×668	7,2
4.	8×8	$117,6 \times 117,6$	501×334	14,4

³ Format obrazu definiowany jest jako stosunek liczby pikseli w rzędzie matrycy (szerokości) do liczby pikseli w kolumnie matrycy (wysokości).

⁴ TIFF (ang. Tagged Image File Format) - komputerowy format plików graficznych, używany do zapisu grafiki rastrowej, przedstawiającej obraz za pomocą pionowo – poziomej siatki pikseli. Format ten wykorzystuje kilka modeli przestrzeni barw, umożliwiających przechowywanie i przesłanie obrazów tj. Line Art, Grayscale, Pseudocolor, RGB, YCbCr, CMYK, Lab [Lipp, 1997].

Wraz ze wzrostem liczby grupowanych pikseli, kosztem pogorszenia rozdzielczości obrazu, rośnie maksymalna szybkość odczytu obrazu z detektora oraz wartość współczynnika sygnał-szum - *SNR* (ang. Signal-to-Noise Ratio).

Dla każdego elektronicznego systemu pomiarowego współczynnik sygnał-szum *SNR* charakteryzuje jakość pomiaru oraz określa wydajność układu detekcyjnego. W przypadku detektorów wyposażonych w matrycę CCD wartość współczynnika sygnał-szum definiowana jest przez stosunek mierzonego sygnału pochodzącego od rejestrowanego przez detektor promieniowania rentgenowskiego do towarzyszącego pomiarowi szumu, składającego się z niepożądanych składowych sygnałów, powstałych w układzie elektronicznym kamery oraz na skutek naturalnej zmienności rozkładu przestrzennego strumienia fotonów lampy rentgenowskiej.

Dla detektora promieniowania rentgenowskiego wyposażonego w matrycę CCD mierzony sygnał *S*, wyrażany w jednostkach elektron/piksel określony jest równaniem [Gruner, Tate i Eikenberry, 2002]:

$$S = GI_p(QE)t \quad (4.6),$$

w którym *G* oznacza liczbę grupowanych pikseli, *I_p* stanowi natężenie wiązki fotonów padających na powierzchnię pojedynczego piksela matrycy CCD w czasie jednej sekundy wyrażone jako $\frac{\text{foton}}{\text{piksel} \cdot \text{s}}$, *QE* oznacza wydajność kwantową matrycy detektora CCD wyrażoną jako $\frac{\text{elektron}}{\text{foton}}$. Wartość wydajności kwantowej *QE* mieści się w zakresie od 0 do 1, przy czym 1 oznacza 100% wydajności matrycy. Symbol *t* w powyższym równaniu oznacza natomiast czas ekspozycji kamery, podczas którego następuje pomiar sygnału (wyrażony w sekundach - *s*).

Jak podano w Rozdziale 3.5, istnieją trzy podstawowe rodzaje szumu obserwowane w systemie detekcji opartym na przetworniku CCD, którymi są: szum odczytu, szum ciemny oraz szum fotonowy.

Szum odczytu N_r (wyrażany jako $\sqrt{\text{elektron/piksel}}$) generowany jest przez obwody elektryczne takie jak: zestaw bramek piksela przesuujący ładunek zgromadzony w warstwie zaporowej sensora do układu rejestru odczytu oraz przedwzmacniacz, które powodują, że szum odczytu jest dodawany jednorodnie do każdego piksela matrycy. Szum odczytu powstaje również w trakcie konwersji ładunku gromadzonego w sensorze CCD na sygnał napięciowy użyty do pomiaru. Wartość szumu odczytu nie zależy od czasu ekspozycji matrycy detektora na promieniowanie.

Szum ciemny N_d (wyrażony jako $\sqrt{\text{elektron/piksel}}$) pojawia się na skutek występującego w matrycy CCD prądu ciemnego (ang. dark current). Prąd ciemny D wyrażony jako $\frac{\text{elektron}}{\text{piksel}\cdot\text{s}}$, powstaje poprzez termicznie generowane elektrony wewnątrz krzemowej struktury sensora detektora. Liczba nośników prądu, powstałych w czasie t pod wpływem temperatury nie zależy od natężenia promieniowania padającego na detektor. Nośniki te gromadzone są w studni potencjału warstwy zubożonej piksela matrycy CCD i zliczane jako sygnał. Dodatkowy, wzrost sygnału prowadzi do statystycznej fluktuacji mierzonego sygnału S , czyli szumu ciemnego. Każda wysokiej klasy kamera CCD posiada specyfikację dotyczącą prądu ciemnego podaną przez producenta. Wartość szumu ciemnego N_d równa jest wariancji prądu ciemnego, podlegającego rozkładowi Poissona, tzn. równa jest pierwiastkowi kwadratowemu liczby elektronów termicznych generowanych w czasie ekspozycji t , co można zapisać równaniem:

$$N_d = \sqrt{Dt} \quad (4.7).$$

Chłodzenie matrycy CCD gwałtownie zmniejsza liczbę termicznie generowanych nośników, a tym samym wartość szumu ciemnego. Opis układu chłodzącego detektora Photonic Science i sposób kontroli temperatury pracy matrycy CCD przedstawiono w dalszej części tego rozdziału.

Szum fotonowy N_f (wyrażony jako $\sqrt{\text{elektron/piksel}}$) jest jedną z podstawowych właściwości kwantowej natury światła i wynika ze statystycznych wahań liczby fotonów emitowanych ze źródła (lampy rentgenowskiej). Ponieważ każdy foton jest niezależnym zdarzeniem, nie można dokładnie przewidzieć czasu przybycia danego fotonu. Natomiast

prawdopodobieństwo jego przybycia w danym okresie czasu podlega rozkładowi Poissona. Fotelektrony generowane wewnątrz elementu półprzewodnikowego stanowią sygnał zaburzony statystyczną fluktuacją emitowanych fotonów. Wartość szumu fotonowego N_f równa jest wariancji emitowanych w okresie czasu t fotonów, podlegających rozkładowi Poissona, tzn. równa jest pierwiastkowi kwadratowemu wartości mierzonego sygnału S , co można zapisać równaniem:

$$N_f = \sqrt{S} = \sqrt{GI_p(QE)t} \quad (4.8),$$

w którym poszczególne symbole odpowiadają oznaczeniom z równania (4.6). Występowanie szumu fotonowego jest nieuniknione i zawsze obecne w systemach obrazowania rentgenowskiego.

Wszystkie wymienione rodzaje szumu uwzględniane są przy obliczaniu współczynnika sygnał-szum (SNR). Opisane szумы występują niezależnie od siebie. Sumaryczną wartość szumu N otrzymuje się poprzez dodanie średnich kwadratowych wartości poszczególnych szumów, co można zapisać równaniem [Dussault i Hoess, 2004]:

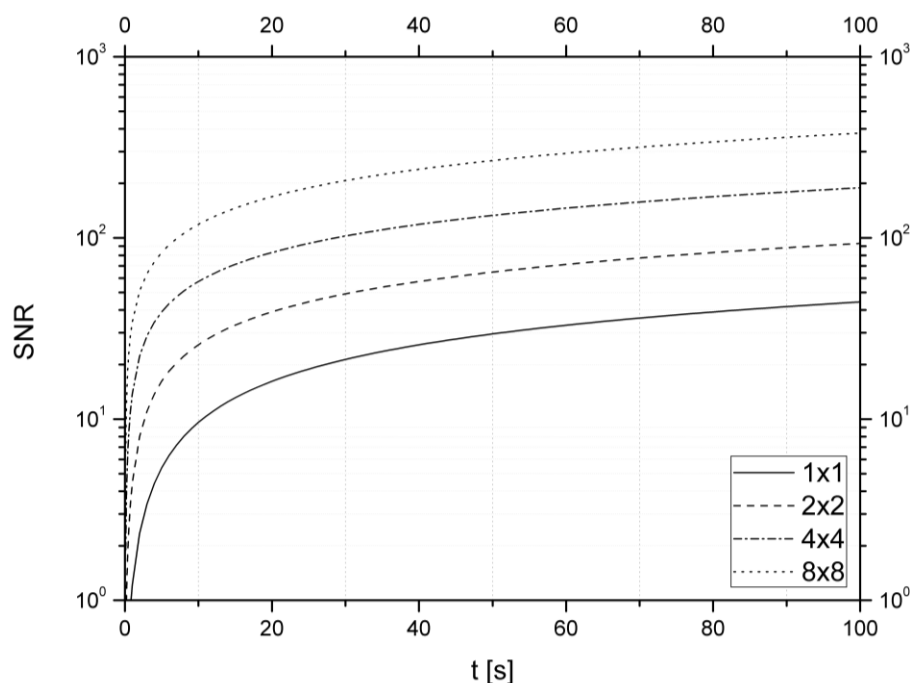
$$N = \sqrt{(N_r)^2 + (N_d)^2 + (N_f)^2} \quad (4.9).$$

Ponieważ matryca CCD rejestruje ładunek z całej tablicy elementów czułych detektora, współczynnik SNR może być rozważany jako względna wielkość sygnału S podzielona przez sumaryczną wartość szumu N w pojedynczym elemencie światłoczułym (pikselu) detektora CCD. W oparciu o równania (4.6) i (4.9) wyrażenie na wartość współczynnika sygnał-szum można opisać następująco:

$$SNR = \frac{S}{N} = \frac{GI_p(QE)t}{\sqrt{(N_r)^2 + Dt + GI_p(QE)t}} \quad (4.10).$$

Wartości szumu odczytu - N_r , prądu ciemnego - D oraz wydajności kwantowej - QE detektora FDI 70mm X-Ray VHR zostały podane przez producenta kamery, firmę Photonic Science

[Photonic Science, 2006] i wynoszą odpowiednio: $N_r = 18 \frac{\text{elektronów}}{\text{piksel}}$, $D = 0,05 \frac{\text{elektronów}}{\text{piksel} \cdot \text{s}}$ oraz $QE = 0,45 \frac{\text{elektronów}}{\text{foton}}$. Znając te wartości i zakładając typową wartość natężenia fotonów padających na powierzchnię pojedynczego piksela matrycy CCD (w Układzie Mikrotomografii Komputerowej na którym przeprowadzane były prace) wynoszącą $I_p = 50 \frac{\text{fotonów}}{\text{piksel} \cdot \text{s}}$, sporządzono wykres zależności współczynnika sygnał-szum od czasu akwizycji projekcji rentgenowskiej dla odpowiedniej liczby grupowanych pikseli, dla stosowanego detektora (rys. 4.25).

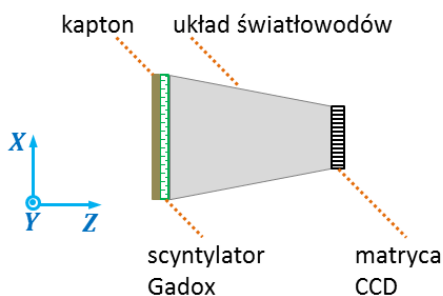


Rys. 4.25 Wykres współczynnika sygnał-szum SNR w funkcji czasu ekspozycji dla detektora CCD Photonic Science używanego w eksperymentach mikrotomograficznych, dla odpowiedniej liczby grupowanych pikseli.

W celu zredukowania poziomu prądu ciemnego, wpływającego bezpośrednio na wartość szumu ciemnego (równanie (4.7)), stosowany detektor wyposażony jest w dwa systemy chłodzenia matrycy CCD i obwodów elektrycznych. Pierwszym systemem wykorzystywanym do chłodzenia jest układ ogniw Peltiera. Drugi system chłodzenia matrycy CCD stanowi układ hydrauliczny, w którym chłodząca ciecz przepływa przez zamkniętą objętość detektora, pobierając przy tym ciepło z obwodów elektrycznych matrycy (przewody hydrauliczne

doprowadzające ciecz do zamkniętej objętości detektora pokazano na rys. 4.24 - 3). Prace konstrukcyjne prowadzone w ramach niniejszej rozprawy obejmowały modernizację układu hydraulicznego chłodzenia detektora. W porównaniu do układu hydraulicznego wykorzystywanego do 2012 roku, w którym w zamkniętym obiegu krążyła woda o temperaturze pokojowej pompowana ze zbiornika wyrównawczego, w obecnie stosowanym układzie ciecz chłodząca pompowana jest przez odpowiednio przystosowany agregat. Praca agregatu pozwala na utrzymanie stałej temperatury medium chłodzącego (glikolu) w zakresie od 10° C do 12° C. Glikol pompowany jest przez agregat pod ciśnieniem wynoszącym 1,6 bara, co pozwala na uzyskanie szybkości przepływu medium przez objętość detektora na poziomie około 1,2 l/min. Temperatura pracy kamery odczytywana jest przez odpowiednie czujniki temperatury umieszczone w pobliżu matrycy CCD.

Światłoczuła powierzchnia matrycy CCD kamery Photonic Science połączona jest optycznie z układem światłowodów (FOP). Układ światłowodów posiada kształt graniastosłupa, tzn. światłowody połączone z odpowiednimi pikselami matrycy CCD rozchodzą się nierównoległe względem siebie, tak że ich drugi koniec tworzy powierzchnię równoległą oraz proporcjonalnie większą do powierzchni matrycy CCD detektora, przy czym stosunek wymienionych powierzchni wynosi 1,6:1 (rys.4.26).

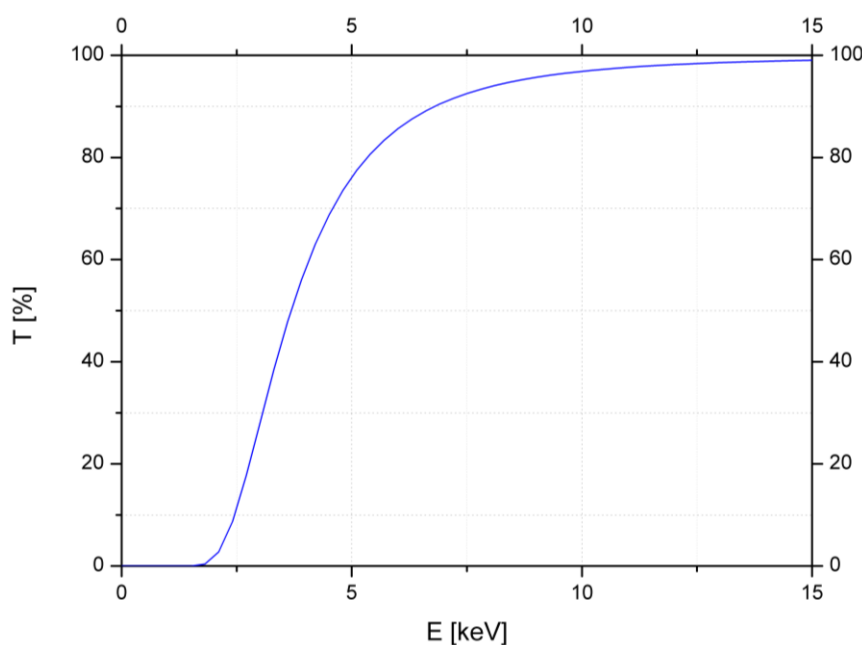


Rys. 4.26 Schemat rozmieszczenia elementów detektora Photonic Science. Elementy zaznaczone na schemacie nie są przedstawione w skali.

Na przeciwległej powierzchni układu światłowodów detektora (względem powierzchni połączonej z matrycą) napyłona jest warstwa materiału scyntylacyjnego (rys. 4.26). Materiałem scyntylacyjnym stosowanym w detektorze Photonic Science jest tlenosiarczek gadolinu

(Gadox) domieszkowany terbem ($Gd_2O_2S : Tb$). Grubość napyłonej warstwy scyntylatora wynosi $10 \frac{mg}{cm^2}$.

Powierzchnia scyntylatora pokryta jest folią kaptonową ($C_{22}H_{10}N_2O_5$) o grubości $75 \mu m$, zgodnie ze schematem na rys. 4.26. Folia kaptonowa detektora Photonic Science spełnia dwie funkcje. Pierwszą z nich jest zabezpieczenie warstwy scyntylatora przed czynnikami zewnętrznymi takimi jak np. wilgoć lub pył, a drugą absorpcja niskoenergetycznych kwantów promieniowania rentgenowskiego. Transmitancję folii kaptonowej w funkcji energii padających fotonów promieniowania rentgenowskiego przedstawiono na rys. 4.27.



Rys. 4.27 Wykres zależności transmitancji folii kaptonowej ($C_{22}H_{10}N_2O_5$) o grubości $75 \mu m$ w funkcji energii padających fotonów promieniowania rentgenowskiego, sporządzony w oparciu o dane literaturowe [Berger, Hubbel i inni, 2017].

Ważną cechą układu detekcyjnego systemu obrazowania rentgenowskiego jest jego liniowość w odpowiedzi na padające promieniowanie, zwłaszcza gdy układ pomiarowy stosowany jest do analizy fotometrycznej. Podstawowym procesem występującym w układzie detekcyjnym opartym na matrycy CCD jest konwersja sygnału fotonowego na sygnał cyfrowy (obraz), co opisano w Rozdziale 3.5. Fotony padające na światłoczułe elementy matrycy CCD

generują nośniki prądu elektrycznego. Każdy piksel posiada zestaw trzech bramek, który przesuwa generowany ładunek równolegle w każdym rzędzie matrycy do układu rejestru odczytu, a następnie do wzmacniacza i przetwornika analogowo-cyfrowego. Odpowiednio zaprojektowany oraz skonstruowany detektor powinien zmieniać w sposób liniowy wartość cyfrowego sygnału wyjściowego w odniesieniu do zmieniającego się wejściowego sygnału fotonowego padającego na matrycę CCD. Stąd nieliniowość jest miarą odchylenia od następującego związku [Bezawada, Ives i Atkinson, 2011]:

$$\bar{J} = L_C \cdot I_M \quad (4.11),$$

gdzie \bar{J} to średnia wartość sygnału z wszystkich pikseli obrazu wyrażona w jednostkach przetwornika analogowo-cyfrowego (ADU), I_M jest liczbą fotonów padających na matrycę, a L_C jest stałą proporcjonalności.

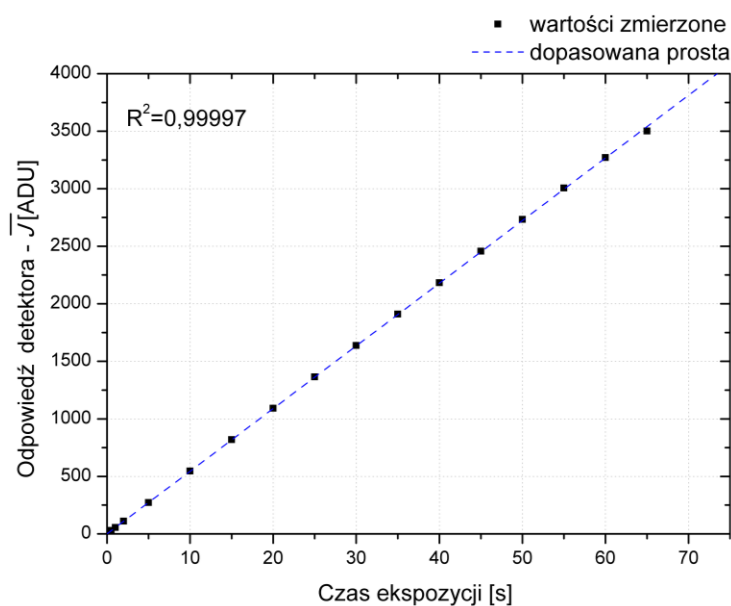
Nie ma standardowej metody pomiaru wartości liniowości detektorów. Istnieją różnice występujące w metodach wykorzystywanych przez różnych producentów do mierzenia i określania liniowości lub nieliniowości detektorów CCD [Fellers i Davidson, 2017; Photometrics, 2017]. Nieliniowość najczęściej określa się jako sumę maksymalnego i minimalnego odchylenia od dopasowanej do zmierzonych wartości prostej, podzieloną przez wartość maksymalnego sygnału cyfrowego, wyrażoną w procentach, co można zapisać równaniem:

$$N_L = \frac{\bar{J}_{MPD} + \bar{J}_{MND}}{\bar{J}_{MAKS}} \cdot 100\% \quad (4.12),$$

w którym \bar{J}_{MPD} oraz \bar{J}_{MND} oznaczają odpowiednio średnią wartość sygnału cyfrowego pikseli obrazu o maksymalnym oraz minimalnym odchyleniu od dopasowanej prostej, a \bar{J}_{MAKS} średnią wartość sygnału pikseli obrazu, których wartość była największa spośród zmierzonych. Wszystkie wymienione wielkości wyrażane są w jednostkach ADU.

W celu określenia wartości nieliniowości N_L detektora Photonic, zmierzona została odpowiedź kamery w zależności od liczby fotonów na nią padających. Liczba fotonów

padających na detektor kontrolowana była poprzez zmianę czasu ekspozycji detektora (akwizycji pozyskiwanych projekcji) przy założeniu 100% stabilności źródła promieniowania. Tak przeprowadzony pomiar pozwolił na zmierzenie odpowiedzi detektora w funkcji czasu ekspozycji (przy zachowaniu stałego prądu tarczy lampy rentgenowskiej). W celu spełnienia założenia dotyczącego stabilności źródła detektor został umiejscowiony w odległości 70 cm od lampy rentgenowskiej, aby czas akwizycji potrzebny na uzyskanie projekcji rentgenowskich był względnie krótki. Obrazy rentgenowskie pozyskiwano dla 16 różnych czasów ekspozycji w przedziale od 0,5 do 65 sekund. W celu wyeliminowania niepewności pomiarowych związanych z niejednorodnością wiązki, dla każdej pozyskanej projekcji sygnał był uśredniany względem całego obszaru detektora (2004 pikseli \times 1336 pikseli). Ostateczną wartością sygnału dla danego czasu ekspozycji jest średnia wartość z 8 pomiarów cząstkowych, przeprowadzonych dla każdego czasu z przedziału pomiarowego. Napięcie przyspieszające przyłożone na lampę rentgenowską oraz prąd lampy były stałe. Uzyskane wyniki pomiarów zaprezentowano na rys. 4.28.



Rys. 4.28 Odpowiedź detektora Photonic Science w funkcji czasu ekspozycji oraz prosta dopasowana do zmierzonych wartości.

Na podstawie uzyskanych wyników oraz w oparciu o równanie (4.12) obliczono wartość nieliniowości detektora Photonic Science, która wynosi: 0,3%.

Pokazana na rys. 4.28 odpowiedź detektora w funkcji czasu ekspozycji wyrażona jest w jednostkach ADU (ang. Analog to Digital Units). Sygnał mierzony przez kamrę proporcjonalny jest do liczby elektronów generowanych w odpowiednich pikselach matrycy. Liczba zarejestrowanych elektronów zamieniana jest na odpowiadającą jej wartość wyrażoną w jednostkach przetwornika analogowo-cyfrowego. Uzyskana wartość sygnału wyrażona w ADU reprezentowana jest w odpowiedniej skali szarości, gdzie kolor biały odpowiada największej wartości sygnału możliwego do zarejestrowania przez detektor [Photometrics, 2017]. Wskazana jednostka ADU stosowana jest w dalszej części rozprawy w celu określania intensywności obrazów – wartości zmierzonego sygnału.

Odpowiednie pozycjonowanie detektora w układzie obrazowania względem położenia badanego obiektu oraz lampy rentgenowskiej, odbywa się przy wykorzystaniu dwóch zmotoryzowanych silników przesuwu [Standa Motorized Translation Stage, 2017] (pozycjonowanie w kierunku osi X i Y) i manualnego blatu przesuwu (pozycjonowanie kamery w kierunku osi Z), które pokazano na rys. 4.24.

4.2. Powiększenie geometryczne układu obrazowania rentgenowskiego

W dziedzinie mikrotomografii komputerowej, w układach obrazowania opartych o konwencjonalne źródło promieniowania rentgenowskiego, jakim jest lampa rentgenowska oraz niewykorzystujących soczewek promieniowania rentgenowskiego, powiększenie geometryczne układu definiowane jest jako stosunek odległości źródła promieniowania od detektora - Z_{SD} do odległości źródła od obrazowanego obiektu - Z_{SO} , tak jak zostało to opisane w Rozdziale 4.1.1, poprzez równanie (4.3). W celu łatwiejszego przedstawienia dalszych rozważań dotyczących powiększenia geometrycznego układu, równanie to zostało zaprezentowane ponownie:

$$M_G = \frac{Z_{SD}}{Z_{SO}} \quad (4.3).$$

Powyższy związek wynika z prostych zależności optyki geometrycznej oraz twierdzenia Talesa. Określanie powiększenia geometrycznego układu obrazowania w wielu przypadkach

dokonywane jest poprzez pomiar wskazanych odległości w układzie [Siewerdsen i Jaffray, 2000; Bielecki, Bożek i inni, 2009]. W praktyce jednak pomiar odległości bywa trudny do wykonania w związku z utrudnieniami wynikającymi z:

- braku informacji o dokładnej lokalizacji przestrzennej ogniska lampy rentgenowskiej - znajduje się ono wewnątrz lampy, za okienkiem berylowym tarczy anodowej,
- braku możliwości dokładnego określenia położenia powierzchni scyntylatora, który umieszczony jest za folią kaptonową w obudowie detektora,
- precyzyjnym wyznaczeniem osi obrotu obrazowanego obiektu, który posiada swoje skończone wymiary liniowe, w związku z tym wyznaczana odległość z_{SO} powinna być określana względem osi obrotu obiektu, a nie na przykład jego brzegiem lub środkiem geometrycznym,
- technicznych aspektów pomiaru - powinien być on wykonany w sposób „bezdotykowy”, aby nie doszło do mechanicznego uszkodzenia elementów układu.

Powyższe utrudnienia sprawiają, że powiększenie geometryczne, wyznaczone poprzez pomiar odpowiednich odległości w układzie charakteryzuje się sporą niepewnością pomiarową wynikającą z błędu grubego pomiaru.

Po przeprowadzeniu prac konstrukcyjnych oraz modernizacyjnych na Układzie Mikrotomografii Komputerowej, wykonanych w ramach niniejszej rozprawy doktorskiej, opracowano nową, autorską metodę wyznaczania powiększenia geometrycznego - „Metoda poprzecznego wyznaczania powiększenia geometrycznego układu”.

Opracowana metoda może być stosowana w układach obrazowania rentgenowskiego przy spełnieniu poniższych założeń:

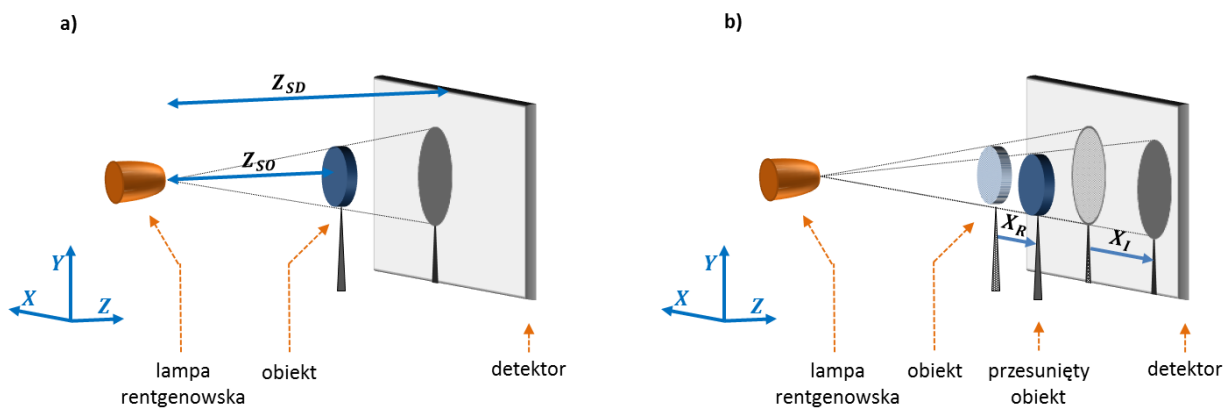
- 1° układ obrazowania nie zawiera dodatkowych elementów optycznych (np. soczewka),
- 2° kierunek przesuwu obiektu jest równoległy do wierszy pikseli detektora,
- 3° niepewność realizowanego przesuwu obiektu powinna być mniejsza lub równa efektywnemu rozmiarowi piksela detektora.

Autorski sposób wyznaczania powiększenia działa w oparciu o zmotoryzowany stolik przesuwu (X), zastosowany w systemie pozycjonowania próbki (Rozdział 4.1.2). Powiększenie

geometryczne układu wyznaczone jest na podstawie pomiaru odległości przesunięcia translacyjnego próbki wzdłuż osi (X) - X_R oraz pomiaru odległości przesunięcia obiektu na pozyskiwanych projekcjach rentgenowskich - X_I , co można opisać następującą zależnością:

$$M_G = \frac{X_I}{X_R} \quad (4.13)$$

Równanie (4.3) podobnie jak równanie (4.13) wynika z założeń optyki geometrycznej oraz twierdzenia Talesa. Metody wyznaczania powiększenia geometrycznego opisane powyższymi równaniami zostały schematycznie przedstawione na rys. 4.29.



Rys. 4.29 Powiększenie geometryczne układu mikrotomografii komputerowej: a) wyznaczone poprzez pomiar odległości lampy rentgenowskiej od detektora Z_{SD} oraz odległości lampy rentgenowskiej od obiektu - Z_{SO} , b) wyznaczone poprzez pomiar odległości o jaką obiekt przesunięto X_R oraz odległości o jaką przesunięty został obraz absorpcyjny obiektu - X_I .

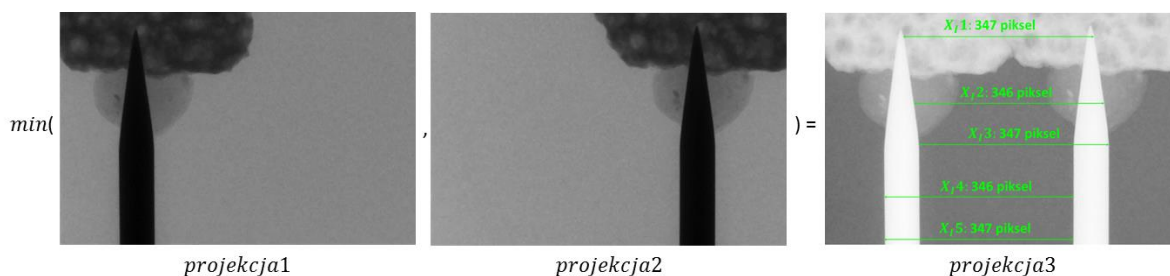
Pomiar odległości o jaką przesunięto obiekt wzdłuż osi X odbywa się poprzez odczyt położenia stolika dokonywany przez jego kontroler sprzętowy. Stosowany stół przesuwu - PI: M-111.1DG cechuje się następującymi parametrami technicznymi [PI Motion Positioning, 2017]: zakres przesuwu - 15 mm, niepewność jednokierunkowa przesuwu - 0,1 μm .

Pomiar odległości o jaką przesunięty został absorpcyjny obraz obiektu dokonywany jest, na podstawie analizy dwóch, uzyskanych dla odpowiednich pozycji stolika przesuwu (X) projekcji rentgenowskich. W celu zbadania przesunięcia obiektu na obrazie konieczne jest

„wyświetlenie” obiektu, będącego w dwóch różnych pozycjach na jednym obrazie i dokonanie pomiaru odległości między dwoma, tymi samymi elementami obiektu. „Wyświetlenie” obiektu na jednym obrazie uzyskuje się poprzez działanie operatorem (min)⁵ [Miura, 2017] na uzyskane dwie projekcje składowe *projekcja1* i *projekcja2* reprezentowane odpowiednio przez macierze **P1** i **P2**, co można opisać następującym równaniem:

$$\mathbf{P3} = \min(\mathbf{P1}, \mathbf{P2}) \quad (4.14),$$

w którym macierz **P3** jest wynikiem działania operatora (min). Pomiar odległości przesunięcia obrazu absorpcyjnego został schematycznie przedstawiony na rys. 4.30, na którym *projekcja3* jest obrazem macierzy **P3**.



Rys. 4.30 Pomiar odległości przesunięcia obrazu.

Zmierzone na rys. 4.28 odległości między tymi samymi elementami obiektu wyrażone są bezwymiarowo, to znaczy uzyskane wartości odpowiadają liczbie pikseli odpowiednich odcinków. Natomiast odległość rzeczywistego przesuwu obiektu wyrażana jest w μm . Z tego względu konieczne jest wyrażenie uzyskanych na projekcji odległości w jednostkach długości (μm). Znając efektywny rozmiar piksela detektora oraz liczbę grupowanych pikseli matrycy (Rozdział 4.1.3), odległość przesunięcia obrazu można przedstawić jako:

$$X_I = \overline{X_{In}} \cdot p_s \cdot L_G \quad (4.15),$$

⁵ Działanie operatora min polega na wyborze dla każdego elementu (i, j) macierzy P1 i P2 elementu o najmniejszej wartości, przypisaniu go elementowi (i, j) macierzy P3 i wykonaniu inwersji obrazu reprezentującego macierz P3.

gdzie: $\overline{X_{In}}$ jest zmierzona średnią odległością przesunięcia obrazu obliczoną na podstawie pomiarów cząstkowych, p_s jest efektywnym rozmiarem piksela wyrażonym w μm , a L_G liczbą grupowanych pikseli. Wstawiając równanie (4.15) do równania (4.13) wyrażenie na powiększenie geometryczne układu przyjmuje postać:

$$M_G = \frac{\overline{X_{In}} \cdot p_s \cdot L_G}{X_R} \quad (4.16).$$

Niepewność pomiaru powiększenia geometrycznego $u(M_G)$ wyznaczonego opisaną metodą określana jest równaniem:

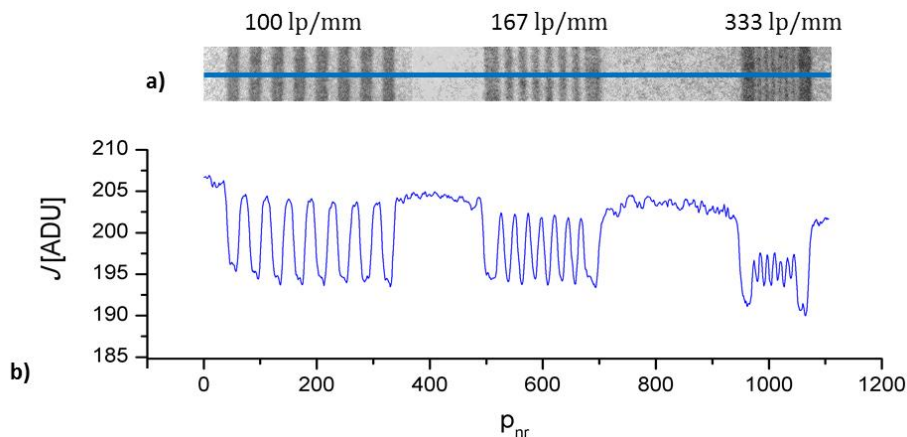
$$u(M_G) = \frac{u(X_I)}{X_R} \quad (4.17),$$

w którym $u(X_I)$ stanowi odchylenie standardowe od zmierzonej średniej odległości przesunięcia obrazu. W Układzie Mikrotomografii Komputerowej wartość niepewności przesuwu obiektu jest o dwa rzędy wielkości mniejsza od efektywnego rozmiaru piksela (niepewność przesuwu wynosi $0,1 \mu\text{m}$ natomiast rozmiar piksela wynosił $14,7 \mu\text{m}$). Z tego względu niepewność przesuwu została pominięta przy wyznaczaniu niepewności powiększenia geometrycznego w równaniu (4.17).

4.3. Przestrzenna zdolność rozdzielcza układu obrazowania rentgenowskiego

Poprzez przestrzenną zdolność rozdzielczą układu należy rozumieć zdolność systemu pomiarowego do rozróżnienia dwóch niezależnych obiektów znajdujących się w przestrzeni położeń.

Najszybszym oraz najłatwiejszym sposobem wyznaczania przestrzennej zdolności rozdzielczej układu jest metoda działająca w oparciu o obiekt wzorcowy zbudowany z cienkich żeber (najczęściej wykonanych z ołowiu) oraz szczelin. Istotną cechą takiego obiektu jest to, że szerokość żeber oraz szczelin zmniejsza się w danym kierunku (rys. 4.31).



Rys. 4.31 Obserwacja linii par żebro-szczelina: a) projekcja rentgenowska wzorca wraz z zaznaczonym rzędem pikseli z których odczytywana jest intensywność, b) profil intensywności projekcji rentgenowskiej (uzyskany wzdłuż prostej pokazanej na obrazie a)).

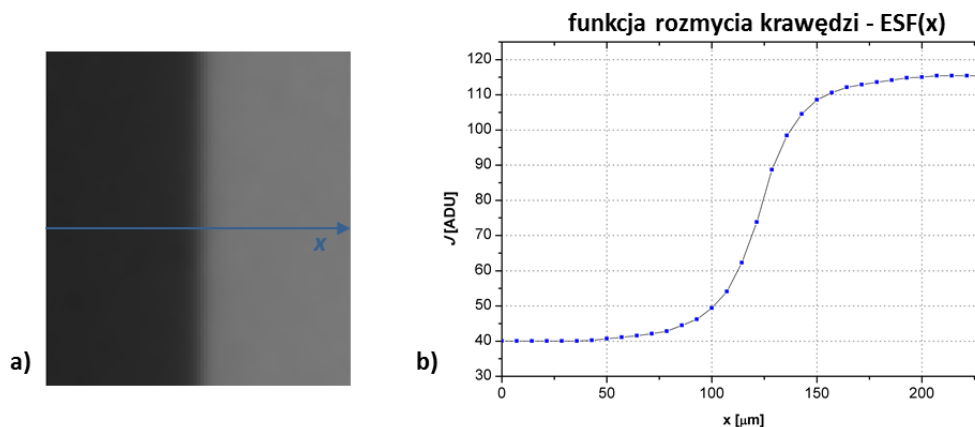
Pomiar przestrzennej zdolności rozdzielczej polega na identyfikacji przez obserwatora najmniejszych, rozróżnialnych układów linii: żebro-szczelina na pozyskanej projekcji rentgenowskiej wzorca i odczytaniu rozdzielczości w skalibrowanej skali wyrażonej w lp/mm (linii par na milimetr). Tak jak opisano wcześniej, zaletą pomiaru pary linii jest łatwość oraz szybkość wykonania. Największą jednak wadą opisaney metody jest fakt, że wynik pomiaru zależy od subiektywnego osądu obserwatora analizującego projekcje.

Na rys. 4.31 b) przedstawiono przykład profilu wzorca o niskiej oraz wysokiej częstotliwości przestrzennej układu żeber i szczelin. W przypadku niskich częstotliwości profil intensywności posiada kształt zbliżony do fali prostokątnej. W obszarze wyższych częstotliwości przestrzennych wzorca profil intensywności posiada kształt sinusoidalny, a amplituda modulacji posiada mniejszą wartość w odniesieniu do obszarów o niższej częstotliwości przestrzennej. Właśnie tę zależność przenoszenia amplitudy modulacji w zależności od częstotliwości przestrzennej opisywana jest przez krzywą funkcji przenoszenia modulacji - MTF (ang. Modulation Transfer Function) [Smith, 1999].

W niniejszej pracy w celu określenia wydajności odpowiedzi układu obrazowania rentgenowskiego wykorzystano metodą analizy Fourierowskiej - MTF [Kuhls-Gilcris, Bednarek i Rudin, 2010; Rong, Fu i inni, 2010].

Metoda ta opiera się na obrazowaniu odpowiednich obiektów wzorcowych i badaniu charakterystyki odpowiedzi systemu pomiarowego, poprzez analizę uzyskanych profili intensywności. Obiektami wzorcowymi we wskazanej procedurze mogą być: szczelina wykonana w płaskim arkuszu absorbentu lub ostra krawędź arkusza absorbentu. Dla wyznaczenia odpowiedzi układu obrazującego, w przeprowadzonych pomiarach zastosowano obiekt wzorcowy w postaci ostrej krawędzi. Korzystanie z obiektu tego typu jest obecnie zalecane i zostało przyjęte jako standard przez Międzynarodową Komisję Elektrotechniczną - IEC (ang. International Electrotechnical Commission) [I.E.C., 2003].

Profil intensywności projekcji rentgenowskiej ostrej krawędzi (obektu wzorcowego) nazywany jest funkcją rozmycia krawędzi – ESF (ang. Edge Spread Function) i przedstawiony został na rys. 4.32.



Rys. 4.32 Wyznaczanie odpowiedzi układu na obiekt wzorcowy: a) projekcja rentgenowska ostrej krawędzi wraz z zaznaczonym rzędem pikseli, z których odczytywana jest intensywność, b) funkcja rozmycia krawędzi (odpowiadająca profilowi pokazanemu na obrazie a)).

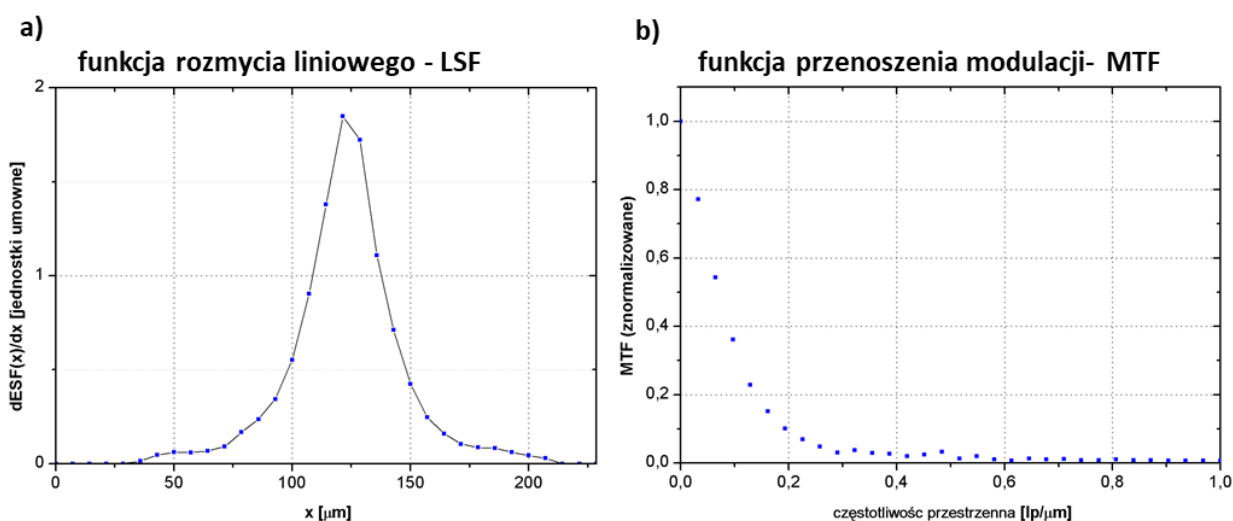
Na podstawie znajomości funkcji ESF wyznaczana jest funkcja rozmycia liniowego LSF (ang. Line Spread Function). Związek między obiema funkcjami dany jest następującym równaniem:

$$\text{LSF}(x) = \frac{d}{dx} \text{ESF}(x) \quad (4.18),$$

w którym x oznacza współrzędną przestrzenną. Funkcja przenoszenia modulacji MTF jest transformatą Fouriera funkcji LSF , co można zapisać w następujący sposób:

$$MTF(w) = FT[LSF(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} LSF(x)e^{-2i\pi xw} dx \quad (4.19),$$

gdzie w jest częstotliwością. Zgodnie z powyższym równaniem funkcja przenoszenia modulacji jest funkcją rozmycia liniowego, wyrażoną w przestrzeni częstotliwości przestrzennych. Funkcja LSF powstała poprzez zróźniczowanie funkcji ESF (rys. 4.32) oraz krzywa funkcji MTF zostały pokazane na rys. 4.33.

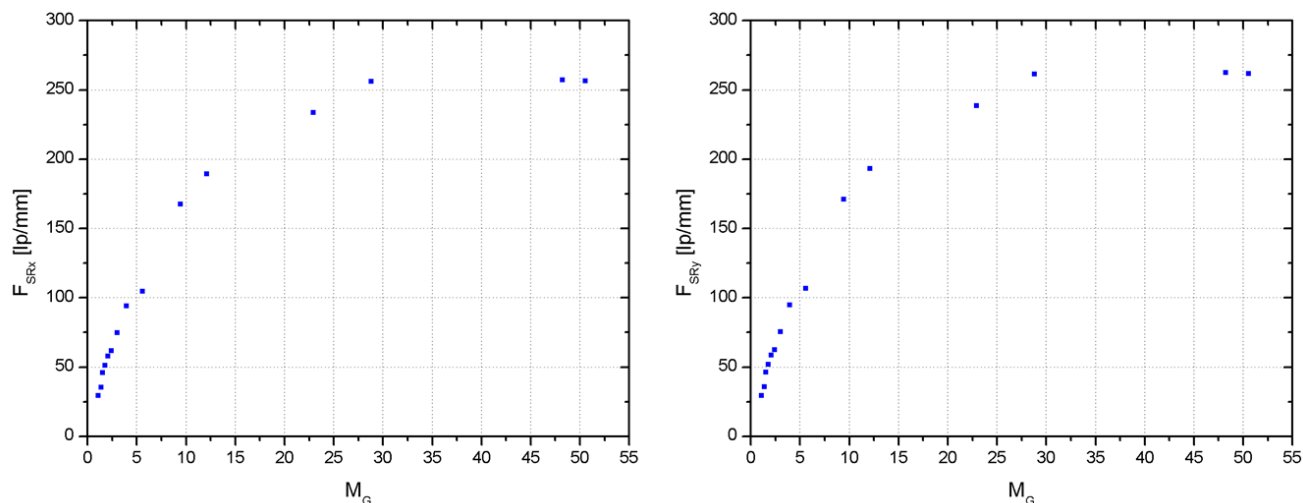


Rys. 4.33 Wyznaczanie odpowiedzi układu na obiekt wzorcowy: a) funkcja rozmycia liniowego LSF , b) funkcja przenoszenia modulacji MTF , której wartości zostały znormalizowane. Wartość częstotliwości przestrzennej, dla której amplituda funkcji przenoszenia równa jest 10% wartości maksymalnej wynosi $0,19 \text{ lp}/\mu\text{m}$, co odpowiada $190 \text{ lp}/\text{mm}$.

Funkcja MTF określa jak poszczególne częstotliwości przestrzenne przenoszone są przez układ, to znaczy opisuje zależność między kontrastem, a rozmiarami szczegółów obrazowanego obiektu. Wartość częstotliwości przestrzennej dla której amplituda modulacji MTF wynosi 10% swojej maksymalnej wartości, określana jest jako wydajność układu, to znaczy przestrzenna zdolność rozdzielcza układu obrazowania - F_{SR} .

Pomiar przestrzennej zdolności rozdzielczej stosowanego w badaniach systemu pomiarowego wykonano w dwóch kierunkach przestrzennych układu: horyzontalnym - wzdłuż osi X (tak jak pokazano na rys. 4.32 a)) oraz wertykalnym - wzdłuż osi Y ⁶. Projekcje rentgenowskie wzorca (ostrej krawędzi) wykonano dla 15 różnych odległości źródła promieniowania od próbki - Z_{SO} , przy stałej odległości źródła od źródła detektora - Z_{SD} . Odległość Z_{SO} zmieniano w zakresie od 2 do 90 cm, natomiast odległość Z_{SD} wynosiła 98 cm, co pozwoliło na uzyskanie powiększenia geometrycznego układu M_G w zakresie od 1,10 do 50,56 (dyskusje na temat niepewności oszacowania odległości Z_{SO} i Z_{SD} oraz sposobu precyzyjnego określenia M_G przedstawia Rozdział 4.2). Obrazy rentgenowskie wzorca pozyskiwano przy napięciu przyspieszającym lampy U_{ACC} wynoszącym 90 kV oraz prądzie lampy równym 30 μA . Wartość napięcia U_{ACC} wybrano w taki sposób, aby odpowiadający jej rozmiar ogniska lampy - F , posiadał wartość najbardziej zbliżoną do średniej wartości rozmiarów ogniska lampy w całym zakresie napięciowym pracy źródła. Rozmiar ogniska lampy dla wybranego napięcia wynosi: $F_x=(1,73 \pm 0,21)$ oraz $F_y=(1,77 \pm 0,38)$ μm odpowiednio w kierunku osi X i Y układu (pomiar rozmiaru ogniska lampy rentgenowskiej przedstawia Rozdział 4.1.1 pracy). Wyniki pomiarów przestrzennej zdolności rozdzielczej układu w obu wyznaczonych kierunkach, w funkcji powiększenia geometrycznego zaprezentowano na rys. 4.34.

⁶ Zasada pomiaru rozdzielczości przestrzennej układu w kierunku wertykalnym jest taka sama jak w kierunku horyzontalnym. W przedstawionych równaniach: (4.18) i (4.19) zmienna przestrzenna x zamieniana jest na zmienną przestrzenną y .



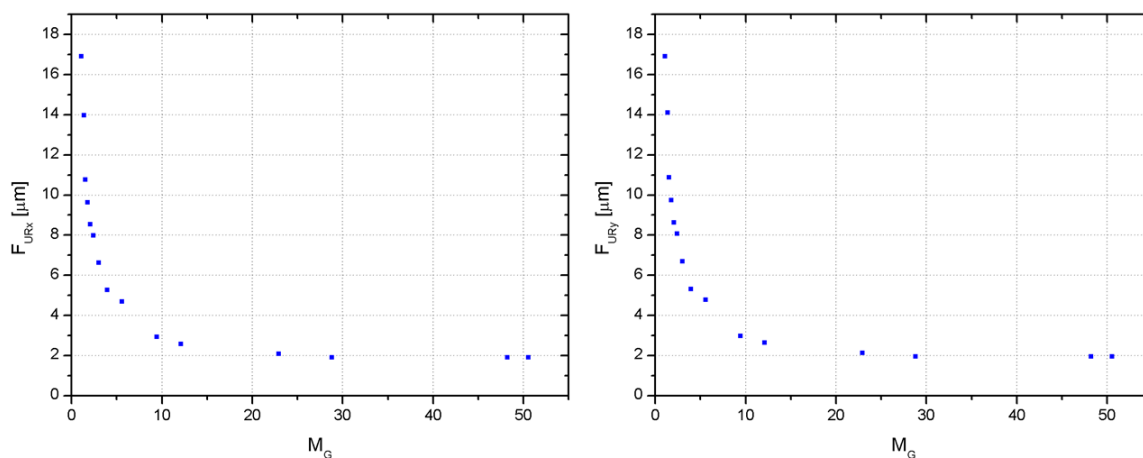
Rys. 4.34 Przestrzenna zdolność rozdzielcza stosowanego układu pomiarowego w funkcji powiększenia geometrycznego układu wyznaczona w kierunku X oraz Y .

Wartość przestrzennej zdolności rozdzielczej wyznaczonej w kierunku horyzontalnym jest o 0,1% większa od wartości zdolności rozdzielczej wyznaczonej w kierunku wertykalnym.

Przestrzenna zdolność rozdzielcza układu w żargonie obrazowania rentgenowskiego często bywa podawana w jednostkach długości (μm) aniżeli w liniach par na milimetr (lp/mm). Wyrażana w ten sposób zdolność rozdzielcza układu określa jakiej wielkości może być najmniejszy szczegół obrazu, traktowany jako osobny obiekt. Jeżeli na pozyskanej projekcji lub rekonstrukcji rentgenowskiej obserwowane są obiekty cechujące się wysokim kontrastem w stosunku do otoczenia (wartość kontrastu powyżej 10%), ale ich rozmiary liniowe są mniejsze niż zdolność rozdzielcza wyrażona w μm , to nie mogą być one traktowane jako szczegóły obrazu, lecz jako defekt obrazu powstały na skutek szumu występującego w uzyskanych projekcjach lub błędu powstałego w procesie rekonstrukcji tomograficznej. Przestrzenna zdolność rozdzielcza wyrażona w μm na potrzeby niniejszej pracy nazwana została użytkową zdolnością rozdzielczą - F_{UR} . Jej wartość jest odwrotnością przestrzennej zdolności rozdzielczej F_{SR} podzieloną przez 2, co można zapisać w postaci równania:

$$F_{UR} = \frac{(F_{SR})^{-1}}{2} \quad (4.20).$$

Liczba 2 w mianowniku powyższego równania została wprowadzona po to, aby wielkość F_{UR} określała szerokość pojedynczej linii, a nie pary linii, czyli wymiar najmniejszego rozróżnialnego obiektu. Użytkowa zdolność rozdzielcza układu wyznaczona w funkcji powiększenia geometrycznego systemu pomiarowego pokazana jest na rys. 4.35.



Rys. 4.35 Użytkowa zdolność rozdzielcza stosowanego układu pomiarowego w funkcji powiększenia geometrycznego układu wyznaczona w kierunku X oraz Y .

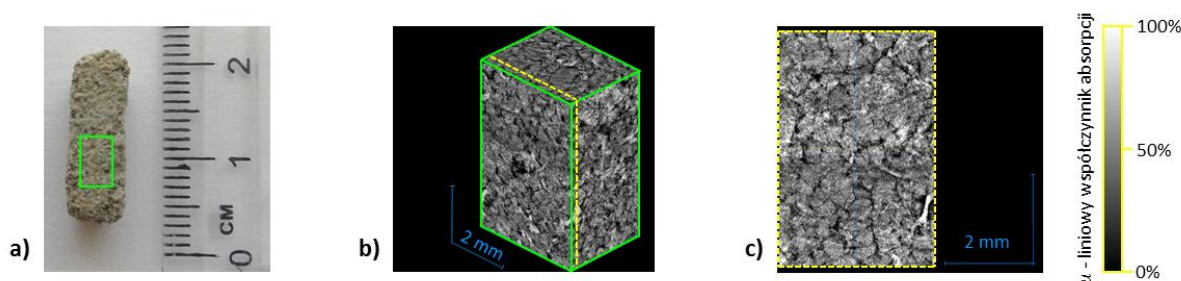
Na podstawie wyników przedstawionych na rys. 4.35 można wywnioskować, że dla małych wartości powiększenia geometrycznego układu, istotny wpływ na rozdzielczość przestrzenną mają rozmiary elementów czułych detektora CCD (rozmiar efektywny piksela stosowanego detektora wynosi $14,7 \mu\text{m}$). Dla większych wartości powiększenia (powyżej 20) istotny wpływ na wartość uzyskiwanej rozdzielczości ma rozmiar ogniska lampy rentgenowskiej. Użytkowa zdolność rozdzielcza osiąga wartość minimalną wynoszącą: $F_{URx}=1,91$ oraz $F_{URy}=1,95 \mu\text{m}$ dla rozmiarów ogniska lampy równych $F_x=(1,73\pm 0,21)$ oraz $F_y=(1,77\pm 0,38) \mu\text{m}$.

Przedstawiony w tym rozdziale pomiar przestrzennej zdolności rozdzielczej wykonywany był na projekcjach rentgenowskich. Aparat matematyczny zastosowany do wyznaczania wskazanych wielkości można jednak również zastosować w przypadku rekonstrukcji tomograficznej obiektu posiadającego ostrą krawędź.

5. Rentgenowskie obrazowanie absorpcyjne układów złożonych

Zgodnie z definicją przedstawioną w Rozdziale 1 układ złożony określany jest jako system, którego budowa jest w jakimś stopniu złożona lub skomplikowana [Auyang, 1999]. W przedstawionych pracach badawczych, prowadzonych w ramach niniejszej rozprawy, układ złożony rozumiany jest jako obiekt fizyczny o zróżnicowanych cechach geometrycznych lub morfologicznych. Przykładami takiego typu obiektów mogą być naturalne materiały porowate (np. próbki geologiczne) lub układy biologiczne (np. tkanki).

Badanie cech geometrycznych obiektów geologicznych, takich jak porowatość czy przeciętna średnica porów, z powodzeniem wykonywane jest przy wykorzystaniu metody mikrotomografii komputerowej, co autor wykazał w publikacji [Jarzyna, Krakowska i inni 2016]. Na rys. 5.1 pokazano przykład próbki geologicznej, jej obraz powstały przez rekonstrukcję tomograficzną oraz przekrój tomograficzny.

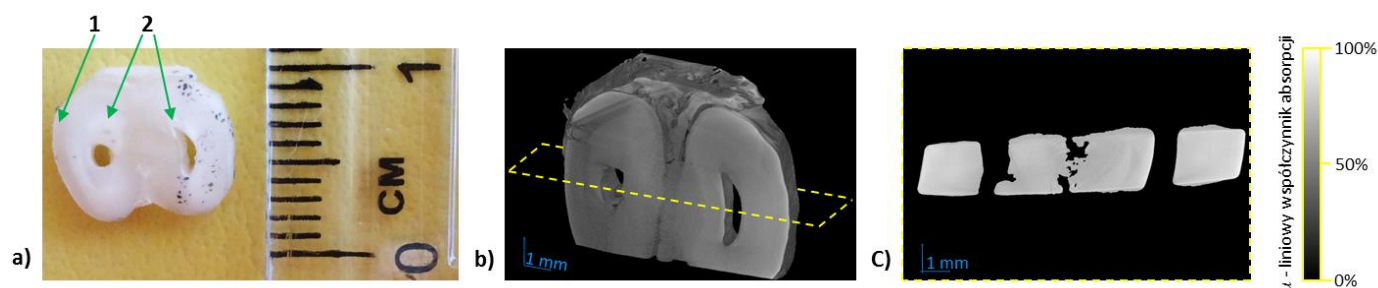


Rys. 5.1 Mikrotomografia komputerowa próbki geologicznej - skały piaskowcowo-iłowcowo-mułowcowej [Jarzyna, Krakowska i inni 2016]: a) fragment próbki pobranej z odwiertu *Mrowla 1* z głębokości około 1430 m (rejon Zapadliska Przedkarpackiego) wraz z zaznaczonym na zielono obszarem wybranym do analizy, b) rekonstrukcja tomograficzna wybranego obszaru próbki oraz zaznaczony na żółto obszar, z którego wyznaczono przekrój, c) przekrój rekonstrukcji tomograficznej.

W przypadku próbek geologicznych pobranych z odwiertu i poddanych dalszej obróbce mechanicznej (na przykład cięciu lub szlifowaniu), ważnym jest wybranie odpowiedniego, reprezentatywnego elementu objętości - REV (ang. Representative Elementary Volume), tak, jak

przedstawiono na rys. 5.1 a). Element ten powinien być pozbawiony zniekształceń struktury wewnętrznej, takich jak pęknięcia lub zanieczyszczenia porów i kanalików, powstałych w trakcie preparatyki próbki.

Wśród biologicznych układów złożonych badanych technikami absorpcyjnego mikroobrazowania rentgenowskiego wyróżnia się dwie podstawowe grupy, którymi są tkanki twarde oraz tkanki miękkie. Analizowanie złożoności cech geometrycznych tkanek twardych jest w praktyce znacznie łatwiejsze do przeprowadzenia w porównaniu do tkanek miękkich. Wynika to z faktu, że skład chemiczny tkanek twardych posiada większy udział procentowy pierwiastków, cechujących się większą wartością masowego współczynnika absorpcji w odniesieniu do tkanek miękkich, [ICRU, 1989; Olivo, Arfelli i inni, 2001]. Ta właściwość tkanek twardych pozwala na pozyskiwanie projekcji rentgenowskich charakteryzujących się dobrym kontrastem absorpcyjnym. Na rys. 5.2 przedstawiono przykład próbki biologicznej typowej tkanki twardej (zęba), jej rekonstrukcję tomograficzną oraz przekrój tomograficzny.



Rys. 5.2 Mikrotomografia komputerowa próbki biologicznej - zęba: a) wycinek zęba wraz z zaznaczonymi strukturami: 1 szliwo, 2 zębina, b) rekonstrukcja tomograficzna wycinka zęba oraz zaznaczony obszar, z którego wyznaczono przekrój, c) przekrój rekonstrukcji tomograficznej.

Przedstawiony na rys. 5.2 przykład próbki biologicznej (tkanki twardej) stanowi wycinek zęba⁷ o grubości około 1 mm, pozyskany w płaszczyźnie prostopadłej, do osi kanału korzeniowego zęba. Wycinek ten pobrano z tak zwanej zatrzymanej ósemki, to znaczy prawidłowo

⁷ Ząb usunięto pacjentowi z powodów klinicznych. Zabieg ekstrakcji zęba wykonano w Specjalistycznej Praktyce Stomatologicznej Dentaris [Dentaris, 2018]. Pacjent wyraził zgodę na przeprowadzenie badań naukowych. Materiał pozyskano dzięki uprzejmości prof. Piotra Malary.

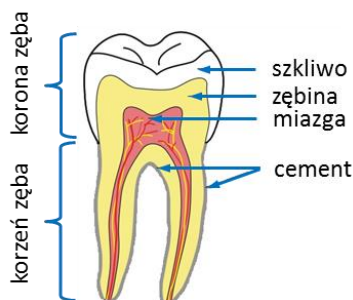
wykształconego pod względem anatomicznym zęba, tkwiącego w kości szczęki lub żuchwy (tu kości szczęki). Zaprezentowany fragment zęba pozbawiony został tkanki miękkiej - miazgi, znajdującej się w kanale korzeniowym. Pokazana na rys. 5.2 rekonstrukcja oraz przekrój tomograficzny cechuje się dobrym kontrastem uzyskanym między istotną próbką a otoczeniem (powietrzem), ze względu na występującą między nimi różnicę wartości liniowego współczynnika absorpcji. Kontrast ten pozwala na wyznaczenie złożoności geometrycznej obrazowanej próbki, na przykład wskazanie miejsc spękań, ustalenie średniej wielkości przekroju kanałów korzeniowych czy porów występujących w szkliwie zęba. Na uzyskanej rekonstrukcji tomograficznej nie obserwuje się jednak złożoności morfologicznej badanego obiektu, odpowiadającej zróżnicowanej wewnętrznej strukturze zęba, którą zaznaczono na rys. 5.2 a). Brak kontrastu między wskazanymi strukturami (szkliwem i zębina) wynika z podobnych wartości liniowego współczynnika absorpcji tych struktur.

W kolejnych rozdziałach niniejszej rozprawy doktorskiej przedstawiono, opracowaną przez autora niniejszej rozprawy, metodę wzmocnienia kontrastu absorpcyjnego projekcji rentgenowskich obiektów biologicznych (tkanek twardych i tkanek miękkich), pozwalającą na badanie złożoności cech geometrycznych i morfologicznych obrazowanych układów złożonych.

5.1. Wzmocnienie kontrastu absorpcyjnych projekcji rentgenowskich

W celu opisu oraz prezentacji opracowanej metody wzmocnienia kontrastu absorpcyjnego projekcji rentgenowskich, posłużono się obiektem badawczym, jakim jest wycinek zęba ludzkiego, zaprezentowany w poprzednim rozdziale pracy (Rozdział 5). Obiekt ten wybrano z następujących względów:

- stanowi on przykład próbki pochodzenia biologicznego,
- jest tkanką twardą, zmineralizowaną, przez co cechuje się długotrwałą stabilnością mechaniczną i chemiczną [Anderson i Hobischak, 2004; Yasar Iscan i Steyn, 2014], dzięki czemu możliwe jest wielokrotne wykonywanie badań tej samej próbki,
- jego wewnętrzna budowa anatomiczna jest zróżnicowana i składa się z kilku odrębnych struktur pokazanych na rys. 5.3.

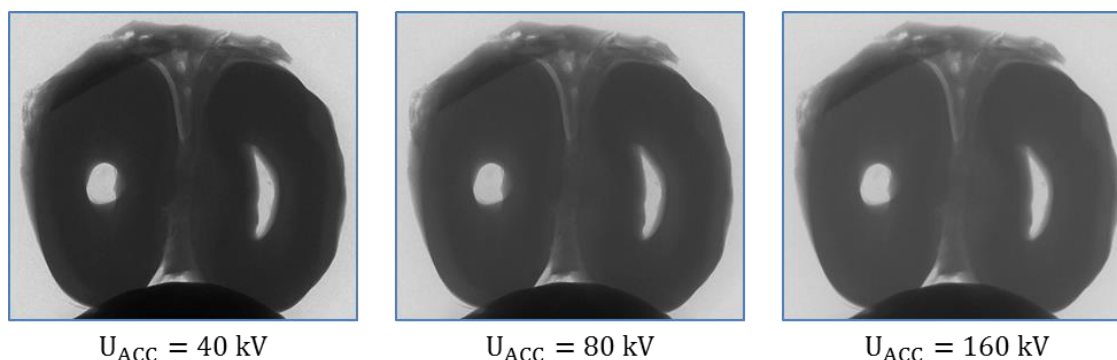


Rys. 5.3 Schemat budowy anatomicznej zęba ludzkiego wraz z zaznaczonymi strukturami [Łasiński, 1993].

Do najważniejszych struktur anatomicznych zęba zalicza się szkliwo, zębina i cement stanowiące tkankę twardą zęba oraz miazgę będącą tkanką miękką. Szkliwo jest najtwardszą tkanką organizmu człowieka i jest niemal bezbarwne (przeziernie). Zębina zbudowana jest w dużej mierze ze związków nieorganicznych, głównie z hydroksyapatytu, niewielkich ilości węgla wapnia, fluoru, fosforanu sodu, wapnia i magnezu. Ponadto zawiera także substancje o charakterze organicznym takie jak aminokwasy, polisacharydy, tłuszcze i kolagen oraz wodę. Składa się ona z tak zwanych kanalików zębinowych i odznacza się największą elastycznością ze wszystkich tkanek zęba. Znajduje się pod szkliwem i pod cementem odpowiednio w obrębie korony oraz korzenia zęba. Cement jest tkanką, która okrywa część korzeniową zęba i utrzymuje go w zębodole (zagłębieniu w szczęce lub żuchwie, w którym znajdują się korzenie zęba). Miazga wypełnia wnętrze komory oraz korzenia zęba. Struktura ta zawiera w sobie naczynia krwionośne oraz włókna nerwowe [Łasiński, 1993] i nie jest brana pod uwagę w dalszych rozważaniach.

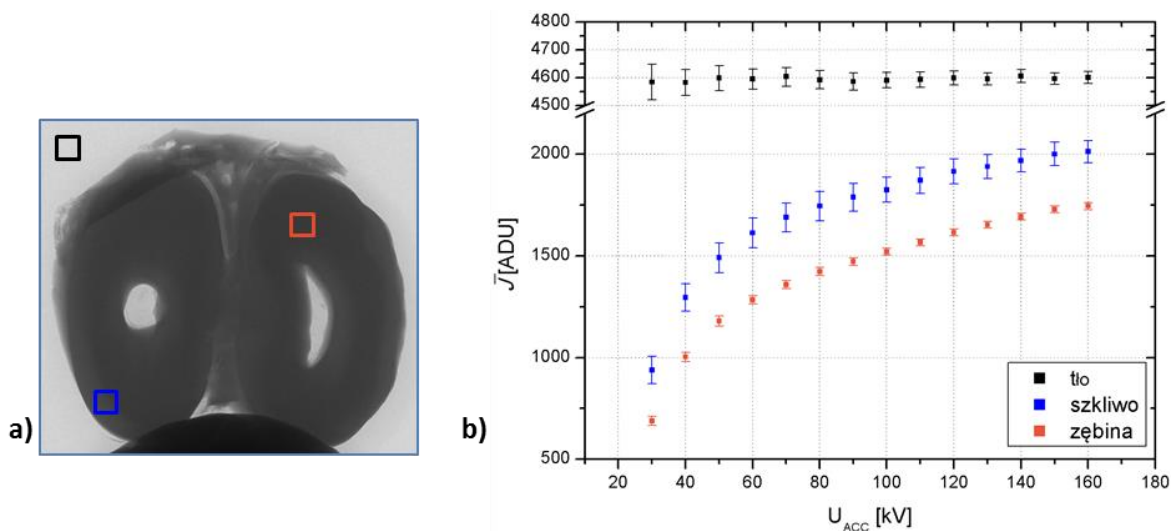
Opisane powyżej struktury anatomiczne zęba nie są rozróżnialne na obrazie po rekonstrukcji tomograficznej (rys. 5.2 b)). Słaby kontrast (około 5%) pomiędzy tymi strukturami, występuje również na projekcjach rentgenowskich, na podstawie których przeprowadza się rekonstrukcję tomograficzną. Kontrast projekcji rentgenowskich badanego obiektu może być wzmocniony poprzez odpowiednią preparatykę próbki jak na przykład trawienie chemiczne zęba czy dodanie środka kontrastującego. Jednakże, tego typu przygotowanie próbki zmienia jej geometrię i/lub skład chemiczny. Jedną z nieinwazyjnych możliwości optymalizacji kontrastu absorpcyjnego projekcji (jak wspomniano w Rozdziale 4.1.1) jest dostosowanie emisyjnego

widma energetycznego lampy rentgenowskiej. Można tego dokonać poprzez zastosowanie odpowiedniego rodzaju tarczy anodowej (w zależności od materiału, z którego jest wykonana) lub przyłożenie optymalnego napięcia przyspieszającego lampy U_{ACC} . Na rys 5.4 przedstawiono projekcje rentgenowskie wycinka zęba, pozyskane przy zastosowaniu tytanowej tarczy anodowej i uzyskane dla trzech różnych napięć przyspieszających lampy.



Rys. 5.4 Projekcje rentgenowskie wycinka zęba pozyskane dla trzech różnych napięć przyspieszających lampy rentgenowskiej.

Zaprezentowane powyżej projekcje rentgenowskie znormalizowano względem obszaru tła każdej z nich, to znaczy średnia intensywność obszaru występującego poza obiektem na każdej z projekcji ma zbliżoną wartość, co pokazano na rys. 5.5. Procedura normalizacji projekcji została opisana w dalszej części pracy (Dodatek A). Pomimo zmiany widma emisyjnego lampy rentgenowskiej (zmiany napięcia przyspieszającego U_{ACC}) nie stwierdzono poprawy kontrastu projekcji, pozwalającego na jednoznaczne rozróżnienie struktur zęba. Zauważono jednak, że zmiana intensywności projekcji spowodowana zmianą napięcia przyspieszającego jest różna, w zależności od obszaru próbki. Na rys. 5.5 przedstawiono średnią intensywność obrazu w wybranych obszarach obiektu, w funkcji napięcia przyspieszającego zmienianego w zakresie od 30 do 160 kV. Powierzchnia każdego z zaznaczonych obszarów obiektu jest taka sama, a niepewność średniej intensywności każdego z nich określana jest jako odchylenie standardowe intensywności pikseli występujących w danym obszarze od średniej intensywności całego obszaru.



Rys. 5.5 Zmiana intensywności wyznaczonych obszarów w funkcji napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej: a) projekcja rentgenowska wycinka zęba z odpowiednio zaznaczonymi obszarami: tło (czarny kontur), miazga (niebieski kontur) oraz zębina (pomarańczowy kontur), w których mierzona jest intensywność obrazu, b) wykres zmian średniej intensywności określonych obszarów w funkcji napięcia przyspieszającego lampy.

Analiza charakterystyki zmiany intensywności na pozyskiwanych projekcjach rentgenowskich w zależności od przyłożonego napięcia przyspieszającego na źródle promieniowania rentgenowskiego jest przedmiotem badań prowadzonych w kolejnych rozdziałach niniejszej pracy.

5.2. Fenomenologiczne określenie zmiany intensywności projekcji rentgenowskich w zależności od napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej

Określenie charakterystyki zmiany intensywności projekcji rentgenowskich (rys. 5.5 b)) wykonano w sposób fenomenologiczny, to znaczy na podstawie uzyskanych danych eksperymentalnych wyznaczono ogólną zależność, zmiany rejestrowanej przez detektor CCD intensywności projekcji J w funkcji napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej U_{ACC} . Procedurę badania charakterystyki opisanych zmian intensywności przeprowadzono w następujący sposób: na podstawie przedstawionego i opisanego w Rozdziale 3.3 równania (3.21) określono natężenie promieniowania rentgenowskiego po przejściu przez jednorodną

warstwę absorbentu wykonaną z odpowiedniego (założonego w sposób teoretyczny) materiału. Uzyskane w wyniku obliczeń natężenie promieniowania porównano z wynikami eksperymentalnymi pomiarów intensywności projekcji rentgenowskich fantomów (materiałów rzeczywistych) wykonanych z tego samego materiału, co zamodelowane warstwy absorbentu. Przeprowadzone, opisane powyżej działania, miały na celu:

- analizę zmiany energetycznego widma emisyjnego lampy rentgenowskiej w zależności od przyłożonego na lampie napięcia przyspieszającego,
- porównanie odpowiedzi zastosowanego w Układzie Mikrotomografii Komputerowej detektora CCD z zamodelowanym sygnałem,
- wyznaczenie ogólnej zależności określającej zmianę rejestrowanej przez detektor CCD intensywności projekcji J w funkcji napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej U_{ACC} .

Zgodnie z równaniem (3.21), natężenie promieniowania rentgenowskiego I po przejściu przez materiał absorbentu zmienia się (maleje). Dla czytelności dalszych rozważań równanie to przedstawiono ponownie poniżej:

$$I = \int_{E_{min}}^{E_{maks}} I_0(E) e^{-\bar{\mu}_m(E)\rho d} dE \quad (3.21).$$

Podany powyżej związek wskazuje, że zmiana (zmniejszenie) natężenia promieniowania I za obiektem zależy od natężenia widma emisyjnego lampy rentgenowskiej - $I_0(E)$, średniego masowego współczynnika absorpcji - $\bar{\mu}_m(E)$ (zależnego od energii), gęstości - ρ oraz grubości - d obiektu. Tak jak wspomniano wcześniej, grubość badanego obiektu - wycinka zęba jest jednakowa i wynosi 1 mm. Z tego względu różnice wartości zmierzonych średnich intensywności w poszczególnych obszarach próbki (szkliwo, zębina), pokazanych na rys. 5.5, wynikają z różnych średnich wartości średniego masowego współczynnika absorpcji oraz gęstości w tych obszarach, a więc z różnego składu chemicznego tych struktur.

Podstawowym budulcem szkliwa oraz zębiny są związki nieorganiczne stanowiące odpowiednio 96% i 70% masowego udziału w tych tkankach. Pozostałymi elementami tworzącymi dane struktury są związki organiczne oraz woda [del Pilar Gutierrez-Salazar i Reyes-

Gasga, 2003]. Materiał nieorganiczny zęba składa się głównie z minerałów - hydroksyapatytów (wapniowych soli kwasu fosforowego, węglowego i fluorowego) oraz fluoroapatytów [Cuy, Mann i inni, 2002].

Na podstawie powyżej zaprezentowanych informacji, w celu określenia natężenia promieniowania rentgenowskiego po przejściu przez absorbent, posłużono się dwoma modelowymi obiektami, którymi są jednorodne warstwy materiału o grubości 1 mm. Wykonano je przez sprasowanie odczynników chemicznych w postaci proszków (czystych do analiz) - fosforanu wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$) oraz węglanu wapnia (CaCO_3), które naturalnie występują w zębinie i szkliwie.

5.2.1. Wyznaczanie natężenia promieniowania rentgenowskiego po przejściu przez modelową warstwę absorbentu dla danego napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej

Tak, jak opisuje to równanie (3.21), wartość natężenia promieniowania rentgenowskiego po przejściu przez materiał absorbentu zależy od natężenia widma emisyjnego lampy rentgenowskiej - $I_0(E)$ oraz od parametrów opisujących materiał absorbentu ($\overline{\mu}_m(E)$, ρ i d). W celu wyznaczenia wartości natężenia promieniowania rentgenowskiego I , przyjęto grubość d modelowego obiektu, wynoszącą 1 mm, natomiast wartości pozostałych parametrów ($\overline{\mu}_m(E)$ i ρ) odczytano z odpowiednich tablic [Berger, Hubbell i inni, 2017]. Natężenie widma emisyjnego lampy rentgenowskiej jest natomiast charakterystyczne dla danego źródła promieniowania rentgenowskiego. Z tego względu wartość wyrażenia $I_0(E)$ wyznaczono w sposób eksperymentalny.

Zgodnie z definicją podaną w Rozdziale 3.3 natężenie promieniowania rentgenowskiego określane jest jako liczba fotonów transmitowanych w jednostce czasu w jednostkowym kącie bryłowym [Cherry i Duxbury, 2009]. Jedną z możliwości pomiaru natężenia promieniowania rentgenowskiego w funkcji energii transmitowanych fotonów - $I_0(E)$, jest pomiar energetycznego widma emisyjnego stosowanej lampy rentgenowskiej. Badanie energetycznego widma emisyjnego promieniowania rentgenowskiego, wykonywano przy użyciu detektora

półprzewodnikowego Amptek [Amptek, 2017], którego obszar czynny stanowi kryształ półprzewodnika. W wyniku przeprowadzenia takiego pomiaru, otrzymuje się liczbę zliczeń $LZ_0(E)$ (wyrażoną w jednostkach przetwornika analogowo-cyfrowego - ADU) - odpowiadającą liczbie zarejestrowanych przez detektor impulsów, pochodzących od detekcji fotonów promieniowania X o energii E . Związek między rejestrowaną przez detektor półprzewodnikowy liczbą zliczeń w funkcji energii - $LZ_0(E)$, a natężeniem promieniowania rentgenowskiego w funkcji energii fotonów - $I_0(E)$, opisuje następującą zależność (przy założeniu 100% wydajności na detekcję fotonów, których energia zawiera się w mierzonym zakresie energetycznym):

$$LZ_0(E) = I_0(E) \cdot t\Omega \quad (5.1),$$

w której: t jest czasem ekspozycji detektora na promieniowanie rentgenowskie, niezbędnym do uzyskania widma energetycznego, a Ω określa kąt bryłowy wyrażony w sr , w którym widmo to zostało zmierzone. Przy spełnieniu założenia, że odległość źródła od detektora - z_{SD} jest znacznie większa od rozmiaru (długości boku) kryształu detektora - c_S ($z_{SD} \gg c_S$), wartość kąta bryłowego Ω można wyrazić jako:

$$\Omega = \frac{(c_S)^2}{(z_{SD})^2} \quad (5.2).$$

Wstawiając związek (5.2) do równania (5.1), otrzymuje się następującą zależność:

$$LZ_0(E) = I_0(E) \cdot t \frac{(c_S)^2}{(z_{SD})^2} \quad (5.3).$$

Zachowując stałe warunki pomiaru, to znaczy czas ekspozycji detektora na promieniowanie rentgenowskie (t) oraz odległość źródła od detektora (z_{SD}) związek (5.3) można przepisać do postaci:

$$LZ_0(E) = I_0(E) \cdot s_{pw} \quad (5.4),$$

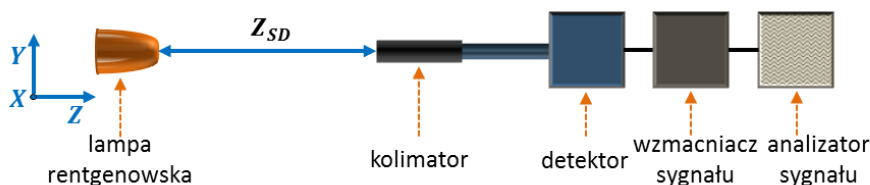
gdzie s_{pw} jest stałą pomiaru energetycznego widma promieniowania rentgenowskiego. Ze względu na fakt, że liczba zliczeń w funkcji energii $LZ_0(E)$ jest: proporcjonalna do natężenia promieniowania rentgenowskiego w funkcji energii fotonów $I_0(E)$ z dokładnością do stałej s_{pw} , oraz jest wielkością wyznaczoną bezpośrednio z pomiaru, została ona podstawiona do równania (3.21), które przyjmuje postać:

$$LZ = \int_{E_{min}}^{E_{maks}} LZ_0(E) e^{-\overline{\mu}_m(E)\rho d} dE \quad (5.5),$$

w którym LZ stanowi całkowitą liczbę zliczeń impulsów zarejestrowanych przez detektor, pochodzących od detekcji fotonów promieniowania X, przechodzących przez warstwę absorbentu wyrażoną w ADU. Wielkość $LZ(E)$ [ADU] stanowi natomiast liczbę zliczeń impulsów fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzących przez obiekt (energetyczne widmo absorpcyjne).

Dalsze rozważania, dotyczące sygnału pochodzącego od fotonów promieniowania rentgenowskiego, przechodzącego przez modelowe obiekty oparto na wartościach LZ i $LZ_0(E)$. Podejście to nie jest sprzeczne z przyjętą na początku tego rozdziału procedurą wyznaczenia w sposób fenomenologiczny ogólnej zależności zmiany intensywności projekcji rentgenowskich, w zależności od zmiany napięcia przyspieszającego źródła. Zaprezentowana powyżej koncepcja określania liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego po przejściu przez modelowe obiekty, jest analogiczna do sposobu uzyskiwania i badania intensywności projekcji rentgenowskich fantomów. Projekcja rentgenowska powstaje po określonym czasie t ekspozycji na promieniowanie rentgenowskie matrycy CCD, która tak jak kryształ detektora półprzewodnikowego, również posiada swoje skończone wymiary liniowe. Zasadniczą różnicą między detektorem półprzewodnikowym a kamerą CCD jest reprezentacja otrzymanych wartości: w wyniku pomiaru detektorem półprzewodnikowym otrzymuje się energetyczne widmo absorpcyjne $LZ(E)$, natomiast w przypadku kamery CCD całkowita liczba zliczeń LZ (rejestrowana przez piksel matrycy) zamieniana jest przez przetwornik analogowo-cyfrowy (8, 12 lub 16 bitowy) na odpowiednią wartość liczbową i wyświetlana w skali szarości.

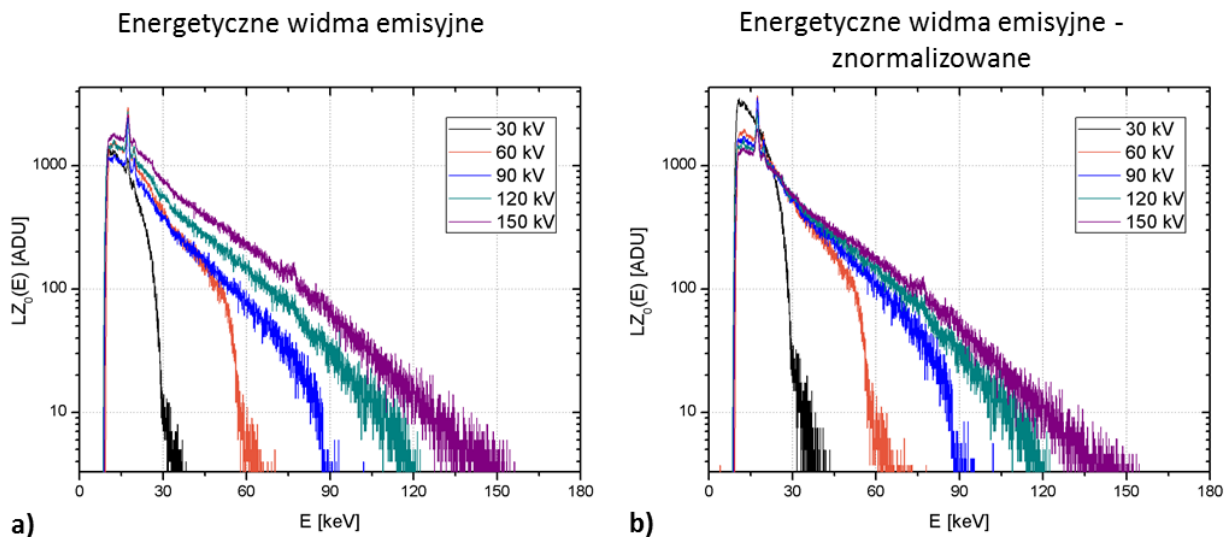
Pomiar energetycznego widma emisyjnego stosowanej lampy rentgenowskiej Hamamatsu przeprowadzono przy wykorzystaniu detektora opartego o monokryształ tellurku kadmu i cynku (CZT) firmy Amptek [Amptek, 2017]. Geometria układu pomiarowego widm emisyjnych została schematycznie przedstawiona na rys. 5.6.



Rys. 5.6 Schemat układu pomiarowego widm emisyjnych lampy rentgenowskiej.

Detektor promieniowania rentgenowskiego Amptek ustawiono naprzeciwko lampy rentgenowskiej, tak aby normalna do powierzchni czynnej kryształu detektora była równoległa do osi Z układu. Odległość między źródłem promieniowania a detektorem (z_{SD}) wynosiła 120 cm i była zachowana w trakcie wykonywania pomiarów. Wartość z_{SD} została ustalona w oparciu o obliczenia dotyczące optymalizacji geometrii układu pomiarowego (Dodatek B). Monokryształ CZT stosowanego detektora, którego pole powierzchni wynosi $0,25 \text{ cm}^2$ ($c_s=0,5 \text{ cm}$), ulokowano w ołowianym kolimatorze o grubości 0,5 cm. Zastosowanie kolimatora miało na celu absorpcję fotonów promieniowania rentgenowskiego, rozpraszanych na ścianach osłony radiologicznej układu. Energetyczne widma emisyjne rejestrowano dla lampy wyposażonej w tytanową tarczę anodową. Wartość prądu anodowego lampy była stała i wynosiła $3 \mu\text{A}$ (stosowanie większych wartości prądu powoduje wzrost natężenia emitowanego promieniowania rentgenowskiego, a tym samym gwałtowny przyrost czasu martwego detektora⁸). Pomiarów wykonano dla napięć przyspieszających lampy U_{ACC} z zakresu od 30 do 160 kV z krokiem 5 kV (27 widm emisyjnych). Czas akwizycji widma energetycznego był stały (dla każdego rejestrowanego widma) i wynosił 80 s. Uzyskane widma emisyjne promieniowania rentgenowskiego zaprezentowano na rys. 5.7 a) (w celu poprawy czytelności uzyskanych wyników na przedstawionym wykresie naniesiono tylko pięć widm dla napięć przyspieszających równych 30, 60, 90, 120 oraz 150 kV).

⁸ Czas martwy detektora - parametr charakteryzujący systemy detekcji promieniowania, określający czas po każdym zdarzeniu, podczas którego system nie jest w stanie zarejestrować innego zdarzenia.



Rys. 5.7 Energetyczne widma emisyjne lampy rentgenowskiej Hamamatsu L9191: a) zmierzone przy zadanych parametrach układu, b) znormalizowane względem widma uzyskanego przy napięciu przyspieszającym lampy równym 120 kV.

Zaprezentowane na rys. 5.7 a) energetyczne widma emisyjne promieniowania rentgenowskiego charakteryzują się gwałtownym wzrostem liczby zliczeń pochodzących od fotonów o energii większej niż 9 keV. Brak rejestrowanych w widmach zliczeń fotonów o energiach mniejszych od wskazanej, spowodowany jest absorpcją niskoenergetycznego promieniowania rentgenowskiego w powietrzu. Pomimo że dla uproszczenia obliczeń przyjęto zerową wartość średniego masowego współczynnika absorpcji powietrza, w rzeczywistości współczynnik ten posiada swoją wartość, tym samym powodując osłabienie wiązki promieniowania w powietrzu. Fakt ten nie wpływa jednak na jakość prowadzonych dalej rozważań, ze względu na to, że detektor CCD, z wykorzystaniem którego pozyskuje się projekcje rentgenowskie, również znajduje się w absorbującej promieniowanie rentgenowskie warstwie powietrza (dla powyższych rozważań odległość detektora CCD od źródła promieniowania jest taka sama, jak odległość detektora Amptek). Opis transmitancji promieniowania rentgenowskiego w funkcji jego energii, w powietrzu przedstawiono w Rozdziale 4.1.1 (rys. 4.5).

Energetyczne widma emisyjne pozyskano, przy wykorzystaniu lampy rentgenowskiej, wyposażonej w tarczę (anodę), z napyłoną warstwą tytanu o odpowiedniej grubości (3 μm). Na uzyskanych energetycznych widmach emisyjnych (rys. 5.7), nie obserwuje się pików

dopowiadających energetycznym liniom emisyjnym charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego tytanu (energia linii emisyjnych K_{α} i K_{β} tytanu wynosi odpowiednio 4,51 oraz 4,93 keV). Brak zliczeń odpowiadającym fotonom promieniowania charakterystycznego o wskazanych energiach, spowodowany jest ich absorpcją w warstwie powietrza (o czym wspomniano wcześniej). Na rejestrowanych widmach obserwuje się natomiast piki emisyjne, których energia odpowiada energetycznym liniom emisyjnym charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego molibdenu (energia linii emisyjnych K_{α} i K_{β} molibdenu wynosi odpowiednio 17,48 oraz 19,61 keV). Zjawisko to spowodowane jest obecnością związków molibdenu występujących w znikomych ilościach w materiale, z którego zbudowana jest tarcza anodowa. Dyskusje dotyczącą charakterystyki dostępnych tarcz anodowych lampy rentgenowskiej Hamamatsu L9191 przedstawia Rozdział 4.1.1 niniejszej pracy (Tabela 4.1 oraz rys. 4.4).

Pokazane na rys. 5.7 a) energetyczne widma promieniowania rentgenowskiego charakteryzują się różną całkowitą liczbą zliczeń LZ_0 , którą wyrazić można jako:

$$LZ_0 = \int_{E_{min}}^{E_{maks}} LZ_0(E) dE \quad (5.6).$$

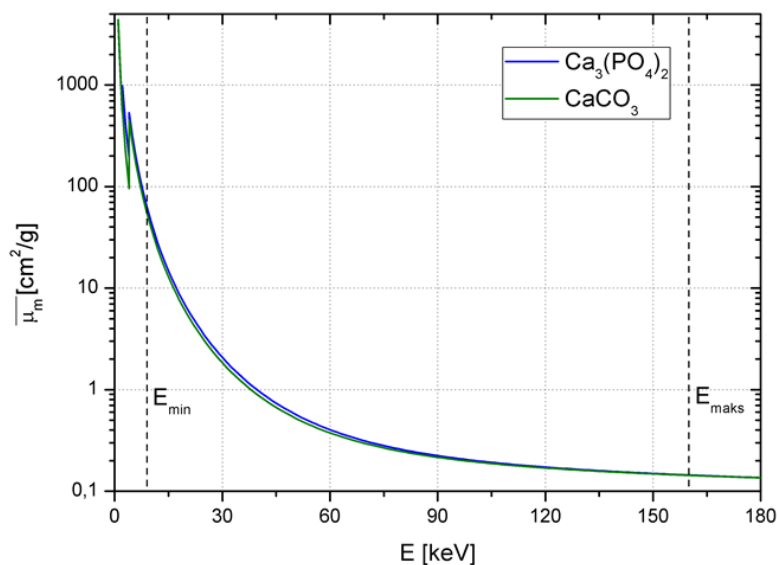
Wartość całki przedstawionej w powyższym równaniu równa jest polu powierzchni pod zarejestrowanym widmem (odpowiednim dla danego napięcia przyspieszającego lampy U_{ACC}). W celu określenia sygnału pochodzącego od promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowy obiekt, uzyskane energetyczne widma rentgenowskie znormalizowano względem widma uzyskanego przy napięciu przyspieszającym wynoszącym 120 kV. Odpowiada to sytuacji, gdy detektor rejestruje tę samą liczbę impulsów pochodzących od detekcji promieniowania rentgenowskiego, dla każdego przypadku, w którym widmo jest rejestrowane, to znaczy dla każdego napięcia przyspieszającego U_{ACC} . Wykonywana w analogiczny sposób normalizacja, przeprowadzana jest również dla pozyskiwanych projekcji rentgenowskich (rys. 5.5). Dla przeprowadzenia dalszych obliczeń prowadzonych w niniejszym rozdziale, wszystkie uzyskane energetyczne widma promieniowania rentgenowskiego znormalizowano względem widma zarejestrowanego dla napięcia U_{ACC} wynoszącego 120 kV, co można zapisać jako:

$$LZ_{0(U_{ACC}=120\text{ kV})} = \text{wsp. norm.}_{(i)} \cdot LZ_{0(U_{ACC}=i)} \quad (5.7),$$

gdzie $LZ_{0(U_{ACC}=120\text{ kV})}$ jest całkowitą liczbą zliczeń rejestrowanych dla napięcia równego 120 kV, $LZ_{0(U_{ACC}=i)}$ to całkowita liczba zliczeń uzyskana dla napięcia równego i , a $\text{wsp. norm.}_{(i)}$ to współczynnik normalizacji wyznaczony dla całkowitej liczby zliczeń rejestrowanej przy napięciu i . W prowadzonych w tym rozdziale rozważaniach, energetyczne widmo emisyjne zarejestrowane dla napięcia przyspieszającego lampy, którego wartość wynosiła 120 kV, wybrano do normalizacji pozostałych uzyskanych widm w sposób arbitralny.

Znormalizowane energetyczne widma emisyjne promieniowania rentgenowskiego zaprezentowano na rys. 5.7 b). W celu poprawy czytelności, na przedstawionym wykresie (tak jak w przypadku rys. 5.7 a) pokazano pięć znormalizowanych widm uzyskanych dla napięć przyspieszających równych 30, 60, 90, 120 oraz 150 kV).

Zgodnie z podanym wcześniej równaniem (5.5) aby wyznaczyć sygnał pochodzący od promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowe obiekty, którymi są jednorodne warstwy fosforanu wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$) i węgla wapnia (CaCO_3), należy określić wartości parametrów tych obiektów, którymi są wartość średniego masowego współczynnika absorpcji - $\overline{\mu}_m(E)$ (zależnego od energii), gęstość - ρ oraz grubość - d . Grubość modelowych warstw obiektu w niniejszych rozważaniach, przyjęto w sposób arbitralny i wynosi ona 1 mm. Gęstość modelowych obiektów odczytano z odpowiednich tablic i równa jest ona 3,14 oraz 2,71 $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ odpowiednio dla fosforanu wapnia i węgla wapnia [PubChem, 2017] (wartości wyznaczone w warunkach normalnych). Wartość średniego masowego współczynnika absorpcji (zależnego od energii promieniowania rentgenowskiego) dla wskazanych związków odczytano z tablic [Berger, Hubbell i inni, 2017] i przedstawiono na rys. 5.8.



Rys. 5.8 Wartość średniego masowego współczynnika absorpcji w funkcji energii promieniowania rentgenowskiego dla fosforanu wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$) oraz węglanu wapnia (CaCO_3). Na wykresie zaznaczono najmniejszą oraz największą energię (E_{\min} i E_{\max}) fotonów rejestrowanych w energetycznych widmach promieniowania rentgenowskiego źródła.

Na zaprezentowanym powyżej wykresie wartości średniego masowego współczynnika absorpcji w funkcji energii promieniowania rentgenowskiego, zaznaczono energię E_{\min} oraz E_{\max} , których wartość wynosi odpowiednio 9 i 160 keV. Wartości wskazanych energii odczytano z energetycznych widm promieniowania rentgenowskiego lampy, pokazanych na rys. 5.7. Energie E_{\min} oraz E_{\max} stanowią granicę całki równania (5.5), co oznacza, że dalsze rozważania prezentowane w niniejszym rozdziale, prowadzone są dla wybranych obiektów modelowych ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ i CaCO_3), których zakres wartości średniego masowego współczynnika absorpcji, nie obejmuje struktury krawędzi absorpcji tych obiektów. Badanie zmiany intensywności promieniowania rentgenowskiego (w zależności od przyłożonego napięcia U_{ACC} lampy rentgenowskiej) przechodzącego przez obiekt, którego krawędź absorpcji znajduje się w przedziale energetycznym (E_{\min} , E_{\max}) przedstawiono w Dodatku C.

Na podstawie zaprezentowanych powyżej danych, określających parametry modelowych obiektów ($\overline{\mu_m}(E)$, ρ , d) i znajomości energetycznego widma emisyjnego lampy ($LZ_0(E)$, E_{\min} , E_{\max}), w oparciu o równanie (5.5) wyznaczono całkowitą liczbę zliczeń LZ pochodzącą od fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowy obiekt.

W przeprowadzonych obliczeniach wartości określonych parametrów obiektów odczytano z odpowiednich tablic [Berger, Hubbell i inni, 2017; PubChem, 2017]. Jedynym argumentem funkcji określonej równaniem (5.5), wyznaczonym w sposób eksperymentalny jest $LZ_0(E)$ - energetyczne widmo emisyjne lampy rentgenowskiej. Pomiar każdego z uzyskanych 27 widm obarczony jest odpowiednią niepewnością pomiarową.

Detektor Amptek, którym wykonano pomiary energetycznych widm emisyjnych, jest detektorem wielokanałowym (12 bitowy przetwornik analogowo-cyfrowy pozwalający na kwantyzację pomiaru energii w 4096 kanałach), co oznacza, że zmierzone wartości energii fotonów promieniowania rentgenowskiego mają charakter dyskretny (a nie ciągły). Z tego powodu całkę równania (5.5) można zastąpić sumą:

$$LZ = \sum_{i_{min}}^{i_{maks}} LZ_0(E_i) \cdot e^{-\overline{\mu}_m(E_i)\rho d} \quad (5.8),$$

w której: $LZ_0(E_i)$ jest liczbą zliczeń odpowiadającej liczbie fotonów o energii E_i zarejestrowanych w i -tym kanale, $\overline{\mu}_m(E_i)$ stanowi średnią wartość masowego współczynnika absorpcji (danego absorbentu) dla energii E_i promieniowania X, natomiast i_{min} oraz i_{maks} oznacza numer kanału w którym rejestrowano zliczenia odpowiadające fotonom o odpowiednio najmniejszej oraz największej energii (E_{min} , E_{maks}) energetycznego widma emisyjnego źródła (rys. 5.7).

Dla uproszczenia prowadzonych rozważań dotyczących określenia niepewności pomiarowych związanych z pomiarem energetycznego widma emisyjnego lampy rentgenowskiej przyjęto, że pomiar energii E fotonów promieniowania rentgenowskiego, w każdym kanale wielokanałowego detektora Amptek prowadzony był z zanedbywalnie małą niepewnością pomiarową. Przy takim założeniu, niepewność pomiaru energetycznego widma emisyjnego lampy wynika z niepewności pomiaru liczby zliczeń $LZ_0(E_i)$ w danym kanale energetycznym i . Korzystając z prawa przenoszenia niepewności (dla funkcji jednej zmiennej) [Kubiaczyk, 2017], wyznaczona liczba zliczeń $LZ(E_i)$ - fotonów promieniowania rentgenowskiego o energii E_i przechodzącego przez zamodelowaną warstwę absorbentu obarczona jest niepewnością opisaną równaniem:

$$u(LZ(E_i)) = \sqrt{LZ_0(E_i)} \cdot e^{-\bar{\mu}_m(E_i)\rho d} \quad (5.9).$$

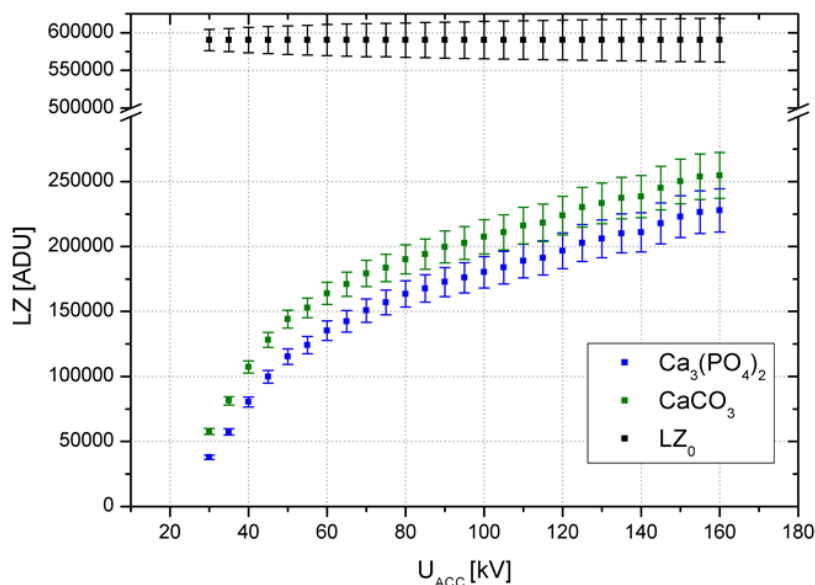
Wyznaczana całkowita liczba zliczeń pochodząca od fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowy obiekt LZ , zgodnie z równaniem (5.8) wyrażona jest w postaci sumy. Każdy wyraz tej sumy określany jest z pewną niepewnością pomiarową, opisaną równaniem (5.9). Z tego powodu wyznaczona całkowita liczba zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowy obiekt obarczona jest niepewnością pomiarową, stanowiącą sumę niepewności pomiarowych wyrazów równania (5.8), co można zapisać równaniem:

$$u(LZ) = \sum_{i_{min}}^{i_{maks}} \sqrt{LZ_0(E_i)} \cdot e^{-\bar{\mu}_m(E_i)\rho d} \quad (5.10).$$

Przedstawione powyżej rozważania dotyczące określenia niepewności pomiarowej liczby zliczeń rejestrowanych w energetycznym widmie promieniowania rentgenowskiego źródła, przy użyciu wielokanałowego detektora Amptek, można porównać do sytuacji, w której zliczenia widma rejestrowane są przy wykorzystaniu zestawu 4096 niezależnych detektorów czułych w odpowiednim (różnym) zakresie energetycznym. Niepewność całkowitej liczby zliczeń rejestrowanego widma określona jest przez sumę niepewności zliczeń poszczególnych detektorów zestawu. Wraz ze wzrostem napięcia przyspieszającego źródła U_{ACC} poszerza się energetyczny zakres fotonów promieniowania rentgenowskiego emitowanego ze źródła, a tym samym zwiększa się liczba detektorów rejestrujących zliczenia (ze wspomnianego zestawu), których wartość jest różna od 0 ADU. Z tego względu niepewność całkowitej liczby zliczeń znormalizowanych energetycznych widm emisyjnych lampy rośnie wraz wzrostem napięcia przyspieszającego U_{ACC} , co pokazano rys. 5.9. Opisany powyżej przykład odzwierciedla również wzrost wartości niepewności wyznaczonej całkowitej liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowy obiekt, wraz ze wzrostem napięcia przyspieszającego U_{ACC} .

Obliczenia dotyczące wyznaczenia całkowitej liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowy obiekt wykonano dla wszystkich, to jest 27

znormalizowanych energetycznych widm emisyjnych lampy rentgenowskiej, uzyskanych dla 27 różnych napięć przyspieszających lampy U_{ACC} . Wyznaczoną całkowitą liczbę zliczeń LZ w funkcji napięcia przyspieszającego U_{ACC} pokazano na rys. 5.9.



Rys. 5.9 Wyznaczona całkowita liczba zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowe obiekty: fosforan wapnia ($Ca_3(PO_4)_2$) i węgiel wapnia ($CaCO_3$), oraz warstwę powietrza (LZ_0) w funkcji napięcia przyspieszającego źródła U_{ACC} .

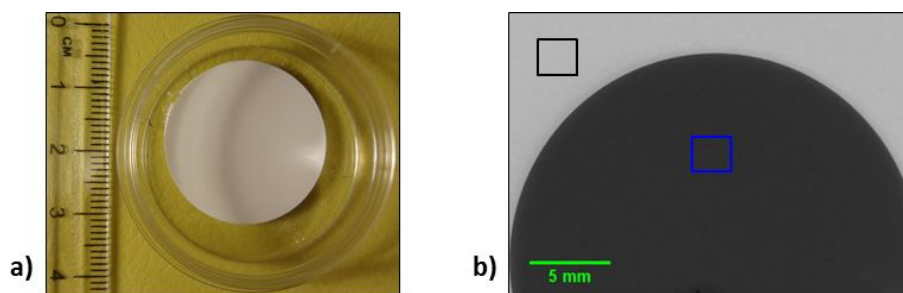
Sygnały określające LZ są odseparowane od siebie (rozdzielalne) w zakresie niskich wartości napięcia przyspieszającego źródła ($U_{ACC} < 115$ kV), pomimo że wartości średnich masowych współczynników absorpcji podanych obiektów modelowych mają zbliżoną wartość (rys. 5.8). Dla większych wartości napięć przyspieszających lampy rentgenowskiej zakresy wyznaczonych niepewności pomiarowych dla odpowiednich sygnałów (obiektów modelowych) pokrywają się. Należy tu jednak uwzględnić naturę wyznaczanych niepewności, to znaczy wraz ze wzrostem napięcia U_{ACC} rośnie także liczba wyrazów sumy równania (5.10), których wartość jest różna od 0 ADU.

W kolejnym rozdziale niniejszej rozprawy wyznaczono w sposób eksperymentalny zmianę średniej intensywności projekcji rentgenowskich, odpowiadających obiektom modelowym fantomów, w zależności od przyłożonego napięcia przyspieszającego źródła.

5.2.2. Wyznaczanie intensywności projekcji rentgenowskiej fantomów dla danego napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej

Rozważania prowadzone w niniejszym rozdziale dotyczą wyznaczenia w sposób eksperymentalny średniej intensywności - \bar{J} , rejestrowanych projekcji rentgenowskich fantomów w zależności od przyłożonego napięcia przyspieszającego źródła U_{ACC} . Tak, jak wspomniano w poprzednim rozdziale, intensywność pojedynczego piksela J obrazu zależy od liczby fotonów promieniowania rentgenowskiego zarejestrowanego przez odpowiedni piksel matrycy, nie powinna ona natomiast zależeć od energii E rejestrowanych fotonów.

Fantomami zastosowanymi w badaniach były pastylki wykonane z odpowiedniego materiału (fosforanu wapnia - $Ca_3(PO_4)_2$ i węgla wapnia - $CaCO_3$) - tego samego, który stanowił materiał modelowej warstwy absorbentu opisanego w poprzednim rozdziale (Rozdział 5.2.1). Grubość stosowanych pastylek - d również odpowiadała grubości modelowych obiektów (1 mm), natomiast ich średnica wynosiła 2,5 cm. Rys. 5.10 a) przedstawia fantom zastosowany w badaniach.



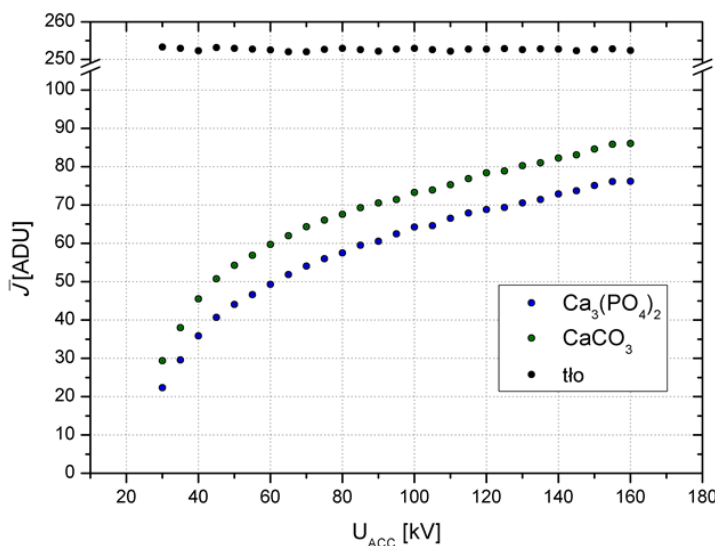
Rys. 5.10 Fantom stosowany do analizy zmiany średniej intensywności projekcji rentgenowskich w zależności od przyłożonego napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej: a) przykład stosowanego fantomu - $Ca_3(PO_4)_2$, b) projekcja rentgenowska fragmentu fantomu z zaznaczonymi obszarami: tło - czarny kontur, wybrany obszar do analizy projekcji - niebieski kontur.

Projekcje rentgenowskie fantomów uzyskano za pomocą detektora CCD Photonic Science, stosowanego w Układzie Mikrotomografii Komputerowej. W celu porównania średniej intensywności projekcji rentgenowskiej fantomu, z uzyskaną w następstwie przeprowadzonych

obliczeń, całkowitą liczbą zliczeń fotonów promieniowania X przechodzącego przez odpowiedni fantom, obszar projekcji rentgenowskiej, w którym analizowano zarejestrowaną intensywność wyselekcjonowano w odpowiedni sposób. Powierzchnia kryształu CZT detektora Amptek wynosi $0,25 \text{ cm}^2$ (długość boku kryształu (c_s) równa jest $0,5 \text{ cm}$). Znając rozmiar piksela (p_s) matrycy CCD detektora Photonic Science, który wynosi $14,7 \mu\text{m}$, ustalono, że rejestrowana przez niego intensywność sygnału, uśredniana jest w obszarze o rozmiarze 340×340 pikseli² (rys. 5.10 b)). Wyznaczony w powyższy sposób obszar matrycy CCD, odpowiada polu powierzchni kryształu detektora Amptek. Należy tu jednak zaznaczyć, że obszar ten określany jest na matrycy detektora, a nie na projekcji rentgenowskiej. Projekcja rentgenowska fantomu pozyskiwana jest przy powiększeniu geometrycznym układu M_G równym $2,273$. Z tego względu odległość $0,5 \text{ cm}$ na matrycy CCD nie odpowiada odległości $0,5 \text{ cm}$ na obrazie rentgenowskim (jest $2,273$ razy mniejsza), co pokazuje pasek skali na rys. 5.10 b).

Detektor CCD promieniowania rentgenowskiego ustawiono naprzeciwko lampy rentgenowskiej w odległości (z_{SD}) wynoszącej 120 cm , natomiast odległość fantomu od źródła promieniowania (z_{SO}) wynosiła 53 cm . Wskazane odległości były zachowane w trakcie wykonywania pomiarów. Źródło promieniowania rentgenowskiego wyposażono w tytanową tarczę anodową. Wartość prądu anodowego lampy była stała i wynosiła $30 \mu\text{A}$. Czas akwizycji projekcji rentgenowskich mieścił się w zakresie od 15 do 45 s w zależności od przyłożonego napięcia przyspieszającego U_{ACC} . Wraz ze wzrostem napięcia przyspieszającego przyłożonego na lampę rentgenowską rośnie natężenie emitowanych ze źródła fotonów X, tak jak pokazano na rys. 5.7 a) (liczba zliczeń na wskazanym rysunku jest proporcjonalna do natężenia promieniowania rentgenowskiego, co pokazuje Rozdział 5.2.1). Z tego względu, aby zapobiec nadmiernej saturacji rejestrowanych projekcji rentgenowskich (całkowitemu wysyceniu pikseli obrazu), zmniejszano czas akwizycji pozyskiwanych obrazów wraz ze wzrostem napięcia U_{ACC} . Projekcje rentgenowskie pozyskiwano dla napięć przyspieszających lampy U_{ACC} z zakresu od 30 do 160 kV z krokiem 5 kV (27 projekcji rentgenowskich). Uzyskane obrazy rentgenowskie znormalizowano względem średniej intensywności obszaru tła (powietrza) występującego na każdym z nich (rys. 5.10 b)) do średniej wartości obszaru tła projekcji, pozyskanej dla napięcia przyspieszającego równego 120 kV . Średnią intensywność obszaru tła projekcji zarejestrowanej przy napięciu 120 kV wybrano do przeprowadzenia normalizacji w sposób arbitralny (dla tej

samej wartości napięcia znormalizowano względem siebie zmierzone energetyczne widma emisyjne lampy rentgenowskiej (rys. 5.7 b)). Wyniki pomiarów średniej wartości intensywności projekcji rentgenowskich fantomów w zależności od napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej U_{ACC} prezentuje rys. 5.11.



Rys. 5.11 Pomiar zmiany średniej intensywności projekcji rentgenowskich fantomów (fosforanu wapnia - $Ca_3(PO_4)_2$ i węglanu wapnia - $CaCO_3$), znormalizowanych względem obszaru tła (powietrze), w zależności od napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej.

Niepewność pomiaru średniej intensywności w wybranych obszarach projekcji rentgenowskich fantomów, określano jako odchylenie standardowe intensywności wszystkich analizowanych pikseli obrazu od średniej wartości intensywności. Wartość niepewności względnej zmierzonych średnich intensywności fantomów zawiera się w przedziale od 0,5 do 4,0%. Z tego względu, w celu poprawy czytelności rys. 5.11 wartości niepewności pomiarowych nie zostały zaznaczone na wykresie.

Wartości niepewności względnych mierzonych intensywności projekcji fantomów są mniejsze od wartości niepewności względnych całkowitej liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego, przechodzącego przez zamodelowane fantomy (rys. 5.9), które mieszczą się w zakresie od 4,4 do 7,3%. Należy jednak zwrócić uwagę, że wyznaczone niepewności: całkowitej liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskie przechodzącego

przez modelowe obiekty fantomów, oraz rejestrowanej intensywności promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez stosowane fantomy charakteryzują się odmienną naturą, wynikającą z odmiennych cech detektorów, którymi mierzono sygnał.

Wyznaczone na podstawie pomiarów średnie wartości intensywności projekcji rentgenowskich fantomów są odseparowane od siebie (rozróżnialne) w całym zakresie przykładanego napięcia przyspieszającego źródła (U_{ACC}), pomimo że wartości średnich masowych współczynników absorpcji, odpowiadające stosowanym fantomom posiadają zbliżoną wartość (rys. 5.8).

Porównanie zamodelowanego sygnału z odpowiednim sygnałem eksperymentalnym, zaprezentowano w kolejnym rozdziale rozprawy.

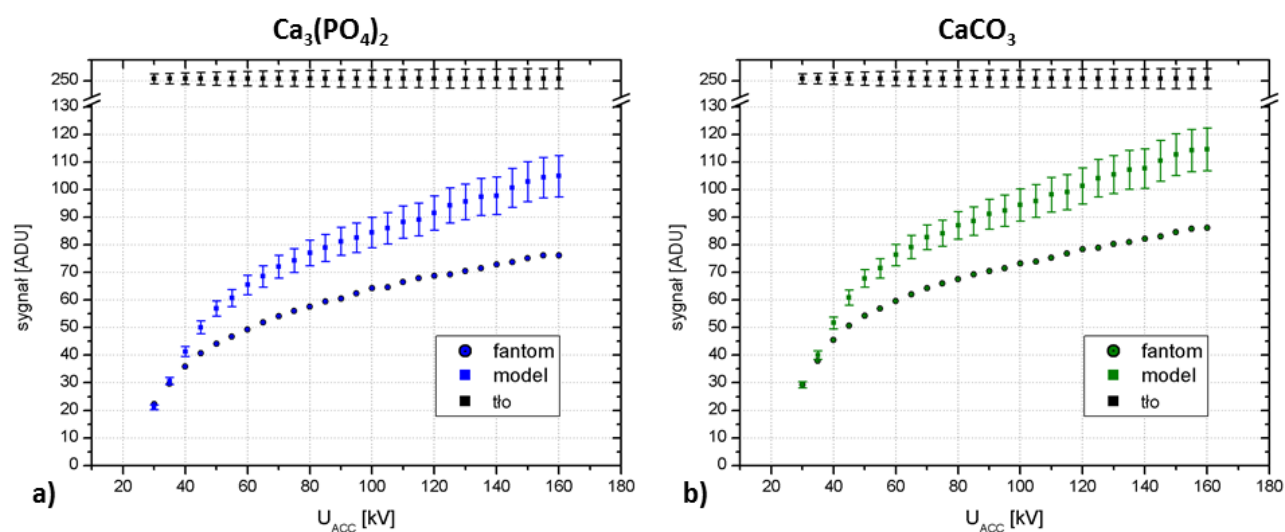
5.2.3. Porównanie zamodelowanego sygnału natężenia promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez obiekt z sygnałem eksperymentalnym

Wyznaczone w poprzednich rozdziałach (Rozdział 5.2.1 i Rozdział 5.2.2) sygnały - zamodelowany sygnał całkowitej liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowy obiekt oraz sygnał określający intensywność projekcji rentgenowskiej fantomu, wyrażane są w jednostkach przetwornika analogowo-cyfrowego - ADU. Z tego względu istnieje możliwość porównania wyznaczonych sygnałów względem siebie. W celu bezpośredniego porównania wskazanych sygnałów, konieczne jest przeprowadzenie normalizacji wyników, uzyskanych w następstwie wykonanych pomiarów oraz obliczeń. Normalizacje uzyskanych rezultatów, to znaczy zamodelowanego sygnału pochodzącego od liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego fantom, przeprowadzono względem eksperymentalnie wyznaczonego sygnału - średniej intensywności projekcji rentgenowskiej w obszarze tła (powietrza). Współczynnik normalizacji (*wsp. norm.*) określony w powyższy sposób wyraża się następującym równaniem:

$$wsp. norm. = \frac{\overline{J_{tlo}}}{LZ_0} \quad (5.11),$$

w którym $\overline{J_{t\bar{t}o}}$ jest średnią wartością intensywności projekcji rentgenowskiej w obszarze tła (rys. 5.11), natomiast LZ_0 oznacza liczbę zaliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego rejestrowaną w powietrzu (rys. 5.9). Wartość otrzymanego na podstawie równania (5.11) współczynnika normalizacji pomnożono przez wszystkie, otrzymane w następstwie odpowiednich obliczeń, wyniki całkowitej liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez zamodelowane objekty.

Porównanie zamodelowanego sygnału całkowitej liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego oraz sygnału wyznaczonego eksperymentalnie, określającego intensywność projekcji rentgenowskiej fantomu, zaprezentowano poniżej (rys. 5.12).



Rys. 5.12 Porównanie zamodelowanego sygnału całkowitej liczby zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowy obiekt i sygnału eksperymentalnego, określającego intensywność projekcji rentgenowskiej fantomu, odpowiednio dla: a) fosforanu wapnia ($Ca_3(PO_4)_2$), b) węgla wapnia ($CaCO_3$).

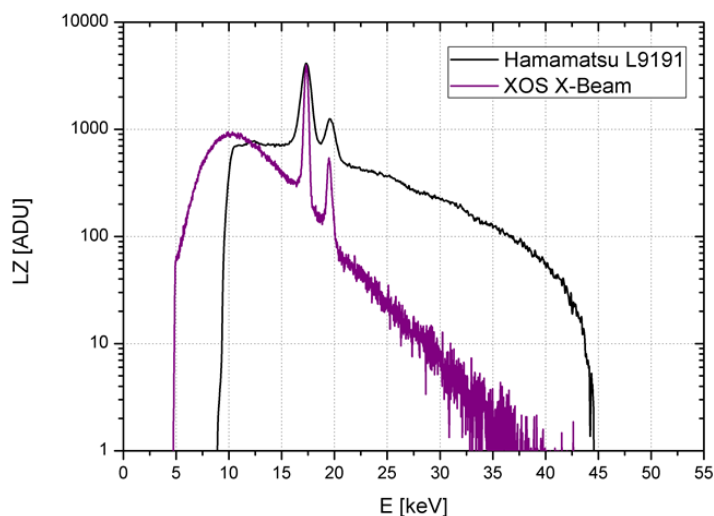
Wspólną cechą zaprezentowanych na rys. 5.12 sygnałów: sygnału zamodelowanego oraz sygnału wyznaczonego eksperymentalnie jest wykładniczy wzrost ich wartości, wraz ze zwiększającą się wartością napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej. Nie do pominięcia pozostaje natomiast fakt, że dla napięć przyspieszających większych od 35 kV, zamodelowany sygnał ma większe wartości, niż odpowiadający mu sygnał eksperymentalny.

Efekt ten spowodowany jest ograniczoną wydajnością fluorescencji scyntyлятора, zastosowanego w detektorze Photonic Science, którym mierzono sygnał eksperymentalny. Zgodnie z charakterystyką stosowanej kamery rentgenowskiej, podanej przez producenta, odpowiedź detektora Photonic Science zoptymalizowana jest dla fotonów promieniowania rentgenowskiego o energii w zakresie od 5 do 35 keV [Photonic Science, 2006].

Uzyskane wyniki wskazały, że wzrost wartości intensywności rejestrowanych projekcji rentgenowskich w wybranych obszarach obiektu (rys. 5.5), odpowiadający zwiększającym się wartościom napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej, zgodny jest z przewidywaniami teoretycznymi. Z tego względu możliwe jest wyznaczenie ogólnej zależności, określającej zmianę intensywności projekcji rentgenowskiej badanego obiektu w funkcji napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej.

5.2.4. Wyznaczenie ogólnej zależności określającej zmianę intensywności projekcji rentgenowskiej obrazowanego obiektu w funkcji napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej

Wyrażenie określające zmianę intensywności projekcji rentgenowskiej badanego obiektu w funkcji napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej wyznaczono w sposób fenomenologiczny, w oparciu o uzyskane dane eksperymentalne. Wskazanie ogólnej zależności zmiany intensywności w funkcji napięcia przyspieszającego, w sposób analityczny jest trudne do wykonania, ze względu na odmienny (różny) kształt energetycznego widma emisyjnego promieniowania rentgenowskiego w zależności od stosowanego źródła (lampy rentgenowskiej), co pokazano na rysunku poniżej.



Rys. 5.13 Energetyczne widma emisyjne lamp rentgenowskich: Hamamatsu L9191 oraz XOS X-Beam - wyposażonych w molibdenową tarczę anodową. Widma emisyjne zmierzono przy napięciu przyspieszającym wynoszącym 45 kV. Różnice intensywności widm w zakresie niskich energii promieniowania rentgenowskiego wynikają z różnych odległości z_{SD} , przy których wykonano pomiar (absorpcja promieniowania rentgenowskiego w powietrzu).

W celu prezentacji postępowania prowadzącego do wyznaczenia ogólnej zależności rejestrowanej intensywności projekcji rentgenowskiej od przyłożonego napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej, posłużono się wynikami eksperymentalnymi, uzyskanymi dla fantomu wykonanego z fosforanu wapnia (rys. 5.11). Ogólne wyrażenie opisujące tę zależność, wyznaczono poprzez dopasowanie do przedstawionych wyników średnich intensywności \bar{J} krzywej, opisanej funkcją A :

$$\bar{J} = A(U_{ACC}) \quad (5.12).$$

Tak, jak wspomniano, równanie opisujące funkcję (5.12) trudno wyznaczyć w sposób analityczny. Postać funkcji A oszacowano poprzez badanie zmian uzyskanych wyników (ang. eye guide). Na podstawie analizy uzyskanych danych eksperymentalnych (rys. 5.11) na postać funkcji A nałożono następujące założenia:

- 1° funkcja A jest funkcją monotonicznie rosnącą [$U_{ACC1} < U_{ACC2}$, $A(U_{ACC1}) < A(U_{ACC2})$], zależną od parametru Υ_L , która posiada asymptotę poziomą dla napięć U_{ACC} dążących do nieskończoności;
- 2° dla wszystkich wartości argumentów funkcji A większych lub równych 0 kV, wartości funkcji A są większe lub równe 0, [$U_{ACC} \geq 0$, $A(U_{ACC} \geq 0)$];
- 3° wartość asymptoty poziomej funkcji A wyrażonej w jednostkach przetwornika analogowo-cyfrowego (ADU), określona jest przez wydajność układu obrazowania rentgenowskiego;
- 4° funkcja A ma jedno miejsce zerowe.

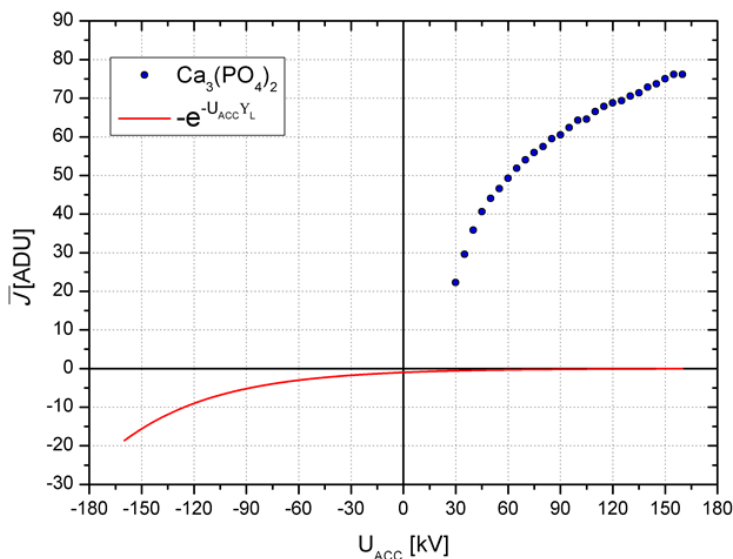
Rozważania dotyczące interpretacji wskazanych założeń zaprezentowano poniżej.

Ad. 1°

Funkcją monotonicznie rosnącą, posiadającą asymptotę poziomą, dla argumentów dążących do nieskończoności, jest funkcja typu: $f(x) = -e^{-x\Upsilon_L}$, gdzie Υ_L jest parametrem funkcji $f(x)$, wyrażonym w 1/kV, spełniającym warunek: $\Upsilon_L > 0$. Ustalono, że postać funkcji A jest proporcjonalna do wskazanego wyrażenia, co można zapisać, jako:

$$A(U_{ACC}) \propto -e^{-U_{ACC}\Upsilon_L} \quad (5.13).$$

Krzywą typu: $-e^{-U_{ACC}\Upsilon_L}$, spełniającą powyższe założenie przedstawiono na rys. 5.14.



Rys. 5.14 Zmiana średniej intensywności projekcji rentgenowskich fosforanu wapnia ($\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$) w funkcji napięcia przyspieszającego źródła, oraz krzywa spełniająca treść założenia 1°.

Krzywa zaprezentowana na powyższym rysunku, spełniająca treść założenia 1° nie ma sensu fizycznego, to znaczy określona jest ona dla ujemnych argumentów oraz posiada ujemne wartości w całej swojej dziedzinie. Działania mające na celu nadanie postaci funkcji A sensu fizycznego, prowadzone są poprzez spełnianie treści pozostałych założeń.

Ad. 2°

Wartość funkcji A określa intensywność projekcji rentgenowskiej obiektu, otrzymanej dla wybranego napięcia przyspieszającego źródła U_{ACC} . Wartość intensywności J wyrażona jest w jednostkach przetwornika analogowo-cyfrowego (ADU) i reprezentowana jest w postaci odpowiedniego odcienia szarości - odpowiedniego koloru, na uzyskanym obrazie rentgenowskim. Projekcja rentgenowska o ujemnych wartościach intensywności jest tworem nierzeczywistym. Z tego względu wartości funkcji A otrzymane dla wybranych napięć przyspieszających U_{ACC} (większych lub równych 0 kV) nie mogą być ujemne. Wartość wyrażenia opisanego równaniem (5.13) wynosi -1 , w przypadku braku napięcia przyspieszającego źródła i dąży do 0, dla wartości napięć przyspieszających dążących do $+\infty$, co można zapisać odpowiednio równaniami:

$$U_{ACC} = 0 \text{ kV}, -e^{-U_{ACC}Y_L} = -1 \quad (5.14),$$

$$\lim_{U_{ACC} \rightarrow +\infty} (-e^{-U_{ACC}Y_L}) = 0 \quad (5.15).$$

Treść wskazanego założenia [$U_{ACC} \geq 0, A(U_{ACC} \geq 0)$] spełniona jest poprzez dodanie do wyrażenia opisanego równaniem (5.13) „czynnika amplitudowego”, którego wartość (przyjęta w sposób arbitralny) wynosi 1. Dla spełnienia powyższego założenia stwierdzono, że postać funkcji A jest proporcjonalna do wyrażenia:

$$A(U_{ACC}) \propto (1 - e^{-U_{ACC}Y_L}) \quad (5.16).$$

Zgodnie z powyższym, wartość wyrażenia opisanego równaniem (5.16) wynosi 0 w przypadku braku występowania napięcia przyspieszającego źródła oraz dąży do 1 dla wartości napięć przyspieszających dążących do $+\infty$, co można zapisać odpowiednio równaniami:

$$U_{ACC} = 0 \text{ kV}, (1 - e^{-U_{ACC}Y_L}) = 0 \quad (5.17),$$

$$\lim_{U_{ACC} \rightarrow +\infty} (1 - e^{-U_{ACC}Y_L}) = 1 \quad (5.18).$$

Tak jak opisano to w prowadzonych rozważaniach, wartości funkcji A powinny określać intensywność projekcji rentgenowskiej wyrażonej w jednostkach ADU. Stwierdzono, że kształt funkcji A proporcjonalny jest do wyrażenia opisanego równaniem (5.16), które jest wyrażeniem bezwymiarowym. Uzupełnienie postaci funkcji A poprzez wprowadzenie czynnika wymiarowego, wyrażonego w jednostkach ADU, zaprezentowano w dalszej części pracy (spełniającej treść założenia 3°).

Ad. 3°

W poprzednim rozdziale (Rozdział 5.2.3) na rys. 5.12 pokazano uzyskane na drodze odpowiednich obliczeń wyniki, określające całkowitą liczbę zliczeń fotonów promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez modelowe obiekty (sygnał modelowy) oraz uzyskane w sposób eksperymentalny wyniki, określające średnią intensywność projekcji rentgenowskich fantomów (sygnał eksperymentalny). Dla obydwu badanych związków, to znaczy $(Ca_3(PO_4)_2)$ i $CaCO_3$ wartości sygnału modelowego oraz eksperymentalnego ulegają wysyceniu w zakresie

największych dostępnych wartości napięcia przyspieszającego stosowanej lampy rentgenowskiej. Występowanie zjawiska wysycenia dla uzyskanych wartości sygnału modelowego (rys. 5.9) może zostać opisane poprzez dwa aspekty. Pierwszy aspekt wskazanego zjawiska związany jest z asymptotycznie malejącymi wartościami średniego masowego współczynnika absorpcji ($\overline{\mu_m}$) modelowych obiektów w zakresie wysokoenergetycznych fotonów promieniowania rentgenowskiego (rys. 5.8). Jest to jednak przypadek szczególny, występujący dla dwóch wybranych obiektów modelowych. Drugi, ogólny aspekt wpływający na zjawisko wysycenia sygnału modelowego, związany jest z ograniczoną wydajnością emisji wysokoenergetycznych fotonów promieniowania rentgenowskiego przez stosowaną w układzie obrazowania lampę rentgenowską w zakresie dostępnych wartości napięć przyspieszających źródła. Największa dostępna wartość napięcia przyspieszającego źródła wynosi 160 kV. Wartość ta określa granice wydajności stosowanej w układzie lampy rentgenowskiej na generowanie wysokoenergetycznych fotonów promieniowania rentgenowskiego – wydajność lampy na emisję fotonów o energii $E > 160$ keV wynosi 0%. W konsekwencji tego niemożliwym jest, przy wykorzystaniu stosowanego źródła promieniowania, uzyskanie sygnału modelowego pochodzącego od fotonów o energiach większych od 160 keV. Z tego powodu największą dostępną wartość napięcia przyspieszającego lampy nazwano napięciem saturacyjnym układu - U_{SAT} .

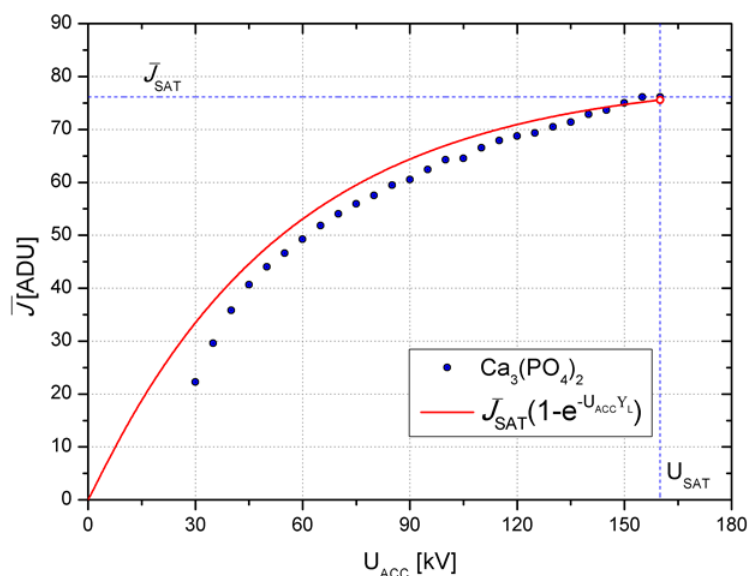
Na skutek wymienionych powyżej przyczyn, zjawisku wysycenia ulega również sygnał eksperymentalny (rys. 5.11). Dla napięć przyspieszających większych od 35 kV wartości odpowiednich sygnałów eksperymentalnych są mniejsze od wartości odpowiadającym im sygnałom modelowym (rys. 5.12). Tak jak wspomniano w poprzednim rozdziale (Rozdział 5.2.3), fakt ten związany jest mniejszą wydajnością kwantową stosowanej kamery na detekcję fotonów promieniowania rentgenowskiego o energiach większych od 35 keV. Ze względu na ograniczoną wydajność kwantową stosowanego detektora oraz ograniczoną wydajność stosowanego źródła na emisję wysokoenergetycznych fotonów promieniowania rentgenowskiego, wartość średniej intensywności uzyskanej dla napięcia saturacyjnego układu, nazwano wartością średniej intensywności saturacji (intensywność saturacji) - $\overline{J}_{SAT} = \overline{J}(U_{SAT})$.

Na podstawie zaprezentowanych powyżej rozważań stwierdzono, że treść wskazanego założenia: „wartość asymptoty poziomej funkcji A wyrażonej w jednostkach przetwornika

analogowo-cyfrowego (ADU), określona jest przez wydajność układu obrazowania rentgenowskiego” spełniona jest dla asymptoty, której wartość wynosi: $\bar{J} = \bar{J}_{SAT}$ wyrażonej w jednostkach ADU. W oparciu o powyższe założenie stwierdzono, że postać funkcji A jest proporcjonalna do wyrażenia:

$$A(U_{ACC}) \propto \bar{J}_{SAT}(1 - e^{-U_{ACC}Y_L}) \quad (5.19).$$

Krzywą typu: $\bar{J}_{SAT}(1 - e^{-U_{ACC}Y_L})$, spełniającą postawione założenie przedstawiono na rys. 5.15.



Rys. 5.15 Zmierzona zmiana średniej intensywności projekcji rentgenowskich fosforanu wapnia ($Ca_3(PO_4)_2$) w funkcji napięcia przyspieszającego źródła, oraz krzywa spełniająca treść założeń: 1°, 2° i 3°.

W konsekwencji prowadzonych rozważań dotyczących wydajności źródła na emisję wysokoenergetycznych fotonów promieniowania rentgenowskiego oraz na podstawie analizy równań (5.12) i (5.19) stwierdzono, że dziedzina szukanej funkcji A ograniczona jest od strony większych wartości napięć, to znaczy $U_{ACC} < U_{SAT}$. Wydajność stosowanej lampy rentgenowskiej na emisję niskoenergetycznych fotonów promieniowania rentgenowskiego jest również ograniczona od strony małych wartości napięcia przyspieszającego źródła. W szczególności wydajność na emisję fotonów dla wartości napięć przyspieszających

mniejszych od 0 kV wynosi 0%. Na tej podstawie ustalono, że dziedziną (wartości napięć U_{ACC}) szukanej funkcji A zawiera się w zakresie od 0 do 160 (U_{SAT}) kV. Dokładny zakres dziedziny funkcji A , to znaczy jej granica od strony niższych wartości napięć przyspieszających, podany jest w dalszej części pracy (spełniającej treść założenia 4°).

Ad. 4°

Postać funkcji A proporcjonalna do wyrażenia (5.19) ma tylko jedno miejsce zerowe, dla wartości napięcia przyspieszającego wynoszącego 0 kV, co można zapisać jako:

$$U_{ACC} = 0 \text{ kV}, \overline{J_{SAT}}(1 - e^{-U_{ACC}Y_L}) = 0 \text{ ADU} \quad (5.20),$$

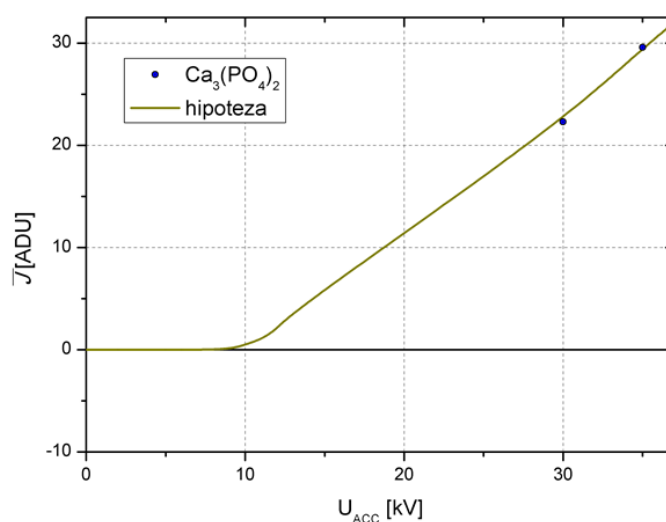
$$U_{ACC} > 0 \text{ kV}, \overline{J_{SAT}}(1 - e^{-U_{ACC}Y_L}) \neq 0 \text{ ADU} \quad (5.21).$$

Wskazane równanie (5.21) jest prawdziwe tylko w przypadku gdy:

- wydajność lampy rentgenowskiej na emisję niskoenergetycznych fotonów promieniowania X ma niezerową wartość,
- wydajność kwantowa detektora ma niezerową wartość dla wszystkich energii fotonów promieniowania rentgenowskiego większych od 0 keV,
- pomiar intensywności projekcji rentgenowskiej wykonywany jest w próżni.

W rzeczywistości jednak wydajność lampy rentgenowskiej na emisję oraz wydajność kamery na detekcję niskoenergetycznych fotonów promieniowania rentgenowskiego jest ograniczona ze względu na ich absorpcję odpowiednio w okienku berylowym tarczy anodowej lampy i folii kaptonowej osłaniającej powierzchnię scyntylatora detektora (rys. 4.27). Ponadto pomiary intensywności projekcji rentgenowskich wykonywane są w warstwie powietrza znajdującej się między źródłem a detektorem, która absorbuje niskoenergetyczne fotony promieniowania rentgenowskiego emitowane z lampy. Najmniejsza wartość energii fotonów promieniowania rentgenowskiego (E_{min}) rejestrowana w energetycznych widmach emisyjnych lampy wynosi 9 keV (rys. 5.7). Oznacza to, że wartość intensywności projekcji rentgenowskich pozyskiwanych dla napięć przyspieszających lampy nie większych od 9 kV wynosi 0 ADU. Najmniejsza dostępna wartość napięcia przyspieszającego U_{ACC} , dla której zoptymalizowane są warunki pracy stosowanej lampy rentgenowskiej wynosi 30 kV. Z tego względu niemożliwa jest

analiza zmiany intensywności projekcji rentgenowskich pozyskiwanych dla napięć U_{ACC} o wartościach mniejszych od wskazanej. Na podstawie zależności transmitancji fotonów promieniowania rentgenowskiego w funkcji ich energii danej w [Berger, Hubbel i inni, 2017] oraz w oparciu o fakt, że w energetycznym widmie emisyjnym źródła rejestrowane są fotony o określonej, najmniejszej energii (różnej od 0 keV) autor rozprawy przewiduje, iż zmiana intensywności projekcji rentgenowskich w funkcji napięcia przyspieszającego, w obszarze niskich wartości napięcia U_{ACC} ma charakter wykładniczy, tak jak pokazano na rysunku poniżej (rys. 5.16).



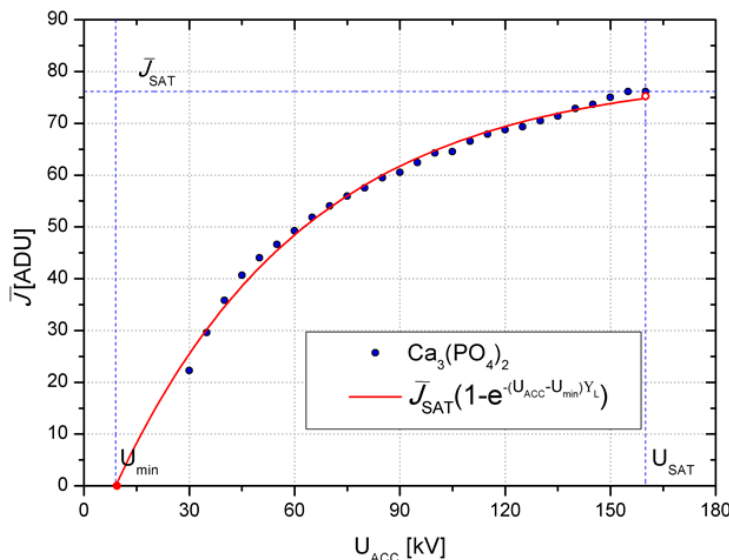
Rys. 5.16 Zmiana średniej intensywności projekcji rentgenowskich fosforanu wapnia ($Ca_3(PO_4)_2$) w funkcji napięcia przyspieszającego źródła - wyniki eksperymentalne oraz krzywa przedstawiająca hipotetyczną zmianę średniej intensywności w zakresie małych wartości napięcia przyspieszającego.

W oparciu o przedstawione powyżej informacje, to znaczy braku możliwości zbadania zmiany intensywności projekcji rentgenowskich pozyskiwanych dla napięć U_{ACC} mniejszych od 30 kV oraz ze względu na fakt, że najmniejsza wartość energii fotonów promieniowania rentgenowskiego (E_{min}) rejestrowanych przez detektor (kamerę rentgenowską) wynosi 9 keV, założono, że postać funkcji A ma jedno, dobrze zdefiniowane miejsce zerowe. Na podstawie opisanych rozważań stwierdzono, iż postać funkcji A proporcjonalna do wyrażenia opisanego równaniem (5.19) nie spełnia treści wskazanego założenia (równanie (5.21)). Ustalono, że

miejszem zerowym funkcji A jest najmniejsza wartość napięcia U_{ACC} , konieczna do wygenerowania fotonów promieniowania rentgenowskiego o najmniejszej wartości energii (E_{min}), rejestrowanej w energetycznym widmie emisyjnym lampy. Stąd wartość takiego napięcia nazwano napięciem minimalnym - U_{min} . Stwierdzono, że szukana funkcja A przy spełnieniu wskazanego i ostatniego założenia przyjmuje postać:

$$A(U_{ACC}) = \overline{J_{SAT}}(1 - e^{-(U_{ACC}-U_{min})Y_L}) \quad (5.22).$$

Krzywą funkcji $A(U_{ACC})$ opisaną wyznaczonym równaniem (5.22) przedstawiono na rys. 5.17.



Rys. 5.17 Zmierzona zmiana średniej intensywności projekcji rentgenowskich fosforanu wapnia ($Ca_3(PO_4)_2$) w funkcji napięcia przyspieszającego źródła, oraz krzywa spełniająca treść założenia 1°, 2°, 3° i 4°.

W odniesieniu do prowadzonych rozważań ustalono iż dziedzina szukanej funkcji A , określona jest dla napięcia przyspieszającego U_{ACC} , zawierającego się w przedziale wartości od U_{min} do U_{SAT} otwartego prawostronnie, co można zapisać jako:

$$D_A \in [U_{min}, U_{SAT}) \quad (5.23).$$

Wskazane napięcie U_{\min} , zależne jest od wydajności lampy rentgenowskiej i układu detekcyjnego oraz od odległości (Z_{SD}), a jego wartość wyznaczana jest w sposób eksperymentalny poprzez pomiar energetycznego widma emisyjnego źródła (jak pokazano na rys. 5.7 lub 5.13). Wartość napięcia U_{\min} odpowiada najmniejszej wartości napięcia U_{ACC} koniecznej do wygenerowania fotonów promieniowania rentgenowskiego o najmniejszej wartości energii (E_{min}) rejestrowanej w pozyskanym energetycznym widmie emisyjnym źródła.

5.2.5. Wyznaczanie oraz interpretacja fizyczna parametru Y_L

Wyznaczone w sposób fenomenologiczny równanie (5.22) powstało w oparciu o badanie zmiany średniej intensywności rejestrowanych projekcji rentgenowskich. Zmianę średniej intensywności projekcji rentgenowskich spowodowaną zmianą napięcia przyspieszającego źródła (zmiana emisyjnego widma energetycznego lampy rentgenowskiej), analizowano w odpowiednio wybranym obszarze zdjęcia rentgenowskiego (Rozdział 5.2.2). Postać wskazanego równania uzyskana na drodze przeprowadzonych wcześniej rozważań nie zależy od pola powierzchni projekcji, w którym sygnał był uśredniany, przy spełnieniu warunku, że obiekt którego obrazy rentgenowskie analizowano był homogeniczny w całym badanym obszarze (w całej objętości). Z tego względu równanie (5.22) przyjmuje taką samą postać niezależnie od pola powierzchni obszaru w którym sygnał jest uśredniany. W szczególności obszar ten może odpowiadać polu powierzchni pojedynczego piksela matrycy detektora. W takim przypadku wyraz $\overline{J_{SAT}}$ równania (5.22) określający średnią intensywność saturacji projekcji rentgenowskiej w analizowanym obszarze można zastąpić przez wyraz J_{SAT} określający intensywność saturacji zmierzonej w danym pikselu projekcji rentgenowskiej. Na tej podstawie równania (5.12) oraz (5.22) można przepisać do postaci:

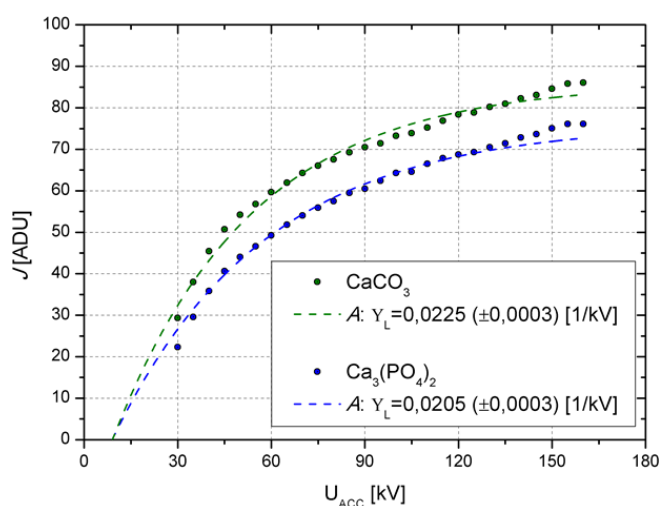
$$J = A(U_{ACC}) \quad (5.24),$$

$$A(U_{ACC}) = J_{SAT}(1 - e^{-(U_{ACC}-U_{\min})Y_L}) \quad (5.25).$$

Postać funkcji opisanej równaniem (5.24) dopasowywana jest do każdego, odpowiedniego piksela projekcji rentgenowskich obiektu, pozyskiwanych przy różnych napięciach przyspieszających U_{ACC} . Z tego względu nie jest wymagane, aby badany obiekt był

homogeniczny w całej badanej objętości. Obrazowanie obiektów złożonych przedstawiono w dalszej części rozprawy.

Wartości odpowiednich wyrazów funkcji A , to znaczy J_{SAT} oraz U_{min} wyznaczane są poprzez wykonanie odpowiednich pomiarów i wprowadzane bezpośrednio do równania (5.25). Wartość intensywności saturacji wyznaczana jest z projekcji rentgenowskiej wykonanej przy użyciu napięcia saturacyjnego (160 kV), natomiast napięcie minimalne określane jest z pomiaru energetycznego widma emisyjnego lampy. W oparciu o przeprowadzone rozważania dotyczące zdefiniowania oraz wyznaczenia wartości parametrów J_{SAT} oraz U_{min} stwierdzono, że kształt badanej funkcji A , a tym samym jakość jej dopasowania do wyników eksperymentalnych, zależy jedynie od wartości parametru Υ_L . Wartość parametru Υ_L wyznaczana jest poprzez dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów krzywej funkcji A opisanej równaniem (5.25) do uzyskanych wyników eksperymentalnych. Wartości parametru Υ_L wyznaczone dla dowolnie wybranego obszaru obrazowanych fantomów pokazano na poniższym rysunku.



Rys. 5.18 Wartości parametru Υ_L wyznaczone poprzez dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów wyznaczonej funkcji A do wyników eksperymentalnych uzyskanych dla fantomów $Ca_3(PO_4)_2$ i $CaCO_3$. Współczynnik determinacji R^2 dla obydwu zestawu wyników pomiarowych wynosi 0,99.

W oparciu o zaprezentowane równania (5.24) oraz (5.25) można zapisać następujący związek:

$$J(U_{ACC}) = J_{SAT}(1 - e^{-(U_{ACC}-U_{min})Y_L}) \quad (5.26).$$

Dokonując odpowiednich przekształceń, równanie (5.26) można przepisać do następującej postaci:

$$Y_L = \frac{\ln(1 - \frac{J(U_{ACC})}{J_{SAT}})}{-(U_{ACC}-U_{min})} \quad (5.27).$$

Wyraz $\frac{J(U_{ACC})}{J_{SAT}}$ znajdujący się w liczniku powyższego równania określa stosunek zmierzonej intensywności obiektu przy zadanym napięciu przyspieszającym U_{ACC} do największej wartości intensywności obiektu, którą układ jest w stanie zmierzyć. Pozostała część równania (5.27) opisującej wielkość Y_L , a w szczególności funkcja logarytmu naturalnego, której argumentem jest opisany stosunek rejestrowanych intensywności jest trudna do zinterpretowania. Z tego względu wyrażenie będące licznikiem wskazanego równania poddano dalszym rozważaniom, a jego postać przepisano poniżej:

$$\ln\left(1 - \frac{J(U_{ACC})}{J_{SAT}}\right) = \ln\left(\frac{J_{SAT}-J(U_{ACC})}{J_{SAT}}\right) \quad (5.28).$$

Wyrażenie: $\frac{J_{SAT}-J(U_{ACC})}{J_{SAT}}$ znajdujące się pod wskazanym wyżej logarytmem można rozszerzyć, mnożąc licznik i mianownik przez tę samą wartość. W szczególności wartość ta może być równa wartości odwrotności intensywności zmierzonej w tle - $J_{tło}$ (poza badanym obiektem (fantomem)). Wartości zmierzonych intensywności tła przedstawiono na rys. 5.11. Pokazane na wskazanym rysunku wartości intensywności tła mają taką samą wartość ze względu na przeprowadzoną normalizację uzyskanych wyników. Z tego względu można zapisać następującą równość:

$$J_{tło}(U_{ACC}) = J_{tło}(U_{SAT}) \quad (5.29).$$

Wykonując zadane poszerzenie wyrażenia znajdującego się pod logarytmem oraz w oparciu o właściwości logarytmiczne, równanie (5.28) można przepisać do następującej postaci:

$$\begin{aligned}
 & \ln \left(\frac{(J_{SAT} - J(U_{ACC})) \frac{1}{J_{tlo}}}{J_{SAT} \frac{1}{J_{tlo}}} \right) = \\
 & = \ln \left(\frac{J_{SAT} - J(U_{ACC})}{J_{tlo}} \right) - \ln \left(\frac{J_{SAT}}{J_{tlo}} \right) = \\
 & = \ln \left(\frac{J_{SAT}}{J_{tlo}} - \frac{J(U_{ACC})}{J_{tlo}} \right) - \ln \left(\frac{J_{SAT}}{J_{tlo}} \right) \quad (5.30).
 \end{aligned}$$

Na podstawie równania (4.6), które zawiera Rozdział 4.1.3, stwierdzono że sygnał S , a tym samym mierzona intensywność J , jest proporcjonalna do natężenia promieniowania rentgenowskiego I , gdzie współczynnikiem proporcjonalności jest wydajność kwantowa detektora (QE), malejąca wraz ze wzrostem energii padających fotonów X - jak pokazano na rys. 5.12.

W oparciu o powyższe stwierdzenie oraz definicje efektywnego liniowego współczynnika absorpcji opisanym równaniem (3.28), które opisuje Rozdział 3.3, stwierdzono że:

$$\frac{J_{SAT}}{J_{tlo}} = e^{-\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_{maks}]} d} \quad (5.31)$$

oraz

$$\frac{J(U_{ACC})}{J_{tlo}} = e^{-\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_i]} d} \quad (5.32),$$

gdzie $\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_{maks}]}$ oraz $\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_i]}$ odpowiadają wartościom efektywnego liniowego współczynnika absorpcji absorbentu (fantomu) o grubości d , zmierzonym przy wykorzystaniu polichromatycznej wiązki promieniowania rentgenowskiego, której energia mieści się w zakresie odpowiednio $[E_{min}, E_{maks}]$ i $[E_{min}, E_i]$ (jak pokazano schematycznie na rys. 5.19). Energia E_i odpowiada fotonom o największej energii, występującej w energetycznym widmie emisyjnym lampy rentgenowskiej, na którą przyłożono zadane napięcie przyspieszające U_{ACC} . Symbol „ \approx ”

znajdujący się nad wielkością efektywnego liniowego współczynnika absorpcji wprowadzono, aby zaznaczyć, że mierzone wartości wyznaczane są z dokładnością określoną przez wydajność układu obrazowania.

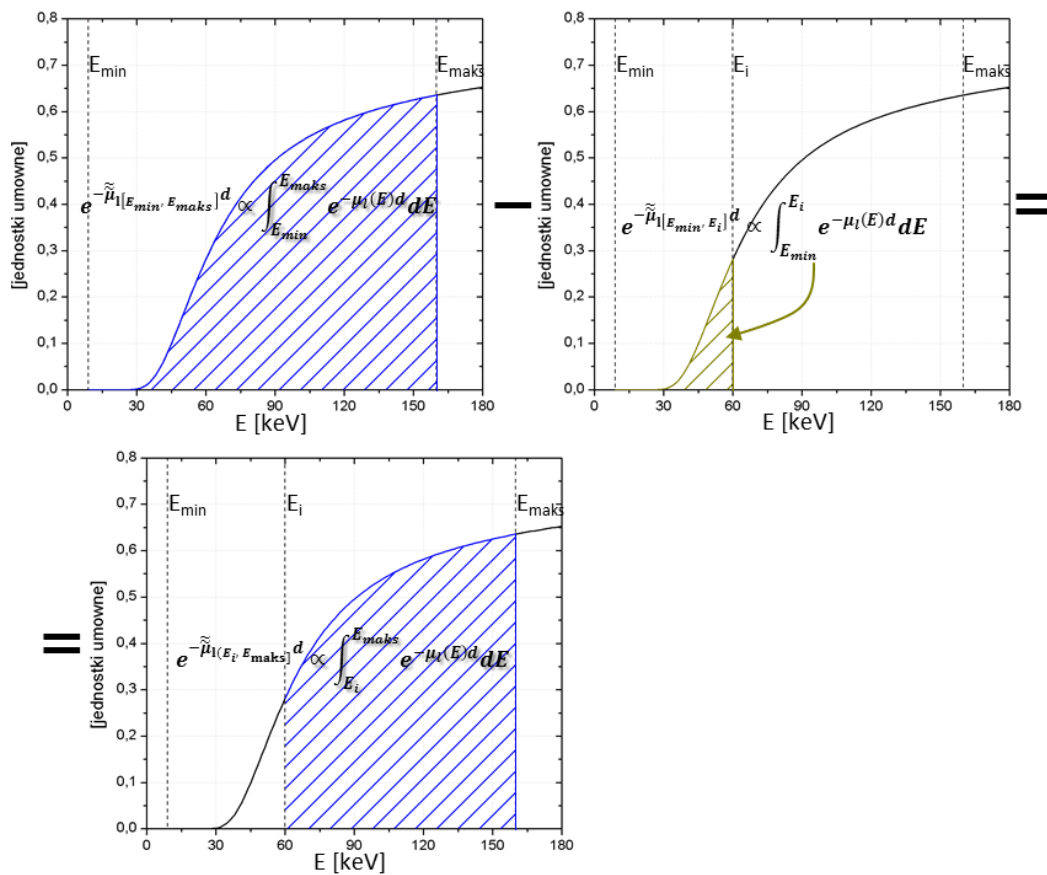
Wstawiając wyrażenia (5.31) i (5.32) do równania (5.30) otrzymuje się następujące wyrażenie:

$$\underbrace{\ln\left(e^{-\tilde{\mu}_l[E_{min}, E_{maks}]^d} - e^{-\tilde{\mu}_l[E_{min}, E_i]^d}\right)}_1 - \underbrace{\ln\left(e^{-\tilde{\mu}_l[E_{min}, E_{maks}]^d}\right)}_2 \quad (5.33).$$

Analityczne rozwiązanie drugiego członu powyższego wyrażenia można zapisać jako:

$$2: \quad \ln\left(e^{-\tilde{\mu}_l[E_{min}, E_{maks}]^d}\right) = -\tilde{\mu}_l[E_{min}, E_{maks}]^d \quad (5.34).$$

W celu znalezienia rozwiązania pierwszego członu wyrażenia (5.33) należy najpierw wykonać odejmowanie wyrażeń znajdujących się pod funkcją logarytmiczną, a następnie obliczyć logarytm naturalny otrzymanego wyniku. Na rys. 5.19 przedstawiono schematycznie wynik takiego odejmowania. Zaprezentowany schemat powstał przy założeniu proporcjonalności efektywnego liniowego współczynnika absorpcji i wyrażenia: $\int_{E_1}^{E_2} e^{-\mu_l(E)d} dE$, którą podaje zależność (3.29) (Rozdział 3.3), gdzie E_1 i E_2 są odpowiednio najmniejszą oraz największą energią fotonów rejestrowanych w energetycznym widmie stosowanej wiązki rentgenowskiej. Nakreślone na poniższym rysunku krzywe typu $e^{-\mu_l(E)d}$ powstały w oparciu o stabilizowane wartości liniowego współczynnika absorpcji, wyznaczonego dla fosforanu wapnia $Ca_3(PO_4)_2$ [Berger, Hubbell i inni, 2017], którego grubość d przyjęto równą 0,1 cm (krzywe charakteryzujące fantom wykonany z fosforanu wapnia opisywany w niniejszym rozdziale).



Rys. 5.19 Schemat obrazujący wynik odejmowania elementów pierwszego członu wyrażenia (5.33).

W oparciu o schemat zaprezentowany na rys. 5.19 przyjęto, że wynikiem odejmowania wyrażeń znajdujących się pod logarytmem naturalnym pierwszego członu równania (5.33) jest następujące wyrażenie:

$$e^{-\tilde{\mu}_l[E_{min}, E_{maks}]d} - e^{-\tilde{\mu}_l[E_{min}, E_i]d} = e^{-\tilde{\mu}_l(E_i, E_{maks})d} \quad (5.35).$$

Wielkość $\tilde{\mu}_l(E_i, E_{maks})d$ w powyższym równaniu odpowiada wartości efektywnego liniowego współczynnika absorpcji absorbentu (fantomu) o grubości d , uzyskanej z pomiaru przy wykorzystaniu polichromatycznej wiązki promieniowania rentgenowskiego, której energia mieści się w przedziale (E_i, E_{maks}) . Na podstawie powyższych rozważań stwierdzono, że rozwiązanie pierwszego członu równania przyjmuje następującą postać:

$$\begin{aligned}
 1: \quad & \ln \left(e^{-\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_{maks}]}d} - e^{-\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_i]}d} \right) = \\
 & = \ln \left(e^{-\tilde{\mu}_{l(E_i, E_{maks})}d} \right) = \\
 & = -\tilde{\mu}_{l(E_i, E_{maks})}d \quad (5.36).
 \end{aligned}$$

Opierając się na uzyskanych rozwiązaniach pierwszego oraz drugiego członu wyrażenia (5.33), wyrażenie to można przepisać do następującej postaci:

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\ln \left(e^{-\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_{maks}]}d} - e^{-\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_i]}d} \right)}_1 - \underbrace{\ln \left(e^{-\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_{maks}]}d} \right)}_2 = \\
 & = -\tilde{\mu}_{l(E_i, E_{maks})}d + \tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_{maks}]}d = \\
 & = (\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_{maks}]} - \tilde{\mu}_{l(E_i, E_{maks})})d = \\
 & = \Delta\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_i]}d \quad (5.37).
 \end{aligned}$$

Energia E_i występująca w indeksie dolnym rozwiązania powyższego równania odpowiada największej energii fotonów promieniowania rentgenowskiego emitowanych z lampy rentgenowskiej, na którą przyłożone jest napięcie U_{ACC} . Wraz ze wzrostem napięcia przyspieszającego zwiększa się wartość energii E_i , a tym samym zakres energetyczny emitowanych fotonów. Z tego względu wielkość $\Delta\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_i]}$ w rozpatrywanym równaniu oznacza zmianę wartości mierzonego efektywnego współczynnika absorpcji obiektu. Wstawiając powyższe wyrażenie do równania (5.27) otrzymuje się następującą postać równania, definiującego parametr Y_L :

$$\begin{aligned}
 Y_L & = \frac{\ln \left(1 - \frac{J(U_{ACC})}{J_{SAT}} \right)}{-(U_{ACC} - U_{min})} = \\
 & = \frac{\Delta\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_i]}d}{-(U_{ACC} - U_{min})} = \\
 & = \frac{-\Delta\tilde{\mu}_{l[E_{min}, E_i]}d}{U_{ACC} - U_{min}} \quad (5.38).
 \end{aligned}$$

Na podstawie powyższego równania stwierdzono, że parametr Υ_L funkcji A danej równaniem (5.25) określa zmianę mierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji obiektu o grubości d , spowodowaną zmianą energetycznego widma emisyjnego lampy rentgenowskiej, przypadającą na 1 kV przykładanego napięcia przyspieszającego lampy.

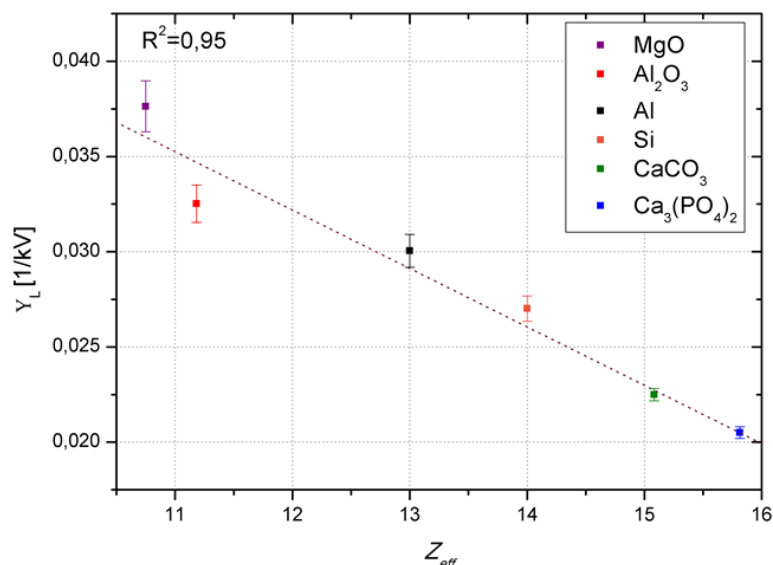
W odniesieniu do rejestrowanych obrazów rentgenowskich badanego obiektu można stwierdzić, że parametr Υ_L określa szybkość zwiększania się intensywności uzyskiwanych projekcji wraz ze wzrostem napięcia przyspieszającego układu lub wraz ze poszerzaniem się zakresu energetycznego fotonów promieniowania X emitowanych z lampy rentgenowskiej.

5.2.6. Własności zmiany mierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji obiektu o grubości d na 1 kV napięcia przyspieszającego układu - Υ_L

W niniejszej części rozprawy przedstawiono trzy wybrane cechy wielkości Υ_L , którymi są zależność wartości wskazanej wielkości od rodzaju i grubości badanego absorbentu oraz jej wartość w obszarze tła (poza obiektem).

Wartość liniowego współczynnika absorpcji maleje monotonicznie wraz ze wzrostem energii promieniowania rentgenowskiego, z wyjątkiem energii równej energii wiązania elektronów na danej powłoce (energii krawędzi absorpcji). Prawidłowość ta jest również zachowana dla wielkości mierzonego z wykorzystaniem polichromatycznej wiązki promieniowania rentgenowskiego efektywnego współczynnika absorpcji. Z tego względu wielkość Υ_L , której interpretacja dana jest równaniem (5.38) przyjmuje jedynie wartości dodatnie i nie jest wyznaczona dla materiałów, których energia krawędzi absorpcji jest większa od energii E_{min} . Wartość zmiany efektywnego liniowego współczynnika absorpcji obiektu o grubości d na 1 kV napięcia przyspieszającego układu wyznaczana jest na podstawie najlepszego dopasowania (metodą najmniejszych kwadratów) funkcji A (równanie 5.25) do intensywności pikseli obrazów rentgenowskich badanego obiektu, uzyskanych dla różnych napięć przyspieszających źródeł. Mierzona intensywność pikseli zależy od materiału oraz grubości badanego absorbentu, wobec czego wartość Υ_L również zależy od wskazanych parametrów. Badanie wartości Υ_L w zależności od materiału absorbentu przeprowadzono przy wykorzystaniu 6 różnych (płaskich) wzorców,

o takiej samej grubości, wynoszącej 1 mm, wykonanych odpowiednio z: tlenku magnezu MgO , tritlenku diglinu Al_2O_3 , glinu Al , krzemu Si , węglanu wapnia $CaCO_3$ oraz fosforanu wapnia $Ca_3(PO_4)_2$. Uzyskane w wyniku przeprowadzonych pomiarów wartości Υ_L w funkcji efektywnej liczby atomowej - Z_{eff} materiału wzorca [Murty, 1965], zaprezentowano na rys. 5.20.

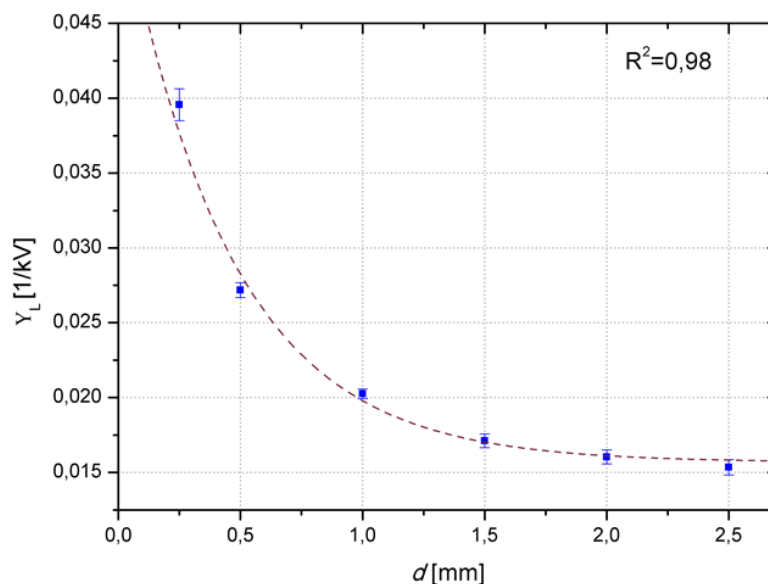


Rys. 5.20 Zależność wyznaczonej zmiany efektywnego liniowego współczynnika absorpcji na 1 kV napięcia przyspieszającego układu od efektywnej liczby atomowej materiału absorbentu wraz z dopasowaną prostą do otrzymanych punktów pomiarowych.

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów stwierdzono, że wartość wyznaczonej wielkości Υ_L maleje liniowo wraz z zwiększającą się efektywną liczbą atomową badanego obiektu, tak jak to pokazano na rys. 5.20, przy założeniu, że jego grubość absorbentu jest stała. W odniesieniu do projekcji rentgenowskich stwierdzono, że intensywność pozyskiwanych obrazów absorbentów o mniejszej efektywnej liczbie atomowej cechuje się większym przyrostem wraz z zwiększającym się napięciem przyspieszającym układu, aniżeli intensywność rejestrowana dla obiektów o większej efektywnej liczbie atomowej.

Określenie zależności wielkości wyznaczonego parametru Υ_L od grubości obrazowanego obiektu przeprowadzono przy wykorzystaniu 6 płaskich wzorców wykonanych z fosforanu wapnia $Ca_3(PO_4)_2$. Stosowane fantomy miały różną grubość, która wynosiła odpowiednio: 0,25;

0,50; 1,00; 1,50; 2,00 oraz 2,50 mm. Uzyskane w wyniku przeprowadzonych pomiarów wartości γ_L w funkcji grubości absorbentu d pokazano na rys. 5.21.



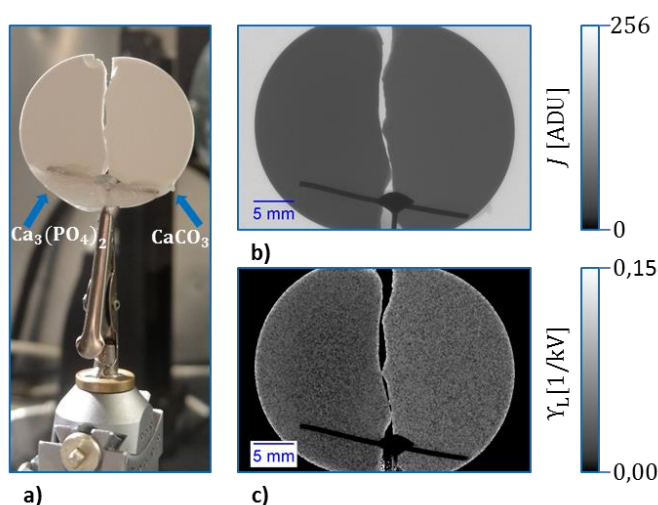
Rys. 5.21 Zależność wyznaczonej zmiany efektywnego liniowego współczynnika absorpcji na 1 kV napięcia przyspieszającego układu od grubości warstwy absorbentu wraz z dopasowaną krzywą eksponencjalną do otrzymanych punktów pomiarowych.

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów stwierdzono, że wielkość wyznaczanego parametru γ_L maleje eksponencjalnie z grubością warstwy badanego absorbentu, tak jak pokazano na powyższym rysunku (rys. 5.21) - zmiana sygnału (intensywności) spowodowana zwiększaniem przyspieszającego układu maleje wraz ze wzrostem grubości próbki.

Tak jak pokazano to na rys. 5.11 rejestrowana intensywność projekcji rentgenowskiej obiektu rośnie wraz z napięciem przyspieszającym układu. Przyrost rejestrowanej intensywności w funkcji napięcia przyspieszającego opisany jest funkcją A daną równaniem 5.25. Należy jednak zaznaczyć, że badana zmiana rejestrowanej intensywności obiektu analizowana jest na podstawie projekcji rentgenowskich znormalizowanych względem siebie. Normalizacja pozyskanych obrazów rentgenowskich przeprowadzona jest względem obszaru tła (obszaru poza badanym obiektem). Oznacza to, że średnia intensywność tła każdej projekcji rentgenowskiej, uzyskanej dla odpowiedniej wielkości napięcia przyspieszającego źródła posiada taką samą

wartość (rys. 5.11). Z tego względu do pikseli obrazów będących w obszarze tła nie jest dopasowywana postać funkcji A . Dla wskazanych obszarów przyjęto, że wartość zmiany efektywnego liniowego współczynnika absorpcji na 1 kV napięcia przyspieszającego układu wynosi 0 [1/kV]. Jedną z metod definiowania pikseli obrazu, jako pikseli znajdujących się w obszarze tła pokazano w Dodatku A pracy.

Poniżej (rys. 5.22) zaprezentowano obraz projekcji rentgenowskiej dwóch płaskich wzorców o grubości 1 mm, wykonanych z fosforanu wapnia - $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ oraz węglanu wapnia - CaCO_3 oraz uzyskany na drodze przeprowadzonych pomiarów obraz wartości parametru Υ_L .



Rys. 5.22 Obrazowanie wzorców: a) sprasowane fragmenty pastylek fosforanu wapnia oraz węglanu wapnia umieszczone w układzie obrazowania, b) zdjęcie rentgenowskie stosowanych wzorców uzyskana dla U_{ACC} wynoszącego 70 kV, c) obraz wartości zmiany efektywnego liniowego współczynnika absorpcji na 1 kV napięcia przyspieszającego układu uzyskanych na podstawie przeprowadzonych pomiarów.

Kontrast wyznaczony metodą Michelsona między dwoma obrazowanymi wzorcami wynosi 4,92% i 16,21% odpowiednio dla projekcji rentgenowskiej (rys. 5.22 b)) oraz dla obrazu Υ_L (rys. 5.22 c)).

Pokazane na rys. 5.22 a) wzorce połączone z sobą przy wykorzystaniu kawałka drutu wykonanego z cyny (Sn). Sposób połączenia obu fragmentów pastylek widoczny jest na obrazie rentgenowskim - rys. 5.22 b). Ze względu na fakt, że energia krawędzi absorpcji cyny jest większa od minimalnej energii fotonów rejestrowanych w energetycznym widmie emisyjnym źródła (Sn: $E_{K\alpha} = 29,2 \text{ keV} > E_{min} = 9 \text{ keV}$) [Thompson, Attwood i inni, 2009] do pikseli znajdujących się w wskazanych obszarach nie dopasowywano postaci funkcji A . W konsekwencji tego pikselom obrazu parametru Υ_L (rys. 5.22 c)) odpowiadającym obszarowi drutu przypisano wartość 0 [1/kV].

Na pokazanym rysunku (rys. 5.22 c)) parametr Υ_L wykazuje większą wartość na brzegach obydwu wzorców w porównaniu do w środku obszaru obrazowanych obiektów. Można wyróżnić dwie główne przyczyny wpływające na gwałtowny przyrost rejestrowanej intensywności projekcji rentgenowskich w tych obszarach wraz z zwiększającym się napięciem przyspieszającym źródła. Pierwszą przyczyną takiego stanu rzeczy jest niejednolita grubość stosowanych wzorców. Na brzegach stosowanych pastylek występują skręcenia, powodujące zmniejszenie grubości. Drugim powodem gwałtownego przyrostu intensywności jest występowanie zjawiska interferencji wiązki promieniowania rentgenowskiego ulegającego refrakcji na brzegach obiektu oraz pierwotnej wiązki promieniowania (wiązki poza obiektem). Szczegółowy opis tego zjawiska zaprezentowany jest w dalszej części pracy.

Opisane powyżej własności obrazu zmiany efektywnego liniowego współczynnika absorpcji na 1 kV napięcia przyspieszającego układu wykazują analogiczne cechy jakie posiada projekcja rentgenowska obiektu, to znaczy wartość Υ_L maleje wraz z efektywną liczbą atomową oraz z grubością badanego obiektu (rys. 5.20 i rys. 5.21). Z tego względu istnieje możliwość stworzenia sinogramów oraz zastosowania algorytmów rekonstrukcji tomograficznych w oparciu o obrazy Υ_L obrazowanego obiektu, uzyskane przy odpowiednich kątach obrotu badanej próbki względem układu obrazowania. Należy jednak zaznaczyć, że próbki pochodzenia biologicznego i geologicznego są znacznie bardziej zróżnicowane pod względem geometrycznym oraz morfologicznym w porównaniu do próbek wzorcowych (węglanu wapnia i fosforanu wapnia), które zastosowano w celu określenia parametru Υ_L . Z tego względu, w oparciu o równanie (3.43)

podane w Rozdziale 3.8.2, równanie (5.38) określające parametr Υ_L można przepisać do postaci poniżej:

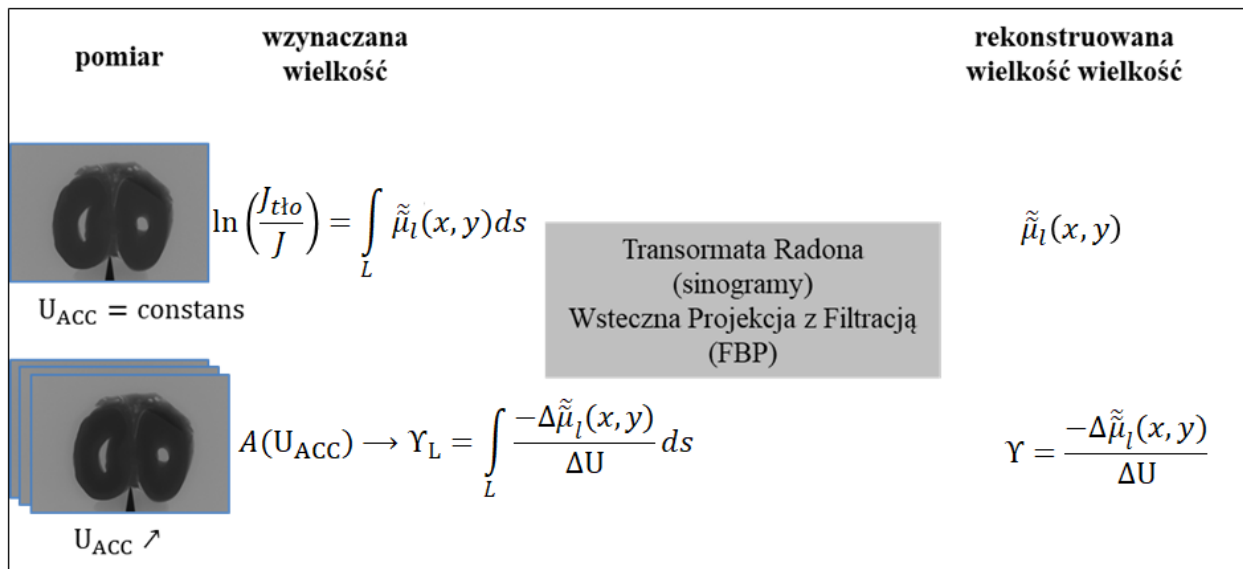
$$\Upsilon_L = \int_L \frac{-\Delta\tilde{\mu}_l(x,y)}{\Delta U} ds \quad (5.39),$$

gdzie: $\Delta\tilde{\mu}_l(x,y)$ jest zmianą mierzonego efektywnego współczynnika absorpcji wyznaczoną wzdłuż prostej L – drogi optycznej promieniowania rentgenowskiego w obiekcie, natomiast stanowi ΔU przyrost napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej dla którego wyznaczana jest zmiana efektywnego współczynnika absorpcji.

Na rys. 5.23 pokazano analogie wsyępującą między rekonstrukcją tomograficzną efektywnego liniowego współczynnika absorpcji μ_l oraz rekonstrukcją tomograficzną wielkości Υ – definiowaną jako zmiana mierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji obiektu spowodowana zmianą energetycznego widma emisyjnego lampy rentgenowskiej, przypadającą na 1 kV przykładanego napięcia przyspieszającego źródła, daną równaniem:

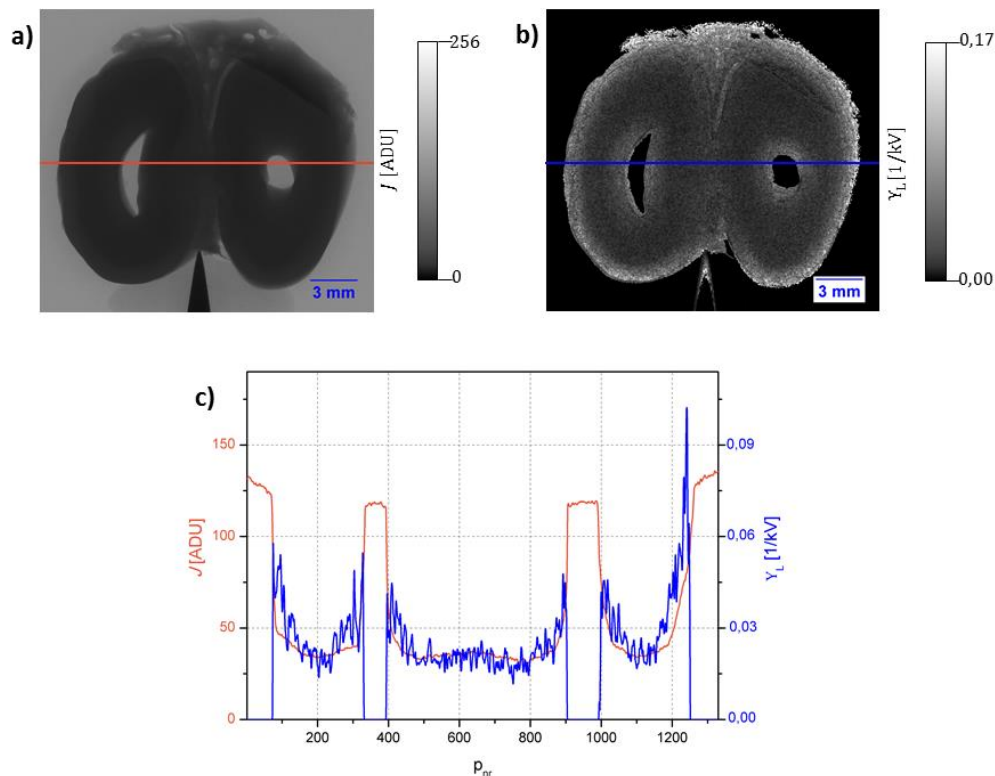
$$\Upsilon = \frac{-\Delta\tilde{\mu}_l(x,y)}{\Delta U} \quad (5.40).$$

Rekonstruowana wielkość zmiany mierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji obiektu przypadającą na 1 kV przykładanego napięcia przyspieszającego źródła wyrażna jest w jednostkach: $\frac{1}{cm \cdot kV}$.



Rys. 5.23 Rekonstrukcja tomograficzna efektywnego liniowego współczynnika absorpcji i parametru Y – zmiany mierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji obiektu spowodowany zmianą energetycznego widma emisyjnego lampy rentgenowskiej, przypadającą na 1 kV przykładanego napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej.

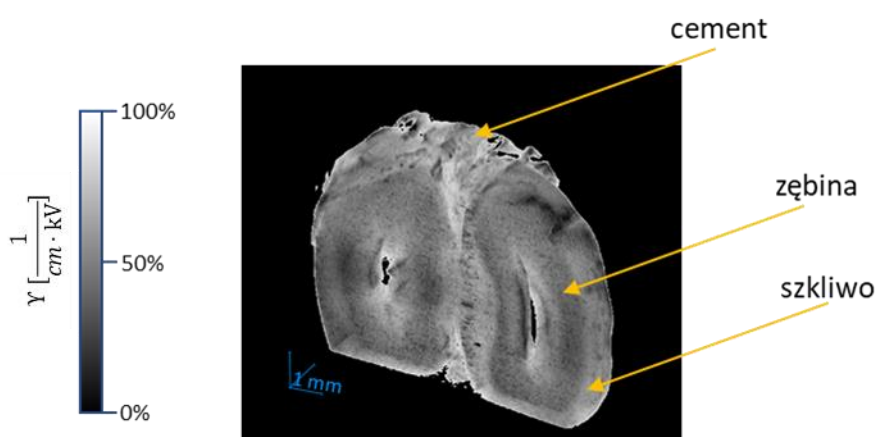
Przy zastosowaniu opisanej w niniejszej rozprawie metody otrzymywania obrazów Y_L wykonano obrazowanie rentgenowskie opisanej w Rozdziale 5 próbki biologicznej - wycinka zęba ludzkiego. Pomiary przeprowadzono przy zastosowaniu 9 różnych napięć przyspieszających układu U_{ACC} wynoszących odpowiednio: 30, 40, 50, 70, 100, 120, 130, 150 oraz 160 kV. Projekcję rentgenowską wycinka zęba uzyskaną dla napięcia przyspieszającego 70 kV oraz obraz Y_L zaprezentowano na rysunku poniżej.



Rys. 5.24 Obrazowanie rentgenowskie wycinka zęba ludzkiego: a) projekcja rentgenowska, b) obraz Y_L , c) profil projekcji rentgenowskiej oraz obrazu Y_L wyznaczony wzdłuż odcinków zaznaczonych na wskazanych obrazach.

Pokazana na powyższym rysunku projekcja rentgenowska wycinka zęba (rys. 5.24 a)), uzyskana przy napięciu przyspieszającym układu wynoszącym 70 kV charakteryzuje się największym kontrastem w porównaniu do projekcji pozyskanych dla pozostałych, stosowanych napięć przyspieszających U_{ACC} . Kontrast zaprezentowanych obrazów, to jest projekcji rentgenowskiej oraz obrazu Y_L wycinka zęba, wyznaczony metodą średniej kwadratowej wartości pikseli obrazu (k_{RMS}) wynosi odpowiednio 15,39% oraz 17,33%. Wskazane wartości kontrastu odnoszą się do całych obrazów, co oznacza że do ich określenia wzięto pod uwagę również tło (obszar poza obiektem). W oparciu o uzyskane profile obrazów (rys. 5.24 c)) określono także kontrast (metodą Michelsona) występujący między strukturami znajdującymi się na brzegu wycinka zęba, który wynosi 17,50% oraz 42,53% odpowiednio dla projekcji rentgenowskiej oraz obrazu Y_L badanego obiektu. Większa wartość kontrastu uzyskanego obrazu Y_L pozwala na rozróżnienie w badanym obiekcie dwóch struktur - tkanek, którymi są szkliwo oraz zębina, opisane w Rozdziale 5.1. Wskazane tkanki rozróżnialne są także na obrazie mikroskopowym, pokazanym na rys. 5.2 a).

Kontrast charakteryzujący projekcje rentgenowską oraz otrzymany obraz Υ_L wynika z subtelnych różnic w składzie chemicznym obrazowanych struktur oraz z grubości obiektu. Można stwierdzić, że obraz absorpcyjny badanych tkanek ma zbliżone wartości (rys. 5.24 a)). Natomiast zmiana intensywności obrazów absorpcyjnych spowodowana poszerzeniem się emisyjnego widma energetycznego źródła (spowodowana zwiększającym się napięciem U_{ACC}) zmienia się w sposób zróżnicowany, co zaobserwowano w przeprowadzonych badaniach i opisano w sposób ilościowy. Rekonstrukcję tomograficzną parametru Υ badanego wyciunka zęba pokazano na rysunku poniżej.



Rys. 5.25 Rekonstrukcja tomograficzna parametru Υ badanego wyciunka zęba wraz z zaznaczonymi tkankami.

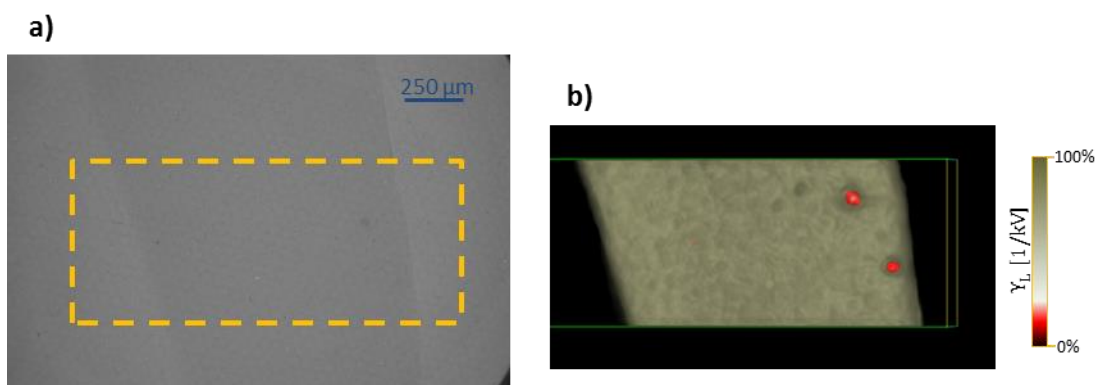
Zaproponowaną przez autora rozprawy metodę absorpcyjnego obrazowania rentgenowskiego wykorzystano w celu zobrazowania płytek (cienkich warstw) polilaktydowych domieszkowanych nanocząsteczkami magnetytu⁹ - Fe_3O_4 , których stężenie wagowe w badanym materiale wynosiło 0,5% [Nowicka, Wiecheć i Błażewicz, 2015]. Wskazane płytki stanowią materiał bioorganiczny wykorzystywany do posiewu i hodowli komórek. Zawarte w nich nanocząstki magnetytu poprawiają przyczepność komórek zawierających związki hemu do podłoża poprzez oddziaływania magnetyczne. Fragment płytki polikaptydowej wykorzystywanej w poadanich pokazano na rysunku poniżej.

⁹ Materiał badawczy pozyskano dzięki uprzejmości dr inż. Katarzyny Nowickiej, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie, Wydział Inżynierii Materiałowej i Ceramiki.



Rys. 5.26 Fragment płytki polikaptydowej domieszkowanej nanocząsteczkami magnetytu.

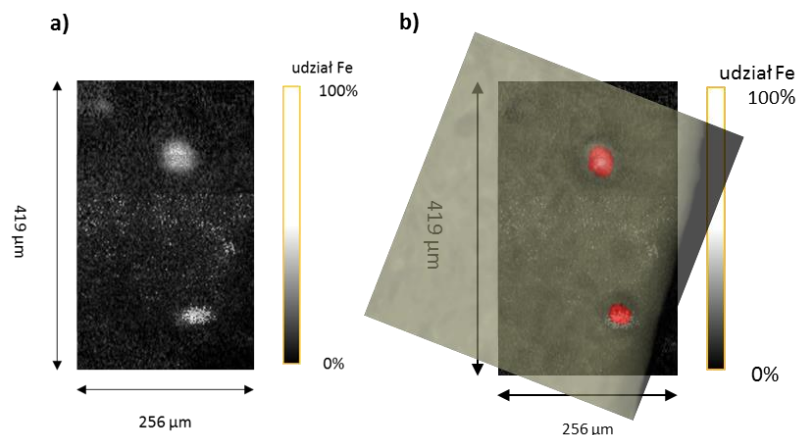
Projekcję rentgenowską oraz projekcję parametru Υ_L badanego fragmentu płytki polipeptydowej pokazano na rysunku poniżej.



Rys. 5.27 Obrazowanie rentgenowskie fragmentu płytki polikaptydowej domieszkowanej nanocząsteczkami magnetytu: a) projekcja rentgenowska, b) projekcja parametru Υ_L .

Na rysunku pokazanym powyżej (rys. 5.27 b) kolorem czerwonym zaznaczono obszary w których zmiana mierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji spowodowana zmianą energetycznego widma emisyjnego źródła, przypadającą na 1 kV przykładanego napięcia przyspieszającego źródła jest mniejsza w porównaniu do otoczenia wewnątrz badanego obiektu. Obszary te zidentyfikowano jako obszary występowania granulatów domieszkowanego magnetytu.

Dla pokazanego na rys. 5.26 fragmentu płytki polikaptydowej wykonano pomiar spektroskopowy metodą μ PIXE. Pomiar ten przeprowadzono przy zastosowaniu akceleratora typu Van de Graffa w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN [Lekki, Lebed i inni, 2003]. Dwuwymiarowy rozkład udziału żelaza w badanej próbce zaprezentowano na rysunku poniżej.



Rys. 5.28 Fluorescencyjne oraz absorpcyjne obrazowanie rentgenowskie fragmentu płytki polikaptydowej domieszkowanej nanocząsteczkami magnetytu: a) rozkład udziału żelaza zmierzony techniką μ PIXE, b) złożenie obrazu rozkładu żelaza w próbce oraz obrazu parametru Υ_L .

Dzięki zastosowaniu opracowanej metody wyznaczania zmiany mierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji, udało się uzyskać rekonstrukcję tomograficzną obrazowanego obiektu oraz zidentyfikować obszary występowania granulatów domieszkowanego magnetytu (rys. 5.27 b), którego obserwacja na absorpcyjnych projekcjach rentgenowskich jest znacząco utrudniona (rys. 5.27 a). Otrzymany obraz rekonstrukcji porównano z obrazem rozkładu udziału żelaza w próbce, uzyskanym przy wykorzystaniu techniki μ PIXE (rys. 5.28 b). Uzyskana zgodność pokazanych obrazów świadczy o tym, że opracowana technika wyznaczania obrazów parametru Υ_L może być z powodzeniem stosowana do obrazowania obiektów zbudowanych z pierwiastków lekkich.

6. Obrazowanie rentgenowskie z uwzględnieniem kontrastu zmiany fazy promieniowania

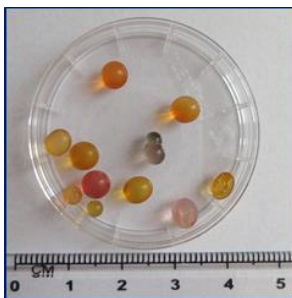
W Rodziale 3.3 i Rozdziale 3.4 wyszczególniono i opisano podstawowe zjawiska dotyczące skutków oddziaływania promieniowania rentgenowskiego z materią, jakimi są osłabienie wiązki promieniowania rentgenowskiego, przesunięcie fali rentgenowskiej w fazie oraz zmiana kierunku propagacji promieniowania rentgenowskiego przy przejściu przez dwa różne ośrodki optyczne. Tak jak wspomniano w Rodziale 3.5 stosowane powszechnie detektory promieniowania X działające w oparciu o matryce CCD lub CMOS dostarczają ilościowej informacji na temat rozkładu (2D) intensywności promieniowania. Jednak przy ich wykorzystaniu nie jest możliwe ilościowe określenie informacji dotyczącej fazy padającej fali oraz kierunku propagacji promieniowania. Wskazane powyżej cechy można zmierzyć ilościowo przy wykorzystaniu dodatkowego wyposażenia, to znaczy układów wykorzystujących zestawy dwóch lub trzech siatek dyfrakcyjnych [Pfeiffer, Weitkamp i inni, 2006; Olivo, Bohndiek i inni, 2009; Munro, Ignatyev i inni, 2012]. Systemy takie są jednak stosunkowo drogie ze względu na materiał, z jakiego są wykonane (złoto), wysoką precyzję ich wykonania (apertura rzędu 10 μm) oraz układ pozycjonowania sterujący ich pracą. Inne sposoby pozwalające na uzyskanie informacji dotyczącej zmiany fazy oraz kierunku propagacji fali rentgenowskiej przechodzącej przez badany obiekt opierają się między innymi na zastosowaniu dodatkowego źródła (lampy rentgenowskiej) w układzie obrazowania lub na zmianie pozycji detektora względem źródła. Szerszy opis stosowanych metod obrazowania zawiera Rodział 3.7. Każda z prezentowanych powyżej technik opiera się na wprowadzeniu do układu obrazowania dodatkowego „zaburzenia”, takiego jak zmiana pozycji siatki, dodatkowe źródło promieniowania lub zmiana pozycji detektora względem źródła promieniowania. Zaproponowana przez autora niniejszej rozprawy metoda jakościowej oceny zmiany kierunku propagacji promieniowania rentgenowskiego przechodzącego przez badany obiekt, również opiera się na wprowadzeniu do układu obrazowania dodatkowego „zaburzenia”, jakim jest przyrost napięcia przyspieszającego - U_{ACC} lampy rentgenowskiej.

6.1. Obrazowanie rentgenowskie z uwzględnieniem kontrastu zmiany fazy w oparciu o wzmocnienie krawędziowe sygnału

W Rozdziale 5, przedstawiono autorską metodę pozyskiwania rentgenowskich obrazów absorpcyjnych obiektu prezentujących zmianę efektywnego liniowego współczynnika absorpcji na 1 kV napięcia przyspieszającego układu. W trakcie prowadzonych badań zaobserwowano, że intensywność projekcji rentgenowskiej badanego obiektu, pozyskiwana dla rosnących wartości napięć przyspieszających lampy rentgenowskiej wzrasta, tak jak opisuje to wyznaczona funkcja A dana równaniem (5.25). Na analizowanych projekcjach rentgenowskich zaobserwowano również obszary, w których zmienność rejestrowanej intensywności nie może zostać określona wskazaną powyżej funkcją. W obszarach tych sygnał intensywności maleje wraz z rosnącym napięciem przyspieszającym źródła U_{ACC} . Badanie oraz analizę wskazanych obszarów przeprowadzono i opisano w dalszej części pracy.

W prezentowanych rozważaniach mających na celu wyznaczenie jakościowej metody pozyskiwania projekcji rentgenowskich uwzględniających kontrast zmiany fazy posłużono się granulami żelu krzemionkowego (SiO_2). Przykład stosowanych granul pokazano na rys. 6.1. Granulki wykonane ze wskazanego materiału wybrano jako wzorcowe obiekty badawcze do prowadzonych pomiarów oraz analiz ze względu na:

- wysoki stosunek komponenty f_1 do f_2 - atomowego czynnika rozpraszania do przodu (rys. 3.2);
- ich trwałość - są twarde i wytrzymałe, co pozwala na ich wielokrotne wykorzystanie i obrazowanie (materiał przechowywano w szczelnie zamkniętym pojemniku);
- ich sferyczny kształt.

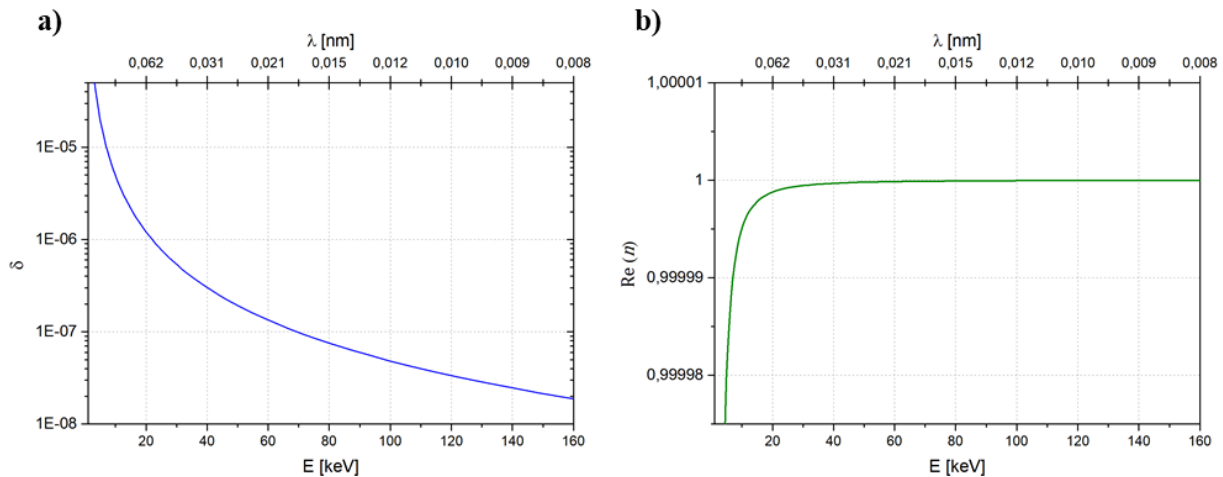


Rys. 6.1 Granule żelu krzemionkowego - stosowane jako wzorcowe obiekty badawcze do prowadzonych pomiarów oraz analiz niniejszej pracy.

Zmiana fazy oraz kierunku propagacji fali rentgenowskiej po przejściu przez granicę dwóch różnych ośrodków optycznych określona jest przez zespolony współczynnik załamania n dany równaniem (3.30) opisanym w Rozdziale 3.4, które w celu przejrzystości prowadzonych rozważań przedstawiono ponownie poniżej:

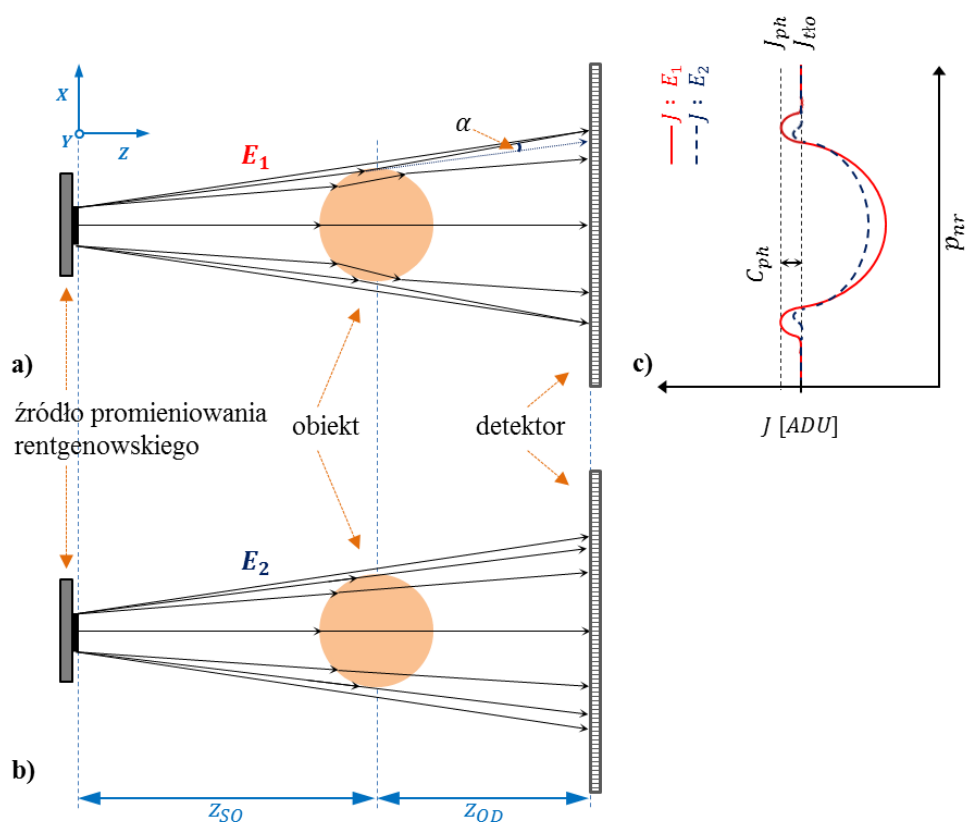
$$n = 1 - \delta + i\beta = 1 - \frac{r_e}{2\pi} \lambda^2 \sum_i n_{e(i)} f_i(0) \quad (3.30).$$

Tak jak opisano to wcześniej rzeczywista część zespolonego współczynnika załamania δ odpowiedzialna za refrakcję oraz jego urojona część β opisująca absorpcję promieniowania, zdefiniowane odpowiednio równaniami (3.31) i (3.32), są proporcjonalne do długości (energii) fali rentgenowskiej. Na rys. 3.2 zaprezentowano zależność komponenty f_1 oraz f_2 (opisującej odpowiednio dyspersję oraz absorpcję) atomowego czynnika rozpraszania do przodu $f(0)$ od energii promieniowania rentgenowskiego dla krzemu (Si). W oparciu o przedstawione na wskazanym rysunku dane wyznaczono wielkość parametru δ oraz część rzeczywistą zespolonego współczynnika załamania n , w zależności od wartości energii promieniowania rentgenowskiego, stosowanego w niniejszej pracy. Obliczone wartości δ oraz $\text{Re}(n)$ pokazano na rysunku poniżej.



Rys. 6.2 Charakterystyka zespolonego współczynnika załamania krzemu: a) zależność parametru δ oraz b) zależność części rzeczywistej zespolonego współczynnika załamania $\text{Re}(n)$ od energii promieniowania rentgenowskiego.

Pokazana na rys. 6.2 a) wartość parametru δ dla krzemu zmienia się o 3 rzędy wielkości dla energii promieniowania rentgenowskiego, mieszczącej się w przedziale od 3 do 80 keV. Powyżej energii 80 keV parametr δ przyjmuje wartości rzędu 10^{-8} . W konsekwencji tego, część rzeczywista zespolonego współczynnika załamania $\text{Re}(n)$ odbiega od jedności, również odpowiednio w przedziale energetycznym fotonów wynoszącym od 3 do 80 keV, pozostając dla wyższych energii równy 1 (rys. 6.2 b). Na rys. 6.3 pokazanym poniżej, zaprezentowano w sposób schematyczny refrakcję wiązki promieniowania rentgenowskiego, zachodzącą na obrazowanym obiekcie (granuli żelaz krzemionkowego), dla dwóch różnych energii wiązki E_1 oraz E_2 , gdzie $E_1 \ll E_2$.



Rys. 6.3 Schemat refrakcji wiązki promieniowania rentgenowskiego, zachodzącej na badanym obiekcie: a) refrakcja wiązki promieniowania rentgenowskiego o energii E_1 oraz jej interferencja z wiązką przechodzącą poza obiektem, α - kąt wyznaczony między pierwotnym kierunkiem propagacji wiązki a kierunkiem propagacji wiązki za obiektem; b) propagacja wiązki promieniowania rentgenowskiego o energii E_2 z znikomym zjawiskiem refrakcji ($E_1 \ll E_2$); c) profil intensywności projekcji rentgenowskiej zmierzony na detektorze (p_{nr} – numer piksela)

z zaznaczonymi wartościami intensywności: sygnału wzmocnienia krawędziowego - J_{ph} , intensywności tła - J_{tlo} oraz amplitudy sygnału wzmocnienia krawędziowego - C_{ph} . Schemat nie jest przedstawiony w skali.

Powyższy schemat obrazuje działanie zaproponowanej przez autora jakościowej metody wyznaczania obrazów rentgenowskich uwzględniających kontrast zmiany fazy w oparciu o zmianę wzmocnionego sygnału krawędziowego. Zaznaczona na rys. 6.3 intensywność J_{ph} zwana jest sygnałem wzmocnienia krawędziowego, natomiast amplituda wzmocnienia krawędziowego określana jest jako różnica wartości intensywności sygnału wzmocnienia krawędziowego i intensywności tła, co można zapisać jako:

$$C_{ph} = J_{ph} - J_{tlo} \quad (6.1).$$

Wiązka promieniowania rentgenowskiego padająca na badany obiekt znajdujący się w odległości Z_{SO} od punktowego źródła promieniowania X jest częściowo rozbieżna. Ze względu na różną wartość zespolonego współczynnika załamania obiektu (granuli żelu krzemionkowego) oraz otoczenia (powietrza), wiązka promieniowania padająca na obiekt ulega absorpcji, co ilustruje spadek rejestrowanej intensywności na rys. 6.3 c) oraz refrakcji. Zgodnie z prawem Snelliusa, opisanym równaniem 3.33 kąt ugięcia wiązki zależy od jej kąta padania. Obszary badanej próbki, którym odpowiadają największe wartości kąta padania, a tym samym największe wartości kąta ugięcia wiązki promieniowania rentgenowskiego znajdują się na krawędziach leżących „najniżej” i „najwyżej” wzdłuż osi X , obiektu pokazanego na rys. 6.3. Ugięta na krawędziach granuli wiązka oraz wiązka padająca poza obiektem (o energii E_1) ulegają interferencji (rys. 6.3a)), wzmacniając tym samym sygnał rejestrowany na detektorze (rys. 6.3c)). Dla większej energii promieniowania rentgenowskiego - E_2 maleje współczynnik absorpcji obiektu (rys. 3.1), a rzeczywista część zespolonego współczynnika załamania (rys. 6.2 b)) dąży do 1. Z tego względu rośnie rejestrowana na detektorze intensywność obrazowanego obiektu, co jest treścią poprzedniego rozdziału pracy, a kąt refrakcji wiązki na brzegach obiektu maleje, wskutek czego następuje spadek intensywności rejestrowanego sygnału wzmocnienia krawędziowego - J_{ph} (rys. 6.3 c)). W związku z dążeniem wartości rzeczywistej części zespolonego współczynnika załamania do jedności dla wyższych energii promieniowania

rentgenowskiego maleje również wartość kąta α , wyznaczonego między pierwotnym kierunkiem propagacji wiązki a kierunkiem propagacji wiązki za obiektem. Wyznaczanie obrazów rentgenowskich uwzględniających kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał, powstały na skutek refrakcji wiązki promieniowania rentgenowskiego na krawędziach obrazowanej próbki- J_{ph} , określany jest w literaturze przedmiotu, jako *Edge Enhanced X-ray Phase-Contrast Imaging* lub *Refraction Enhanced Imaging* [Wilkins, Gureyev i inni, 1996; Cloetens, M. Pateyron-Salomé i inni, 1997; Donnelly i Price, 2002]. Wskazana metoda wzmocnienia krawędziowego stosowana jest głównie w układach obrazowania, wykorzystujących niskoenergetyczne źródła promieniowania rentgenowskiego [Fitzgerald, 2000; Suzuki, Yagi i Uesugi, 2002; Mayo, Stevenson i Wilkins, 2012]. W przypadku układów wykorzystujących wysoko energetyczne źródła promieniowania rentgenowskiego (twarde promieniowanie rentgenowskie), takich jak Układ Mikrotomografii Komputerowej w IFJ PAN, występują trudności ze stosowaniem podanej metody, ponieważ wzmocnienie sygnału krawędziowego jest bardzo subtelne, co pokazano na rys. 6.5. Z tego względu autor pracy postanowił poddać analizie zmianę wzmocnionego sygnału krawędziowego, wynikającą ze zmiany energii wiązki promieniowania rentgenowskiego (zmiany energetycznego widma emisyjnego źródła), zależną od napięcia przyspieszającego układu - $J_{ph}(U_{ACC})$.

6.2. Zależność sygnału wzmocnienia krawędziowego od napięcia przyspieszającego układu

Poprzez oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z atomami ośrodka, w którym ono propaguje, zachodzi osłabienie natężenia wiązki rentgenowskiej, przesunięcie fali rentgenowskiej w fazie - $\Delta\varphi$ oraz zmiana kierunku propagacji promieniowania rentgenowskiego przy przejściu przez dwa różne ośrodki optyczne o kąt α (rys. 6.3). Związek między zmianą fazy fali promieniowania rentgenowskiego, a zmianą kąta jej propagacji określa następująca zależność [Wilkins, Gureyev i inni, 1996; Suzuki, Yagi i Uesugi, 2002; Pfeiffer, Weitkamp i inni, 2006]:

$$\alpha(x) = \frac{1}{k} \frac{\partial\varphi(x)}{\partial x} \quad (6.2),$$

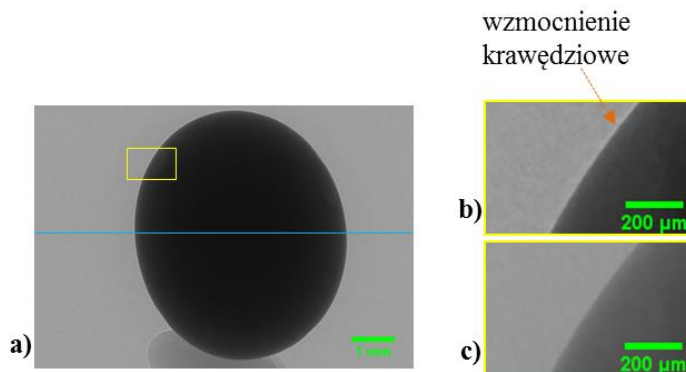
gdzie: $\alpha(x)$ jest kątem między pierwotną wiązką promieniowania a wiązką transmitowaną za obiektem wyznaczonym wzdłuż pikseli osi x obrazu - dla uproszczenia dalszych rozważań

przyjęto obiekt jednowymiarowy, k jest liczbą falową (długością wektora falowego) wiązki promieniowania padającego na obiekt (równanie 3.36), natomiast drugie wyrażenie znajdujące się po prawej stronie równania jest gradientem fazy czoła fali wzdłuż osi x (rys. 6.3).

Stosowana w Układzie Mikrotomografii Komputerowej lampa rentgenowska Hamamtsu L9191 wyposażona jest w system mikroogniskowania wiązki (Rozdział 4.1.1). Średnia wielkość ogniska źródła wyznaczona w kierunku X oraz Y układu, w zakresie stosowanych napięć przyspieszających lampy wynosi odpowiednio $(1,73 \pm 0,17) \mu\text{m}$ i $(1,83 \pm 0,23) \mu\text{m}$ (rys. 4.13). Z tego względu stosowaną lampę można uważać za punktowe źródło promieniowania rentgenowskiego¹⁰. Emitowana ze wskazanej lampy rentgenowskiej wiązka jest rozbieżna i polichromatyczna. Tak jak opisano w Rozdziale 4.1, badania dotyczące niniejszej rozprawy wykonano na zmodernizowanym Układzie Mikrotomografii Komputerowej, który jest skonstruowany w oparciu o trzy podstawowe elementy, jakimi są źródło promieniowania rentgenowskiego, system pozycjonowania próbki oraz układ detekcyjny. W układzie tym nie zastosowano monochromatora wiązki na przykład kryształu lub filtru. Skorzystanie z monochromatora pozwala na uzyskanie wiązki o określonej energetycznej szerokości połówkowej linii emisyjnej, lecz w przypadku lampy rentgenowskiej z systemem mikroogniskującym wpływa to na znaczącą redukcję natężenia emitowanego promieniowania. W związku z tym, aby pozyskiwane obrazy cechowały się dobrą jakością, to znaczy odpowiednią wielkością współczynnika sygnał-szum SNR należy również istotnie zwiększyć czas akwizycji detektora na rejestrację projekcji rentgenowskiej (rys. 4.25), co opisano w Rozdziale 4.1.3. Ze względu na brak monochromatora obraz rentgenowski rejestrowany na matrycy CCD detektora, powstaje w wyniku detekcji fotonów promieniowania rentgenowskiego, których energia mieści się w odpowiednio zadanym zakresie - energetyczne widma emisyjne stosowanej lampy rentgenowskiej pokazano na rys. 4.4. Oznacza to, że analizowana intensywność pozyskiwanych projekcji rentgenowskich w odpowiednich obszarach (w obszarze tła, obiektu oraz wzmocnienia krawędziowego) jest proporcjonalna do liczby zarejestrowanych fotonów o różnych długościach fali, a zatem do liczby zarejestrowanych fotonów opisanych różną liczbą falową k , której wartości mieszczą się w odpowiednio zadanym zakresie. Na rys. 6.4 pokazano przykład projekcji

¹⁰ Nie istnieje jednoznaczny podział źródeł promieniowania rentgenowskiego ze względu na wielkość ogniska źródła. Przyjmuje się, że źródło promieniowania jest punktowym, gdy wiązka promieniowania padająca na badany obiekt jest rozbieżna lub gdy jego wielkość jest mniejsza od $10 \mu\text{m}$ [Wilkins, Gureyev i inni, 1996].

rentgenowskiej granuli żelu krzemionkowego uzyskanej przy zastosowaniu punktowego, polichromatycznego źródła promieniowania rentgenowskiego.



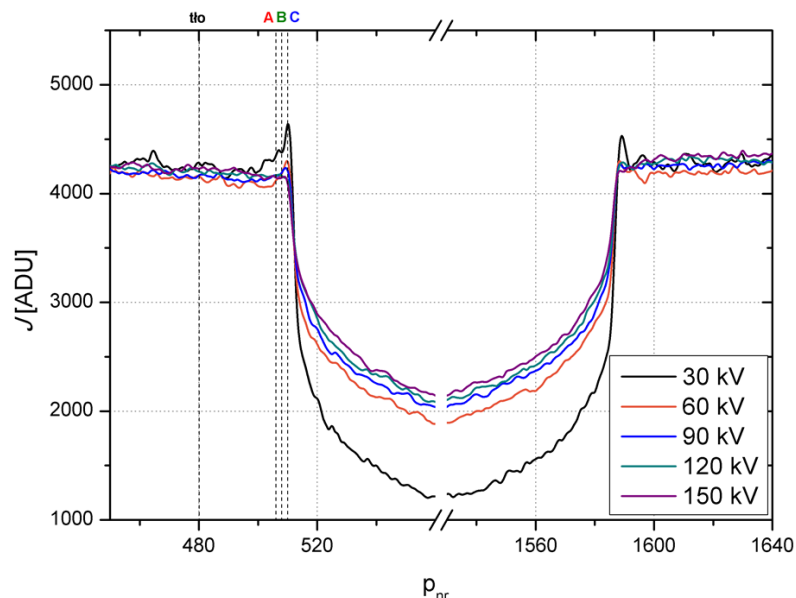
Rys. 6.4 Obrazowanie rentgenowskie ze wzmocnieniem krawędziowym sygnału przy wykorzystaniu polichromatycznego źródła promieniowania: a) projekcja rentgenowska granuli żelu krzemionkowego uzyskana przy napięciu przyspieszającym układu 30 kV wraz z zaznaczoną prostą, wzdłuż której badano profil intensywności; b) fragment projekcji rentgenowskiej granuli żelu uzyskany przy napięciu przyspieszającym układu 30 kV z zaznaczonym obszarem wzmocnienia krawędziowego, c) fragment projekcji rentgenowskiej granuli uzyskany przy napięciu przyspieszającym układu 120 kV.

Na powyższym fragmencie projekcji rentgenowskiej (rys. 6.4 b)) uzyskanej przy napięciu U_{ACC} źródła wynoszącym 30 kV, na brzegu obrazowanej granuli występuje obszar wzmocnienia krawędziowego, którego charakteryzuje większa wartość intensywności w porównaniu do intensywności obszaru obiektu oraz tła. Obszar ten definiowany jest więc jako piksel lub grupa pikseli, których wartość amplitudy sygnału wzmocnienia krawędziowego C_{ph} jest większa od 0 [ADU]. Obszar wzmocnienia krawędziowego jest niezauważalny na fragmencie projekcji rentgenowskiej granuli pozyskanej przy napięciu przyspieszającym lampy równym 120 kV (rys. 6.4 c)). Zaprezentowany przykład projekcji rentgenowskiej uzyskanej dla napięcia przyspieszającego 30 keV pokazuje, że przy wykorzystaniu polichromatycznego źródła promieniowania X istnieje możliwość zarejestrowania wzmocnionego sygnału krawędziowego - J_{ph} , a tym samym określenia obszarów projekcji rentgenowskiej, gdzie kierunek propagacji wiązki za obiektem zmienił się o kąt $\alpha(x)$ w odniesieniu do pierwotnego kierunku propagacji wiązki. Powyższe obserwacje wskazują, że możliwym jest obrazowanie rentgenowskie

z uwzględnieniem kontrastu zmiany fazy w oparciu o wzmocnienie krawędziowe sygnału przy zastosowaniu polichromatycznego źródła promieniowania rentgenowskiego. Jednak ze względu na polichromatyczność, obrazowanie takie jest obrazowaniem jakościowym, a nie ilościowym, co oznacza, że dalsze rozważania prowadzone są w oparciu o proporcjonalność zmiany kierunku propagacji wiązki o kąt $\alpha(x)$ i lokalnego gradientu zmiany fazy promieniowania $\frac{\partial\varphi(x)}{\partial x}$, co można zapisać następująco:

$$\alpha(x) \propto \frac{\partial\varphi(x)}{\partial x} \quad (6.3).$$

W ramach prac badawczych związanych z tematem niemiejszej rozprawy przeprowadzono obserwacje zmiany sygnału wzmocnienia krawędziowego - J_{ph} w funkcji napięcia przyspieszającego źródła - U_{ACC} . Na skutek zwiększania wartości U_{ACC} wzrasta liczba wysokoenergetycznych fotonów emitowanych z anody. Energetyczne widma emisyjne anod stosowanych w Układzie Mikrotomografii Komputerowej oraz ich charakterystykę pokazano na rys. 4.4. i opisano w Rozdziale 4.1.1. Aby zwiększyć stosunek wysokoenergetycznych fotonów promieniowania hamowania biorących udział w powstawaniu projekcji rentgenowskiej do fotonów linii emisyjnych K_{α} oraz K_{β} materiału anody, skorzystano z anody z napyłoną warstwą tytanu. Na rysunku poniżej (rys. 6.5) zaprezentowano profile intensywności granuli żelu krzemionkowego, wyznaczone wzdłuż niebieskiego odcinka zaznaczonego na rys. 6.4 a). Profile te wyznaczono przy zastosowaniu 5 wybranych, różnych napięć przyspieszających źródła wynoszących 30, 60, 90, 120 oraz 150 kV. Energetyczne widma emisyjne uzyskane przy zastosowaniu wskazanych napięć pokazano na rys. 5.7.



Rys. 6.5 Profile intensywności projekcji rentgenowskich granuli uzyskane dla różnych wartości napięcia przyspieszającego lampy oraz zaznaczone pozycje pikseli A, B, C znajdujące się w obszarze wzmocnienia krawędziowego i pikselu znajdującego się w obszarze tła.

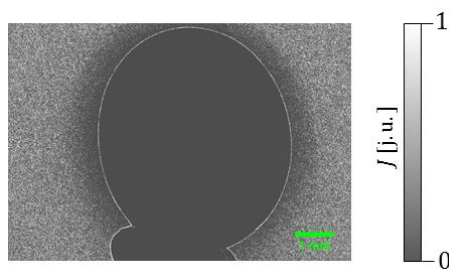
Na powyższych profilach intensywności zaobserwowano piksele znajdujące się w obszarze wzmocnienia krawędziowego. Intensywność zmierzonego wzmocnionego sygnału krawędziowego - J_{ph} (piksel C) jest większa o 9,5% od intensywności pikselu zmierzonego w obszarze tła (dla projekcji rentgenowskiej uzyskanej przy napięciu U_{ACC} wynoszącym 30 kV). Obszary wzmocnienia krawędziowego ($C_{ph} > 0$ [ADU]) można wyznaczyć między innymi poprzez obliczenie stosunku różnicy zmierzonych wartości intensywności sygnału i wartości intensywności projekcji zmierzonej w tle do iloczynu intensywności sygnału tła oraz odległości między obrazowanym obiektem a detektorem, co uwzględnia równanie (3.39), (Rozdział 3.7). Wskazaną powyżej operację można opisać następującym równaniem:

$$P\alpha = \frac{P_{30} - FF_{30}}{Z_{OD} FF_{30}} \quad (6.4),$$

gdzie: P30 jest projekcją rentgenowską obiektu, pozyskaną przy U_{ACC} wynoszącym 30 kV, FF30 (FF ang. Flat Field) odpowiada projekcji rentgenowskiej pozyskanej przy U_{ACC} wynoszącym 30 kV bez badanego obiektu, Z_{OD} stanowi odległość między badanym obiektem a detektorem

(w analizowanym przypadku $Z_{OD} = 123,45$ cm), $P\alpha$ odpowiada obrazowi rentgenowskiemu obszarów wzmocnionego sygnału krawędziowego.

Wynik operacji danej równaniem (6.3) przeprowadzonej na projekcji rentgenowskiej granuli (rys. 6.4 a) oraz projekcji tła zaprezentowano na rysunku poniżej.



Rys. 6.6 Obarczony szumem obraz rentgenowski obszaru wzmocnienia sygnału krawędziowego – $P\alpha$. Wartość sygnału wyrażono w jednostkach umownych [j. u.].

Należy zwrócić uwagę na fakt, że w wyniku przeprowadzenia operacji zapisanej w liczniku równania (6.4) uzyskuje się obraz rentgenowski amplitudy wzmocnionego sygnału krawędziowego C_{ph} , który następnie jest dzielony przez odpowiednią wartość określoną wyrażeniem zapisanym w mianowniku wskazanego równania. Na zaprezentowanym powyżej rysunku (rys. 6.6) wyróżnić można obszary o większej wartości intensywności sygnału od 0 [j.u.]. Obszary te występują na brzegach obrazowanej granuli oraz w obszarze tła.

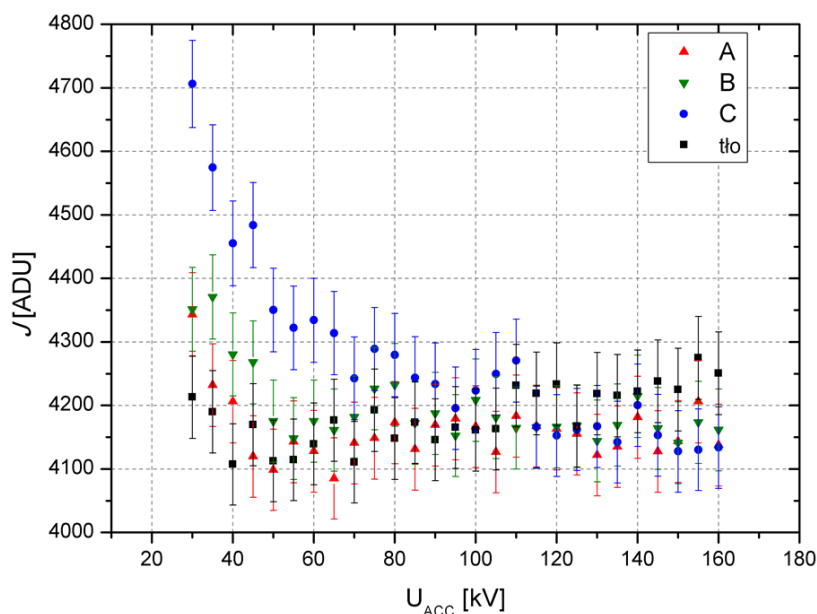
Występowanie sygnału na brzegach obrazowanego wzorca spowodowane jest przez interferencję wiązki emitowanej ze źródła z wiązką ulegającą refrakcji, tak jak przedstawiono to schematycznie na rys. 6.3. Z tego względu obszary te należy identyfikować, jako obszary wzmocnienia krawędziowego, których wartość amplitudy sygnału wzmocnienia krawędziowego jest większa od 0 [ADU].

Źródłem występowania sygnału (rys. 6.6), poza konturem wzorca - w obszarze tła są szumy detektora, rejestrowane w trakcie trwania akwizycji projekcji rentgenowskiej. Głównymi składowymi szumu są szum ciemny oraz szum fotonowy, których opis przedstawia Rozdział 4.1.3 pracy. Ze względu na szum pojawiający się w projekcji rentgenowskiej P30 (rys. 6.4 a, b),

na obrazie P α zaobserwowano lokalne obszary o większej intensywności wyznaczanego sygnału, które mogą zostać błędnie zinterpretowane jako obszar wzmocnienia krawędziowego. Na profilu intensywności projekcji rentgenowskiej granuli uzyskanej dla U_{ACC} wynoszącego 30 kV (rys. 6.5), w okolicach piksela numer 464 występuje lokalna fluktuacja sygnału spowodowana szumem detektora dająca wkład do szumu występującego na obrazie wzmocnionego sygnału krawędziowego (rys. 6.6)

W celu uzyskania obrazu rentgenowskiego prezentującego obszary wzmocnienia krawędziowego ze zredukowanymi artefaktami (szumem), postanowiono obrazy te wyznaczać w oparciu o zależność sygnału J_{ph} od wartości napięcia przyspieszającego układu.

Na rysunku poniżej przedstawiono wykres intensywności pikseli A, B, C oraz piksela tła, zaznaczonych na profilu intensywności projekcji rentgenowskiej (rys. 6.5) w funkcji napięcia U_{ACC} .



Rys.6.7 Zmierzona intensywność pikseli obrazu znajdujących się w obszarze wzmocnienia krawędziowego oraz tła w zależności od napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej (niepewność sygnału określono jako pierwiastek kwadratowy zmierzonej intensywności).

Podobnie jak w przeprowadzono to w Rozdziale 5.2.4, w oparciu o wyniki eksperymentalne uzyskane dla wzorcowego obiektu - granulki żeluz krzemionkowego, pokazane na rys. 6.7, wyznaczono ogólną zależność rejestrowanej intensywności sygnału wzmacnienia krawędziowego od przyłożonego napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej. Ogólne wyrażenie opisujące wskazaną zależność, wyznaczono poprzez dopasowanie do przedstawionych wyników intensywności sygnału J_{ph} krzywej, opisanej funkcją P :

$$P = J_{ph}(U_{ACC}) \quad (6.5).$$

Tak, jak opisano w Rozdziale 5.2.4, postać równania funkcji P trudno jest wyznaczyć w sposób analityczny ze względu na polichromatyczny charakter wiązki rentgenowskiej oraz ze względu na odmienny kształt energetycznego widma emisyjnego w zależności od stosowanego źródła promieniowania rentgenowskiego (lampy rentgenowskiej), co pokazano na rys. 5.13. Na podstawie analizy uzyskanych danych eksperymentalnych (rys. 6.7) na postać funkcji P nałożono następujące założenia:

1° funkcja P jest funkcją monotonicznie malejącą [$U_{ACC1} < U_{ACC2}$, $P(U_{ACC1}) > P(U_{ACC2})$], zależną od parametru κ , która posiada asymptotę poziomą dla napięć U_{ACC} dążących do nieskończoności;

2° wartość asymptoty poziomej funkcji P wyrażonej w jednostkach przetwornika analogowo-cyfrowego [ADU], określona jest przez wydajność układu obrazowania rentgenowskiego.

Rozważania dotyczące interpretacji wskazanych założeń przedstawiono poniżej.

Postać funkcji P oszacowano poprzez badanie zmian uzyskanych wyników eksperymentalnych (ang. eye guide). Funkcją monotonicznie malejącą, posiadającą asymptotę poziomą, dla argumentów dążących do nieskończoności, jest funkcja typu¹¹: $f(x) = A_m e^{-x \cdot \kappa} + y_0$, gdzie κ jest parametrem funkcji $f(x)$ wyrażonym w [1/kV], spełniającym warunek: $\kappa > 0$, A_m jest amplitudą funkcji, natomiast y_0 odpowiada wartości asymptoty poziomej funkcji $f(x)$.

¹¹ Wskazana funkcja wykładnicza stosowana jest głównie w celu matematycznego opisu prawa rozkładu promieniotwórczego [Strzałkowski, 1978].

Rozważania dotyczące wydajności układu obrazowania rentgenowskiego przedstawiono w Rozdziale 5.2.4, opisując treść założenia 3^o funkcji A . Na podstawie uzyskanych wniosków stwierdzono, że wartość asymptoty poziomej szukanej funkcji P odpowiada wartość intensywności saturacji - J_{sat} uzyskana dla największej dostępnej wartości napięcia przyspieszającego U_{SAT} . Intensywność saturacji piksela A, B oraz C odczytana z wykresu pokazanego na rys. 6.7 wynosi odpowiednio 4138, 4162 oraz 4136 [ADU], podczas gdy średnia intensywność piksela tła wynosi $4172(\pm 37)$ [ADU]. Opierając się na powyższych wartościach i biorąc pod uwagę, że rzeczywista część zespolonego współczynnika załamania wyznaczona dla krzemu jest równa jedności dla energii fotonów promieniowania rentgenowskiego powyżej 80 keV (rys. 6.2), można stwierdzić, że intensywność saturacji pikseli obszaru wzmocnienia krawędziowego tożsama jest intensywności tła, co można zapisać jako:

$$J_{ph}(U_{sat}) = J_{sat} \equiv J_{tlo} \quad (6.6).$$

Ze względu na to, że wartość asymptoty poziomej funkcji P jest wyznaczana bezpośrednio z pomiaru intensywności projekcji rentgenowskiej uzyskanej przy napięciu U_{SAT} (w danym przypadku wynoszącym 160 kV) i wprowadzana bezpośrednio do równania funkcji, dziedziną szukanej funkcji określona jest w przedziale:

$$D_P \in [U_{ACCmin}, U_{SAT}) \quad (6.7),$$

gdzie U_{ACCmin} jest najmniejszą dostępną wartością napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej.

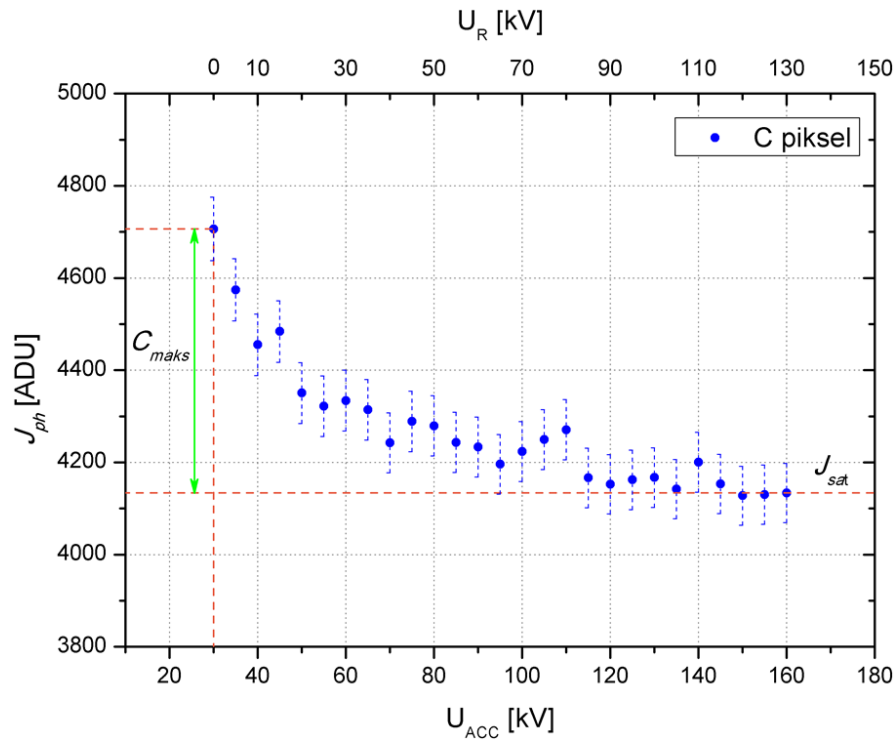
Amplituda A_m zaproponowanej funkcji wykładniczej $f(x)$ określana jest jako różnica jej wartości początkowej oraz wartości jej asymptoty poziomej. Wartość początkowa danej funkcji określana jest najczęściej dla jej argumentu równego 0 (danej jednostki). W analizowanym przypadku najmniejsza wartość napięcia, dla którego wykonano pomiar sygnału J_{ph} odpowiada napięciu U_{ACCmin} (wynoszącym 30 kV). Z tego względu zależność zmierzonego sygnału J_{ph} od napięcia przyspieszającego U_{ACC} pokazaną na rys. 6.7 przesunięto w lewo. Przesunięcia tego

dokonano przez odjęcie od danych wartości U_{ACC} wartości napięcia U_{ACCmin} , co można zapisać, jako:

$$U_R = U_{ACC} - U_{ACCmin} \quad (6.8),$$

gdzie U_{ACC} zawiera się w przedziale określonym dziedziną funkcji P (równanie 6.7), a wielkość U_R nazwano zredukowanym napięciem przyspieszającym układu.

Na rys. 6.8 pokazano zależność zmierzonego sygnału J_{ph} od napięcia przyspieszającego U_{ACC} z zaznaczoną asymptotą poziomą oraz amplitudą szukanej funkcji P . W celu poprawienia czytelności rysunku, na wskazanym wykresie pokazano intensywności zmierzone dla piksela C, które pokazano na rys. 6.7.



Rys. 6.8 Zależność sygnału wzmacnienia krawędziowego J_{ph} od napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej wraz z zaznaczoną intensywnością saturacji J_{sat} oraz największą amplitudą sygnału wzmacnienia krawędziowego C_{maks} .

Jak to pokazano na rys. 6.8, amplituda szukanej funkcji P określona jest przez różnicę wartości sygnału wzmocnienia krawędziowego J_{ph} wyznaczonego dla napięcia U_{ACC} wynoszącego 30 kV i wartości intensywności saturacji J_{sat} .

Opierając się na przeprowadzonych rozważaniach dotyczących założeń nałożonych na postać funkcji P stwierdzono, że szukaną funkcję można zapisać następująco:

$$P = J_{ph}(U_{ACC}) = (J_{ph}(U_{ACCmin}) - J_{sat}) \cdot e^{-(U_{ACC}-U_{ACCmin}) \cdot \kappa} + J_{sat} \quad (6.9).$$

Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi (rys. 6.2) dla napięcia U_{ACCmin} obserwuje się największą wartość sygnału J_{ph} w porównaniu do innych stosowanych napięć U_{ACC} (rys. 6.8). Z tego powodu, a także w odniesieniu do równania (6.1), można zapisać następujące wyrażenie:

$$J_{ph}(U_{ACCmin}) - J_{sat} = C_{ph}(U_{ACCmin}) = C_{maks} \quad (6.10),$$

w którym $C_{ph}(U_{ACCmin})$ jest amplitudą wzmocnienia krawędziowego uzyskaną dla napięcia U_{ACCmin} układu, co odpowiada największej wartości amplitudy C_{maks} , którą zaznaczono na rys. 6.8.

Uwzględniając powyższe równanie (6.10) oraz równania (6.5) i (6.6), równanie (6.9) przepisano do następującej postaci:

$$P = J_{ph}(U_{ACC}) = C_{maks} \cdot e^{-(U_{ACC}-U_{ACCmin}) \cdot \kappa} + J_{tło} \quad (6.11).$$

Powyższe równanie wskazuje, że wartość sygnału wzmocnienia krawędziowego maleje wykładniczo wraz ze wzrostem napięcia przyspieszającego układu. Od wskazanej zależności sygnału wzmocnienia krawędziowego i napięcia przyspieszającego układu odjęto obustronnie wyraz $J_{tło}$, otrzymując:

$$J_{ph}(U_{ACC}) - J_{tło} = C_{maks} \cdot e^{-(U_{ACC}-U_{ACCmin}) \cdot \kappa} \quad (6.12).$$

Zgodnie z równaniem (6.1), zależność znajdująca się po lewej stronie równania (6.12) określana jest następująco:

$$J_{ph}(U_{ACC}) - J_{tlo} = C_{ph}(U_{ACC}) \quad (6.13),$$

gdzie $C_{ph}(U_{ACC})$ jest wartością amplitudy sygnału wzmocnienia krawędziowego zależną od napięcia przyspieszającego źródła.

Wstawiając uzyskaną zależność (6.13) do równania (6.12) otrzymano:

$$C_{ph}(U_{ACC}) = C_{maks} \cdot e^{-(U_{ACC} - U_{ACCmin}) \cdot \kappa} \quad (6.14).$$

Powyższe równanie opisuje wykładniczy zanik sygnału amplitudy wzmocnienia krawędziowego wraz ze zwiększającym się napięciem przyspieszającym lampy rentgenowskiej. Zanik wskazanego sygnału proporcjonalny do największej wartości zmierzonej amplitudy C_{maks} maleje eskopnencjalnie ze wzrostem napięcia zredukowanego. Parametr κ jest stałą zaniku sygnału amplitudy wzmocnienia krawędziowego wyrażoną w [1/kV] i wyznaczoną niezależnie dla każdego piksela obrazu rentgenowskiego.

Parametrem odpowiadającym odwrotności stałej zaniku sygnału amplitudy wzmocnienia krawędziowego jest parametr η wyrażony w [kV], opisany poniżej:

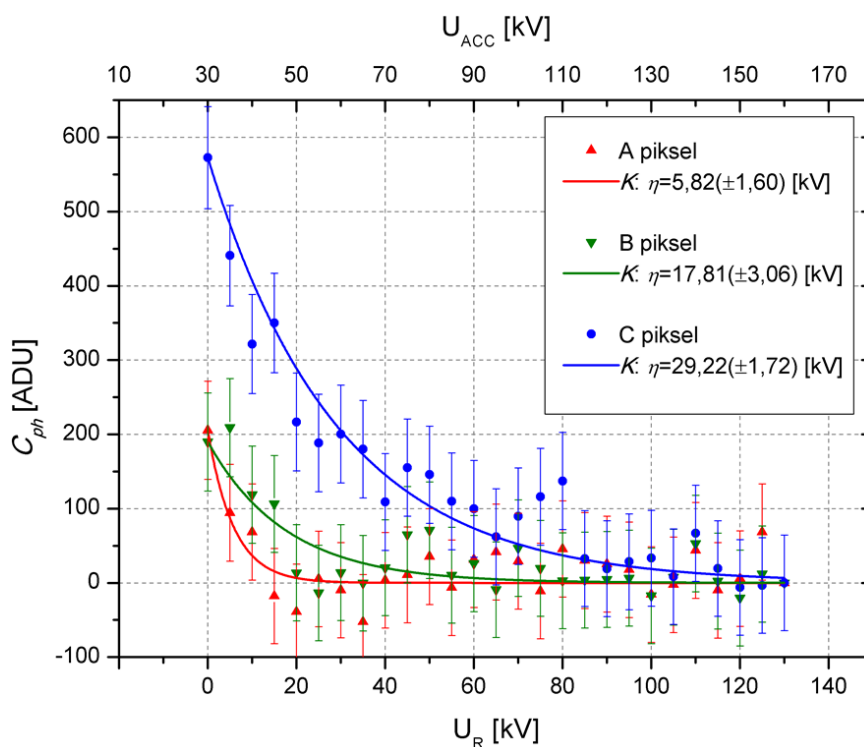
$$\eta = \frac{1}{\kappa} \quad (6.15).$$

Parametr η określa wartość napięcia U_R (równanie (6.8)), to znaczy wartość napięcia, o które należy zwiększyć napięcie U_{ACCmin} układu, aby otrzymany sygnał amplitudy wzmocnienia krawędziowego miał wartość: $\frac{1}{e} \cdot C_{maks}$. Zwiększając napięcie przyspieszające układu rośnie liczba wysokoenergetycznych fotonów biorących udział w powstawianiu projekcji rentgenowskiej. Fotony o większej energii słabiej ulegają refrakcji po przejściu przez granicę

dwóch różnych ośrodków optycznych, co pokazano na rys. 6.2 i zilustrowano schematycznie na rys. 6.3. Z tego względu stwierdzono, że parametr η występuje w obszarach wzmocnienia krawędziowego, a jego wartość proporcjonalna jest do liczby wysokoenergetycznych fotonów ugiętych o kąt α na granicy dwóch różnych ośrodków optycznych. Oznacza to, że większa wartość parametru η odpowiada tym obszarom obrazowanego obiektu, gdzie kąt α - zmiany kierunku propagacji wiązki jest większy. Wstawiając zależność (6.15) do równania (6.14), otrzymano przekształconą jego postać, nazwaną funkcją K , co zapisano następująco:

$$K = C_{ph}(U_{ACC}) = C_{maks} \cdot e^{-(U_{ACC}-U_{ACCmin})/\eta} \quad (6.16).$$

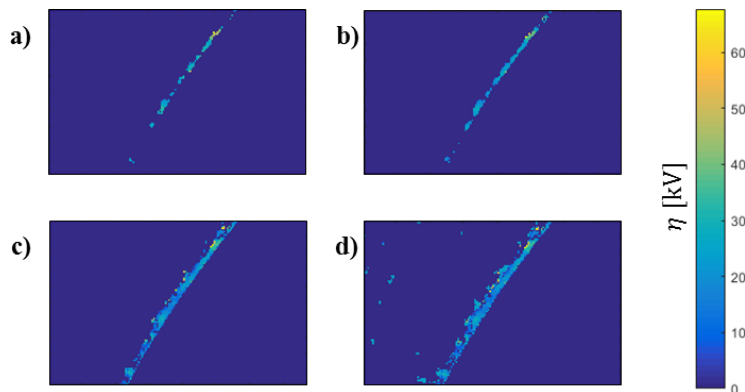
Na rys. 6.9 pokazano zależność sygnału amplitudy wzmocnienia krawędziowego w funkcji napięcia przyspieszającego układu wraz z dopasowaną metodą najmniejszych kwadratów krzywą K . Wskazaną krzywą wyznaczono w oparciu o wyniki eksperymentalne pokazane na rys. 6.7, co oznacza, że jakość jej dopasowania zależy jedynie od jakości dopasowania parametru η .



Rys. 6.9 Wartości parametru η wyznaczone poprzez dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów funkcji K do wyników eksperymentalnych uzyskanych dla stosowanego wzorca.

Współczynnik determinacji R^2 dla uzyskanych krzywych wynosi: 0,92; 0,77 oraz 0,72 odpowiednio dla piksela A, B i C.

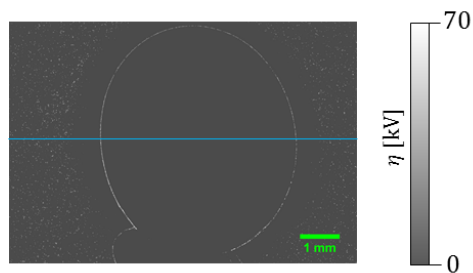
Uzyskane wartości sygnału amplitudy wzmocnienia krawędziowego także obarczone są szumem rejestrowanym w trakcie trwania akwizycji odpowiedniej projekcji rentgenowskiej. Z tego względu współczynnik determinacji R^2 określający jakość dopasowania krzywej K do sygnału amplitudy wzmocnienia krawędziowego zależnego od napięcia przyspieszającego źródła może osiągać wartości mniejsze od 0,9. Poniżej pokazano obrazy parametru η uzyskane w oparciu o serię projekcji rentgenowskich fragmentu granuli żelu krzemionkowego, przedstawionego na rys.6.4.



Rys. 6.10 Porównanie obrazów parametru η funkcji K wyznaczonych dla wartości współczynnika determinacji R^2 większego od: a) 0,95; b) 0,90; c) 0,70 i d) 0,50.

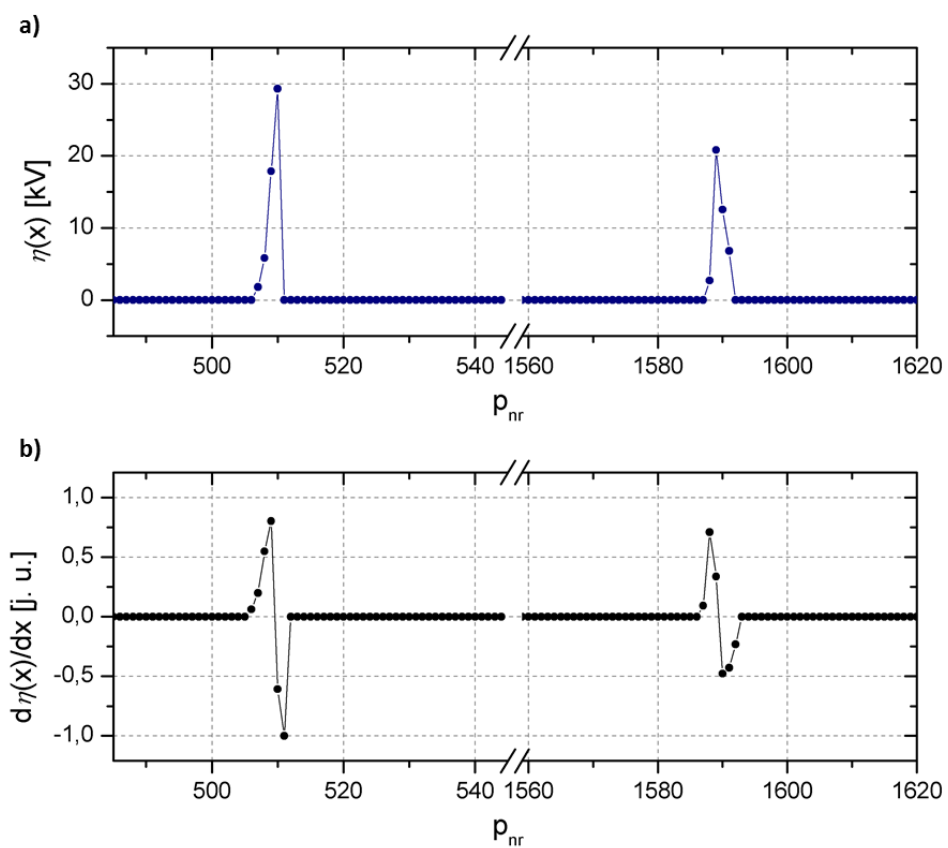
W odniesieniu do obrazów parametru η pokazanych na rys. 6.10 stwierdzono, że dopasowanie wyznaczonej funkcji K do pikseli serii obrazów rentgenowskich, przy współczynniku determinacji $R^2 \geq 0,70$, jest zadowalające¹². Na rys. 6.11 pokazano obraz parametru η uzyskany w oparciu o serię zdjęć rentgenowskich zastosowanej granuli żelu krzemionkowego.

¹² Przyjmuje się następujące kryterium określające jakość dopasowania modelu do danych pomiarowych w oparciu o współczynnik determinacji R^2 : 0,0 – 0,5 – dopasowanie niezadowalające; 0,5 – 0,6 – dopasowanie słabe; 0,6 – 0,8 – dopasowanie zadowalające; 0,8 – 0,9 – dopasowanie dobre; 0,9 – 1,0 – dopasowanie bardzo dobre [Moore, Notz i Flinger, 2013].



Rys. 6.11 Obraz parametru η stosowanego wzorca.

Profil obrazu parametru η wyznaczony wzdłuż niebieskiego odcinka zaznaczonego na rys. 6.11, przedstawiono na rys.6.12.



Rys. 6.12 Profil parametru η : a) wartość parametru $\eta(x)$ wyznaczona dla rzędu pikseli, b) pochodna parametru $\eta(x)$ wyznaczona dla rzędu pikseli.

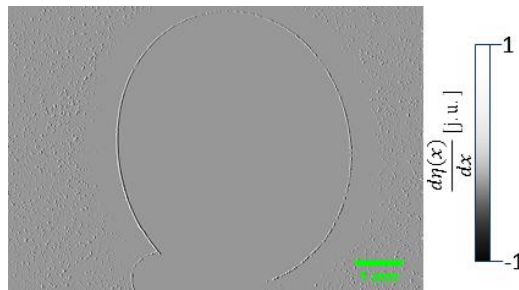
Tak jak podaje przedstawiona przez autora definicja parametru η , wartość wskazanego parametru wyznaczonego dla piksela x jest proporcjonalna do wielkości kąta $\alpha(x)$. Z tego względu parametr η wyznaczony dla piksela x można zapisać jako $\eta(x)$. Wartość $\eta(x)$ nie określa jednak informacji o kierunku osi x układu, w którym wiązka transmitowana przez obiekt została odchyłona – wzdłuż rosnących czy wzdłuż malejących wartości wskazanej osi, jak przedstawiono na rys. 6.3. Zgodnie z tym zapisać można następującą relację:

$$\eta(x) \propto |\alpha(x)| \quad (6.17).$$

Mając na uwadze, że zaproponowana przez autora metoda wyznaczania obrazów rentgenowskich uwzględniających kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcji krawędziowej jest metodą jakościową, piksele obrazu gdzie wiązka transmitowana została odchyłona wzdłuż rosnących lub malejących wartości osi x można wyznaczyć przez określenie pierwszej pochodnej parametru $\eta(x)$ wzdłuż wybranej osi (w tym przypadku osi x), tak jak pokazano na rys. 6.12 a). W oparciu o powyższe rozważania jakościowe można zapisać następującą relację:

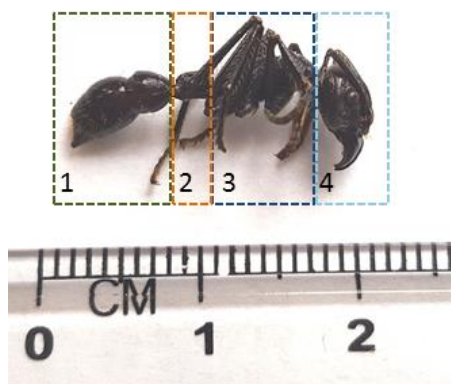
$$\frac{\partial \eta(x)}{\partial x} \propto \alpha(x) \quad (6.18).$$

Na rys. 6.13 pokazano obraz powstały w wyniku wyznaczenia lokalnej pochodnej parametru $\eta(x)$ wzdłuż osi x , to znaczy wzdłuż rzędów pikseli obrazu parametru η wzorca pokazanego na rys. 6.11. Uwzględniając zależność (6.3) stwierdzono, że rys. 6.13 przedstawia obraz rentgenowski stosowanego wzorca uwzględniający kontrast zmiany fazy $\frac{\partial \varphi(x)}{\partial x}$, uzyskany w oparciu o wzmocniony sygnał J_{ph} występujący jedynie w obszarze wzmocnienia krawędziowego obrazu rentgenowskiego.



Rys. 6.13 Obraz lokalnej pochodnej parametru $\eta(x)$ wyznaczony wzdłuż osi x stosowanego wzorca.

Opisaną powyżej metodę wyznaczania obrazów rentgenowskich uwzględniających kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny zastosowano do obserwacji anatomii wewnętrznej egzotycznego gatunku mrówki *Paraponera Clavata*¹³ (ang. Bullet Ant - nazwa potoczna). Owad ten występuje głównie na terenie lasów tropikalnych Ameryki Południowej. Cechą charakterystyczną mrówek z gatunku *Paraponera Clavata* jest ich żądło zawierające perotoksynę i bardzo silne żuwaczki [Houge, 1993]. U ludzi użądlenie tego owada powoduje silny ból porównywalny do postrzału, który nie ustępuje co najmniej przez 24 godziny. Według wskaźnika bólu żądła Schmidta, który opisuje nasilenie bólu w skali od 1,0 do 4,0+ ocena wynosi 4,0+ [Schmidt, Blum i Overal, 1984]. Ze względu na występowanie opisanego gatunku mrówki na trudno dostępnych terenach, opublikowano niewiele badań dotyczących jego anatomii. Na rys. 6.14 pokazano badaną mrówkę.



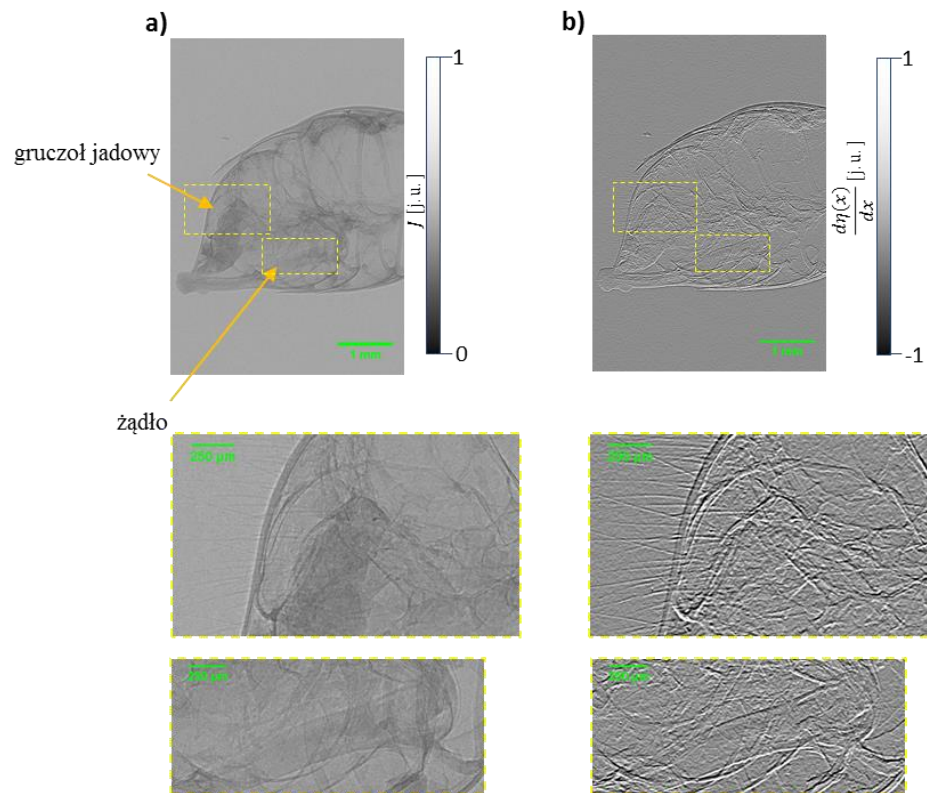
Rys. 6.14 Mrówka *Paraponera Clavata* wraz z zaznaczonymi głównymi elementami budowy zewnętrznej: 1 - odwłok; 2 - trzonek, 3 - tułów, 4 - głowa.

Na rys. 6.15-6.17 pokazano obrazy rentgenowskie poszczególnych elementów budowy mrówki przedstawionych na rys. 6.14. Na rys. 6.15-6.17 wszystkie obrazy znajdujące się po lewej stronie stanowią absorpcyjne obrazy rentgenowskie, natomiast po prawej stronie umieszczono obrazy

¹³ Materiał pozyskano z prywatnej kolekcji mgr inż. Mateusza Wrazidło, Politechnika Śląska, Instytut Podstaw Konstrukcji Maszyn przy współpracy z dr hab. Bartosz Płachno, Uniwersytet Jagielloński, Instytut Botaniki.

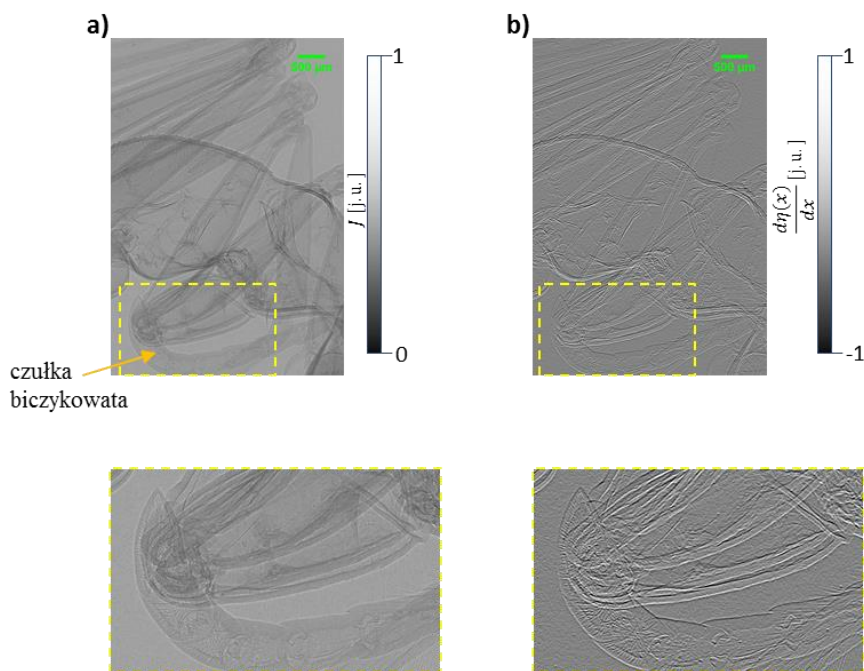
rentgenowskie uwzględniające kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny.

1 - odwłok



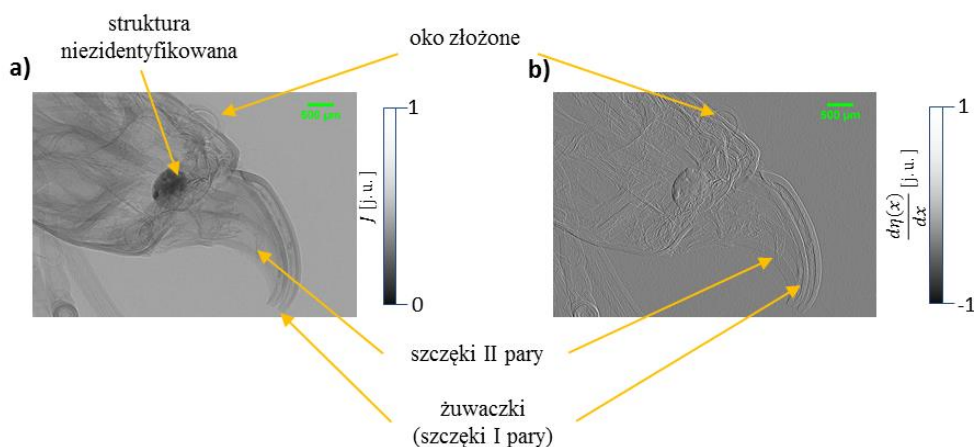
Rys. 6.15 Odwłok badanej mrówki; absorpcyjne obrazy rentgenowskie (lewa strona), obrazy rentgenowskie uwzględniające w sposób jakościowy kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny (prawa strona).

3 – tułów



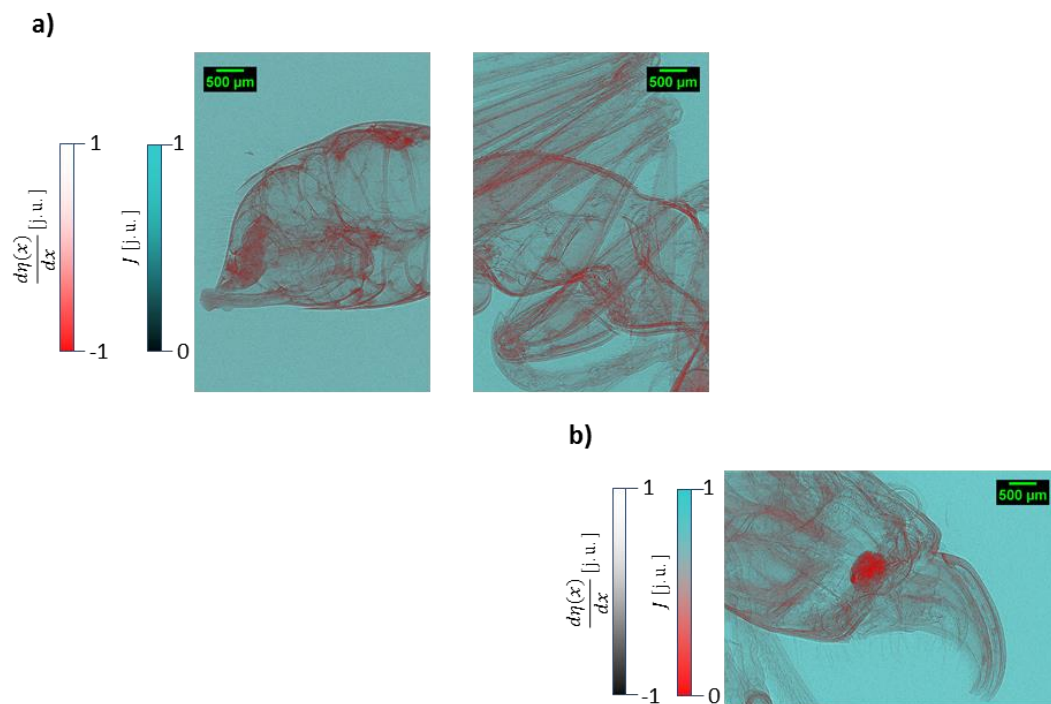
Rys. 6.16 Tułów badanej mrówki; absorpcyjne obrazy rentgenowskie (lewa strona), obrazy rentgenowskie uwzględniające w sposób jakościowy kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny (prawa strona).

4 – głowa



Rys. 6.17 Głowa badanej mrówki; absorpcyjne obrazy rentgenowskie (lewa strona), obrazy rentgenowskie uwzględniające w sposób jakościowy kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny (prawa strona).

Na obrazach absorpcyjnych obserwuje się struktury wewnętrzne badanego obiektu ze względu na różny współczynnik absorpcji tych struktur oraz tła. Z uwagi na niski poziom absorpcji promieniowania rentgenowskiego w tych obszarach na uzyskanych projekcjach występuje niski kontrast między obrazowanymi strukturami. Na obrazach uwzględniających kontrast zmiany fazy obserwuje się natomiast granice badanych struktur dzięki analizie wzmocnionego sygnału refrakcyjnego. W tym przypadku nie można jednak zauważyć wewnętrznej złożoności obrazowanego obiektu. Z tego względu autor pracy nałożył obrazy otrzymane za pomocą obu tych technik badawczych (rys. 6.15-6.17), dzięki czemu można obserwować wzajemnie uzupełniające się informacje umieszczone na jednym zdjęciu (rys. 6.18).



Rys. 6.18 Złożenie obrazu absorpcyjnego oraz uwzględniającego w sposób jakościowy kontrast zmiany fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny: a) odwłok i tułów, b) żuwaczki.

W oparciu o pokazane powyżej obrazy badanego obiektu stwierdzono, że obrazy rentgenowskie cechujące się najlepszą jakością - takie na których można wyróżnić największą liczbę elementów uzyskuje się w wyniku złożenia projekcji absorpcyjnych i projekcji uwzględniających kontrast zmiany fazy.

Wnioski

Zakres badań i analiz przeprowadzonych w ramach niniejszej rozprawy obejmował trzy główne jej aspekty, jakimi były:

- d) modernizacja i optymalizacja skonstruowanego w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN układu obrazowania rentgenowskiego,
- e) opracowanie metody absorpcyjnego obrazowania rentgenowskiego pozwalającej na poprawę kontrastu między strukturami obiektów biologicznych,
- f) wyznaczenie metody pozwalającej na obserwację sygnału wzmocnienia krawędziowego powstałego poprzez refrakcję wiązki promieniowania rentgenowskiego na krawędziach badanej próbki.

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów oraz analiz związanych z modernizacją i optymalizacją układu obrazowania rentgenowskiego można wysunąć następujące wnioski:

- 1) W wyniku przeprowadzonej procedury optymalizacji lampy rentgenowskiej ze względu na rozmiar ogniska wiązki elektronowej na powierzchni tarczy anodowej uzyskano średni rozmiar ogniska rzędu $\bar{F}_x = (1,73 \pm 0,17)$ i $\bar{F}_y = (1,83 \pm 0,23)$ μm odpowiednio w kierunku horyzontalnym oraz wertykalnym układu obrazowania w całym stosowanym zakresie napięć przyspieszających lampy rentgenowskiej.
- 2) Dzięki przeprowadzonej optymalizacji lampy rentgenowskiej uzyskano zdolność rozdzielczą Układu Mikrotomografii Komputerowej rzędu 2 μm zarówno w kierunku horyzontalnym i wertykalnym.
- 3) Zmodernizowany system pozycjonowania próbki Układu Mikrotomografii Komputerowej skonstruowany w oparciu o piezoelektryczne i krokowe silniki przesuwu pozwala na: precyzyjne umieszczenie badanego obiektu w polu widzenia detektora, ograniczenie precesji obiektu wokół osi obrotu, ustawienie osi obrotu obiektu równoległe do kolumny pikseli matrycy detektora CCD. Przeprowadzona modernizacja pozwala na redukcję występowania artefaktów pojawiających się na uzyskiwanych rekonstrukcjach tomograficznych.

- 4) Zastosowanie aktywnego systemu chłodzenia matrycy CCD detektora pozwoliło na ograniczenie poziomu szumu termicznego występującego na pozyskiwanych projekcjach rentgenowskich.
- 5) Wprowadzono możliwość akwizycji obrazu o 16-bitowej głębi szarości (oprócz możliwych wcześniej 8-bitowych i 12-bitowych obrazów).
- 6) W wyniku optymalizacji ogniska wiązki elektronowej na powierzchni tarczy anodowej, ograniczenia szumu termicznego występującego na projekcjach rentgenowskich i wprowadzeniu możliwości akwizycji obrazu o 16-bitowej głębi szarości, możliwa jest obserwacja subtelnego sygnału wzmocnienia krawędziowego powstałego poprzez refrakcję wiązki promieniowania rentgenowskiego na brzegach badanej próbki.
- 7) Dzięki zastosowaniu silnika piezoelektrycznego cechującego się bardzo dużą dokładnością jednokierunkowego przesuwu określono i opisano autorską metodę wyznaczania powiększenia geometrycznego układu obrazowania.

W kolejnej części rozprawy przeprowadzono badania oraz analizę zmiany intensywności absorpcyjnych projekcji rentgenowskich spowodowaną zmianą napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej. Najważniejsze wnioski dotyczące wskazanych prac badawczych są następujące:

- 1) Zmiana intensywności promieniowania rentgenowskiego transmitowanego przez zamodelowaną warstwę absorbentu jest porównywalna do zmierzonej zmiany rejestrowanej intensywności wzorców odpowiadających zamodelowanemu obiektowi.
- 2) Charakter zmiany mierzonej intensywności absorpcyjnych projekcji rentgenowskich zależy od wydajności układu obrazowania na emisję oraz detekcję niskoenergetycznych i wysokoenergetycznych fotonów promieniowania rentgenowskiego.
- 3) W oparciu o analizę zmiany mierzonej intensywności absorpcyjnych projekcji rentgenowskich określono cztery założenia, jakie musi spełniać zależność opisująca wskazaną zmianę.
- 4) Wyznaczono w sposób fenomenologiczny funkcję A określającą zmianę intensywności projekcji rentgenowskiej absorbentu spowodowaną zmianą napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej. Stwierdzono, że postać opisanej funkcji zależy od trzech

parametrów, jakimi są: intensywność saturacji piksela i napięcie przyspieszające lampy rentgenowskiej odpowiadające najmniejszej energii fotonów rejestrowanych przez detektor CCD, które są odczytywane bezpośrednio z pomiaru oraz parametr Υ_L , którego wartość jest wyznaczana.

- 5) Na podstawie przeprowadzonej interpretacji fizycznej parametru Υ_L stwierdzono, że wyrażony jest on w jednostkach $1/kV$ i określa zmianę mierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji obiektu o grubości d spowodowaną zmianą energetycznego widma emisyjnego źródła przypadającą na 1 kV przykładanego napięcia przyspieszającego źródła.
- 6) Stwierdzono, że także wartość parametru Υ_L maleje liniowo wraz ze zwiększającą się efektywną liczbą atomową materiału absorbentu oraz, że jego wartość maleje wykładniczo wraz ze zwiększającą się grubością warstwy absorbentu.
- 7) W oparciu o wyznaczoną funkcję A uzyskano obraz parametru Υ_L wycinka zęba ludzkiego, który charakteryzuje się większym kontrastem występującym pomiędzy jego strukturami w porównaniu do opowiadającej mu konwencjonalnej projekcji rentgenowskiej.
- 8) Przy wykorzystaniu obrazów parametru Υ_L badanego obiektu pozyskanych dla różnych pozycji kątowych próbki możliwe jest uzyskanie obrazu rekonstrukcyjnego parametru Υ . Na podstawie pomiarów wycinka zęba udało się uzyskać tomograficzny obraz rekonstrukcyjny parametru Υ , który charakteryzuje się większą złożonością oraz kontrastem w porównaniu do tomograficznego obrazu zmierzonego efektywnego liniowego współczynnika absorpcji.
- 9) Dzięki przeprowadzonej analizie porównawczej dwóch obrazów wykonanych dla płytki polikaptydowej z naniesionymi nanocząsteczkami żelaza: obrazu rekonstrukcji tomograficznej zmiany efektywnego liniowego współczynnika absorpcji na 1 kV napięcia przyspieszającego układu i obrazu rozkładu żelaza uzyskanego przy wykorzystaniu metody μ PIXE stwierdzono, że opracowana technika wyznaczania obrazów parametru Υ_L może być z powodzeniem stosowana do obrazowania obiektów zbudowanych z pierwiastków lekkich.

Zaproponowana w niniejszej rozprawie metoda absorpcyjnego obrazowania rentgenowskiego, polegająca na wyznaczeniu obrazu parametru Υ_L ma pewne ograniczenia. Autor przyjmuje, że jej stosowalność ograniczona jest do obrazowania obiektów zbudowanych z pierwiastków, których energia krawędzi absorpcji mniejsza jest od E_{min} – najmniejszej energii fotonów, rejestrowanych przez detektor układu obrazowania. Konieczność uzyskania projekcji rentgenowskich dla różnych napięć przyspieszających lampy znacząco wpływa na wydłużenie czasu pomiaru. Ze względu na fakt, że wyznaczenie obrazu parametru Υ_L odbywa się w oparciu o szereg obrazów rentgenowskich, których rozdzielczość jest rzędu kilkunastu milionów pikseli, istnieje potrzeba skorzystania z maszyny (komputera) o dużej mocy obliczeniowej.

Wyniki badań i analiz związanych z wyznaczeniem metody pozwalającej na obserwację sygnału wzmocnienia krawędziowego powstałego poprzez refrakcję wiązki promieniowania rentgenowskiego na krawędziach badanej próbki pozwoliły na wysunięcie następujących wniosków:

- 1) Sygnał wzmocnienia krawędziowego maleje wykładniczo wraz ze wzrostem wartości napięcia przyspieszającego układu.
- 2) W oparciu o analizę zaniku obserwowanego sygnału wzmocnienia krawędziowego określono dwa założenia, jakie musi spełniać zależność opisująca wskazaną zmianę sygnału w funkcji napięcia przyspieszającego układu.
- 3) Wyznaczono w sposób fenomenologiczny funkcję K określającą eksponencjalny zanik amplitudy sygnału wzmocnienia krawędziowego. Stwierdzono, że postać uzyskanej funkcji zależy od trzech parametrów, jakimi są: największa wartość amplitudy sygnału wzmocnienia krawędziowego rejestrowana przez układ obrazowania, najmniejsza wartość napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej, przy którym amplituda ta została zmierzona oraz parametr η , którego wartość jest wyznaczana.
- 4) Parametr η wyrażony w kV określa wartość napięcia, o jakie należy zwiększyć najmniejsze napięcie przyspieszające lampy rentgenowskiej, aby otrzymany sygnał amplitudy wzmocnienia krawędziowego wynosił $1/e$ maksymalnej wartości amplitudy.
- 5) Obraz parametru η określa obszar występowania amplitudy sygnału wzmocnienia krawędziowego.

- 6) Poprzez określenie pierwszej pochodnej parametru η , wyznaczonej wzdłuż wybranego kierunku, otrzymuje się jakościowy obraz uwzględniający zmianę fazy w oparciu o wzmocniony sygnał powstały na skutek refrakcji wiązki promieniowania rentgenowskiego na krawędziach obrazowanej próbki.
- 7) Najwięcej informacji i szczegółów znajdujących w badanym obiekcie obserwuje się dzięki złożeniu obrazu absorpcyjnego oraz obrazu uwzględniającego zmianę fazy w oparciu o wzmocniony sygnał refrakcyjny, co zaobserwowano przez zbadanie budowy anatomicznej egzotycznej mrówki *Paraponera clavata*.

W celu obserwacji oraz analizy sygnału wzmocnienia krawędziowego konieczne jest wykorzystanie punktowego źródła promieniowania rentgenowskiego, to znaczy lampy rentgenowskiej wyposażonej w system mikroogniskowania wiązki elektronów na powierzchni anody. Metoda obrazowania rentgenowskiego uwzględniająca kontrast zmiany fazy wyznaczony oparciu o sygnał wzmocnienia krawędziowego, stosowana jest w układach obrazowania, których system detekcyjny wyposażony jest w wysokiej rozdzielczości detektor promieniowania rentgenowskiego. Specyfikacje pracy jakie powinny spełniać źródło promieniowania rentgenowskiego oraz detektor wiążą się z wysokim kosztem stosowanych podzespołów.

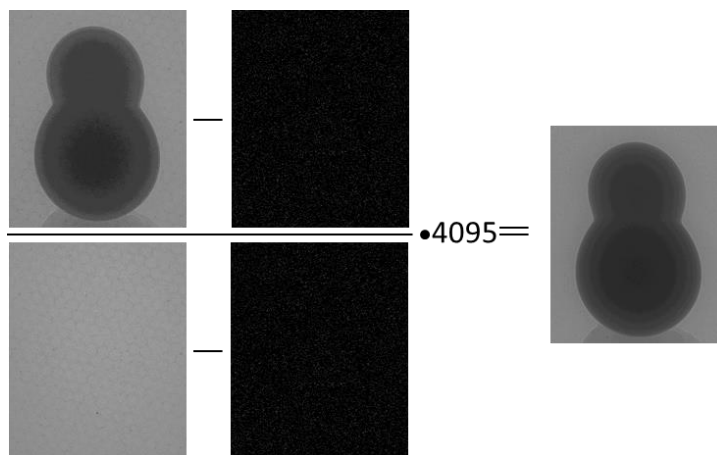
W oparciu o przeprowadzone badania oraz analizę uzyskanych wyników stwierdzono, że zmieniając energetyczne widmo emisyjne polichromatycznego źródła twardego promieniowania rentgenowskiego uzyskuje się obrazy absorpcyjne cechujące się poprawą kontrastu między strukturami oraz można zaobserwować sygnał wzmocnienia krawędziowego.

Dodatek A. Standaryzacja i normalizacja projekcji rentgenowskich oraz ogólny schemat wyznaczania obrazów parametru Y_L i η

Dobre praktyki stosowane w obrazowaniu rentgenowskim wymagają pozyskiwania bezpośrednio przed oraz po przeprowadzeniu właściwego pomiaru projekcji rentgenowskich z wyłączonym źródłem promieniowania (lampą rentgenowską) oraz projekcji z włączonym źródłem lecz bez badanego obiektu. Projekcje rentgenowskie uzyskane przy wyłączonej lampie rentgenowskiej nazywane są obrazami DI (z ang. Dark Image). Projekcje te rejestrują ciemny szum układu detekcyjnego oraz jasne piksele (z ang. Bright Pixels) matrycy CCD lub CMOS detektora. Projekcje rentgenowskie pozyskiwane przy włączonej lampie i bez badanego obiektu nazywane są obrazami tła i oznaczane, jako FF (z ang. Flat Fields). Projekcje te rejestrują rozkład intensywności promieniowania padającego bezpośrednio na detektor. Służą one do identyfikacji uszkodzonych pikseli (z ang. Bad Pixels) oraz pomagają zminimalizować błędy rekonstrukcji związane z niejednorodnością wiązki. Projekcje rentgenowskie badanego obiektu oznaczane są jako $P_{[n1]_{[n2]}}$, gdzie $n1$ odpowiada wartości napięcia przyspieszającego układu natomiast $n2$ stanowi numer projekcji odpowiadający kolejnemu obrotowi o zadany kąt badanego obiektu (na przykład. $P_{[70]_{[001]}}$). Standaryzację projekcji rentgenowskiej badanego obiektu uwzględniającą rejestrowany szum przeprowadzono poprzez wykonanie operacji opisanej poniższym równaniem:

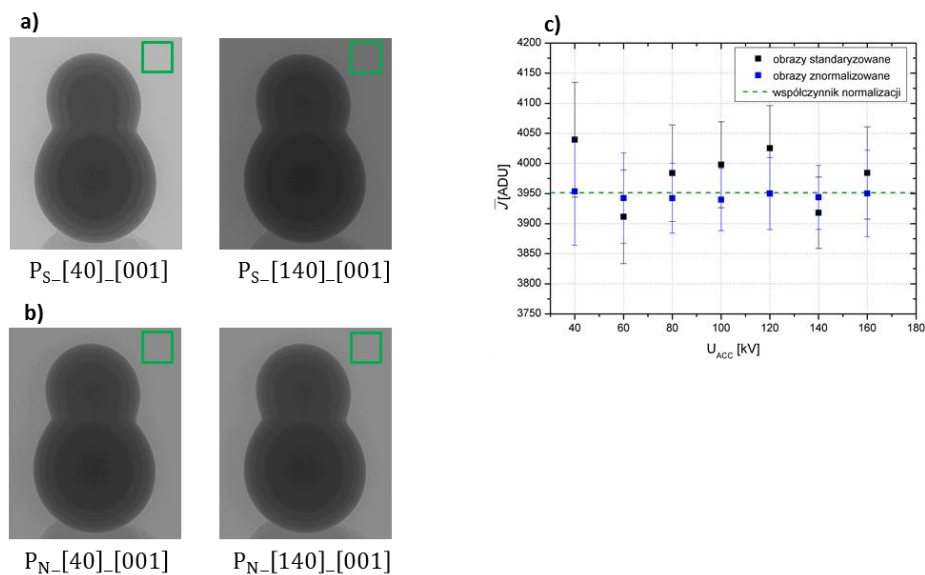
$$P_{S_{[n1]_{[n2]}}} = \frac{P_{[n1]_{[n2]}} - DI}{FF - DI} \cdot D_b^2 \quad (A.1),$$

w którym $P_{S_{[n1]_{[n2]}}}$ jest standaryzowaną projekcją natomiast D_b stanowi głębokość bitową rejestrowanych przez detektor obrazów. Na rys. A.1 poniżej pokazano schemat standaryzacji 12 bitowej projekcji rentgenowskiej granuli żelu krzemionkowego.



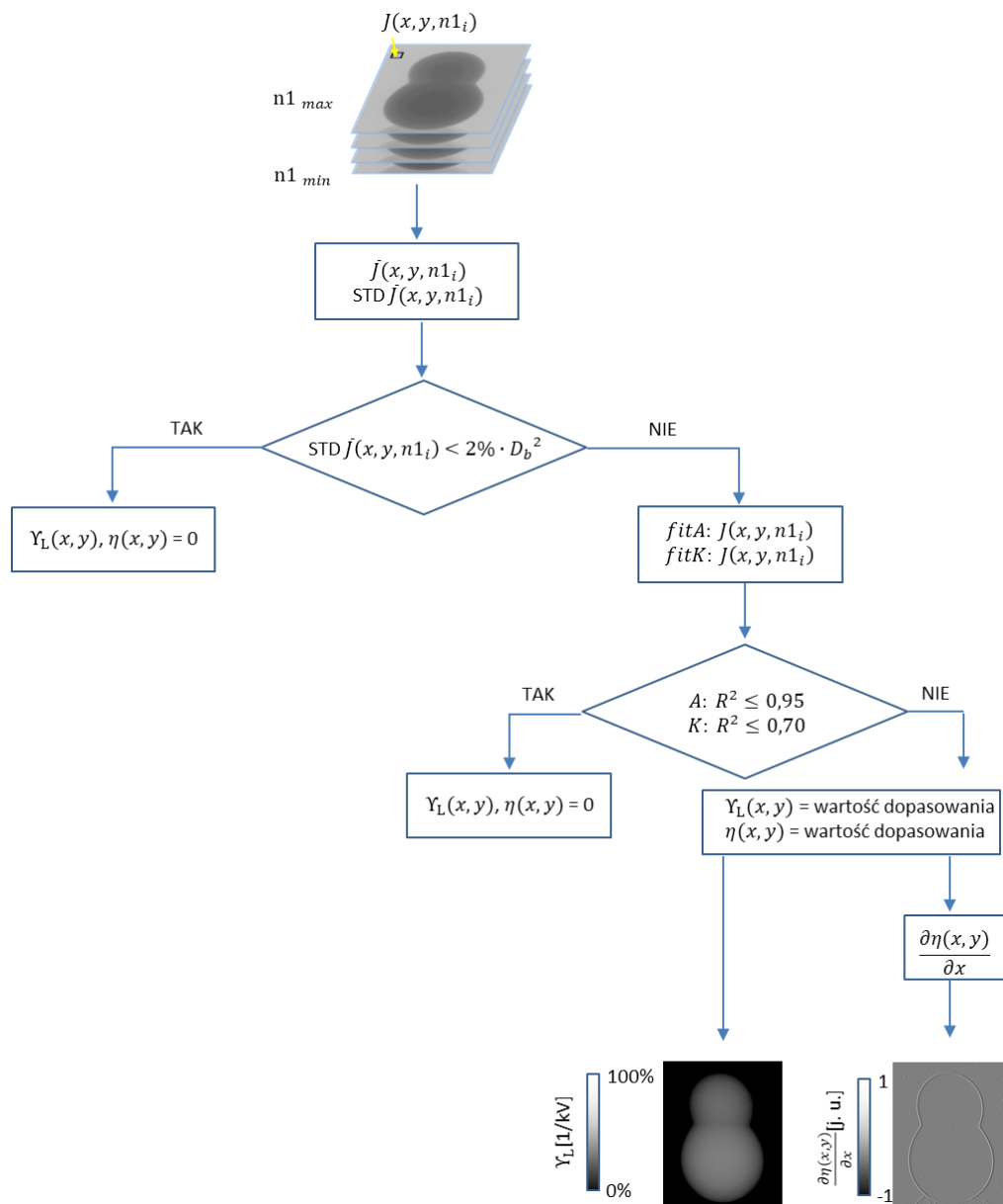
Rys. A.1 Schemat standaryzacji projekcji rentgenowskiej.

Normalizację standaryzowanych projekcji rentgenowskich przeprowadzano względem średniej intensywności obszaru tła. Normalizację przeprowadzano dla wszystkich pozyskanych projekcji, to znaczy wszystkich obrazów o indeksach n1 i n2. Na rysunku zaprezentowanym poniżej pokazano schematycznie normalizację standaryzowanych projekcji rentgenowskich obiektu. Dla przejrzystości schematu na rysunku zaprezentowano projekcje obiektu wykonane w tej samej pozycji, lecz przy różnych wartościach napięcia przyspieszającego lampy rentgenowskiej.



Rys. A.2 Schemat normalizacji projekcji rentgenowskich: a) standaryzowane projekcje, b) znormalizowane projekcje, c) średnia intensywność projekcji w obszarze tła oraz wartość współczynnika normalizacji.

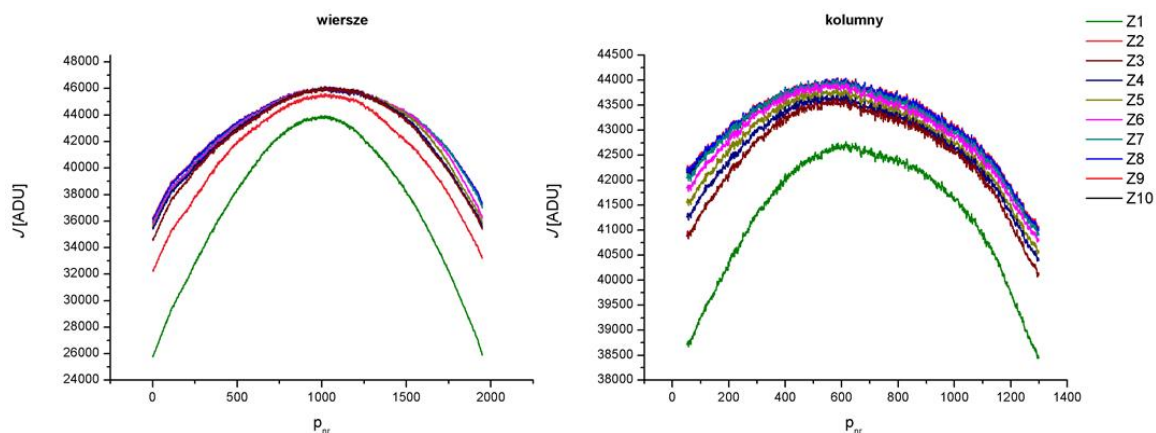
Zasada działania algorytmu wyznaczającego obrazy parametru Υ_L i η opiera się na analizie intensywności pikseli projekcji rentgenowskich o tym samym indeksie n_2 i uszeregowanym indeksie n_1 od najmniejszej ($n_{1_{min}}$) do największej ($n_{1_{maks}}$) jego wartości. Wyznaczanie obrazów parametru Υ_L i η ilustruje ogólny schemat pokazany poniżej.



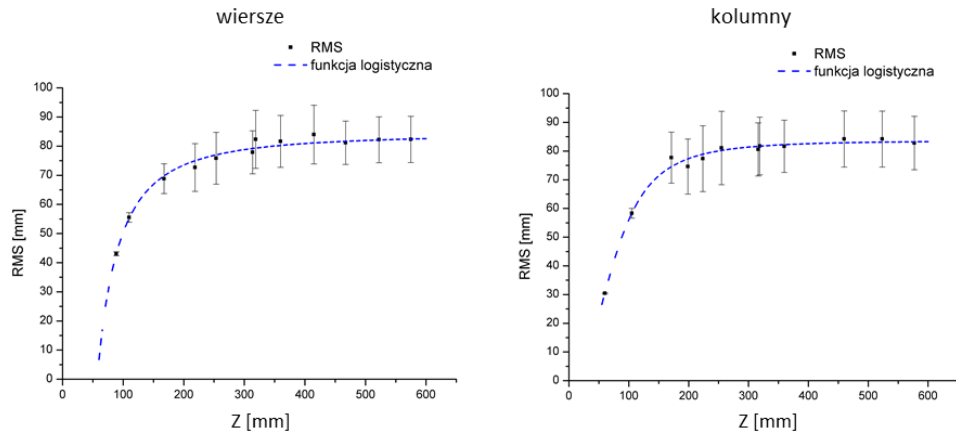
Rys. A.3 Ogólny schemat wyznaczania obrazów parametru Υ_L i η , gdzie STD oznacza odchylenie standardowe od wartości średniej intensywności pikseli w stosie, *fitA* oraz *fitK* oznaczają odpowiednio dopasowywanie do uzyskanych intensywności funkcji *A* oraz *K*.

Dodatek B. Optymalizacja geometryczna układu

Optymalizację geometryczną układu wykonano w oparciu o przestrzenny rozkład intensywności promieniowania rentgenowskiego, emitowanego z stosowanej lampy rentgenowskiej. Pomiar przestrzennego rozkładu intensywności wykonano przy wykorzystaniu detektora CCD, który umieszczono w 10 wybranych odległościach (Z1-Z10) od źródła wynoszących od 60 do 600 mm. Dla każdej pozycji detektora wykonywana była projekcja rentgenowska, której badano profil intensywności wyznaczony wzdłuż wszystkich rzędów oraz kolumn pikseli obrazu. Do uzyskanych profili intensywności dopasowywano funkcję opisaną rozkładem Gaussa (rys. B.1). Z dopasowanych krzywych wyznaczono odchylenie standardowe (RMS). Wielkość wyznaczonych odchyłeń standardowych (RMS) w funkcji odległości od źródła pokazano na rys. B.2.



Rys. B.1 Profile intensywności wiązki rentgenowskiej wyznaczone wzdłuż kolumn oraz wierszy matrycy detektora CCD, zmierzone w 10 różnych odległościach (Z1-Z10) od stosowanego źródła promieniowania.



Rys. B.2 Wielkość wyznaczonych odchyłeń standardowych (RMS) w funkcji odległości od źródła wraz z dopasowaną krzywą funkcji logistycznej.

Do uzyskanych zależności odchylenia standardowego w funkcji odległości od źródła dopasowano krzywą logistyczną daną równaniem:

$$RMS(Z) = \frac{L}{1+e^{-k(Z-Z_0)}} \quad (B.1),$$

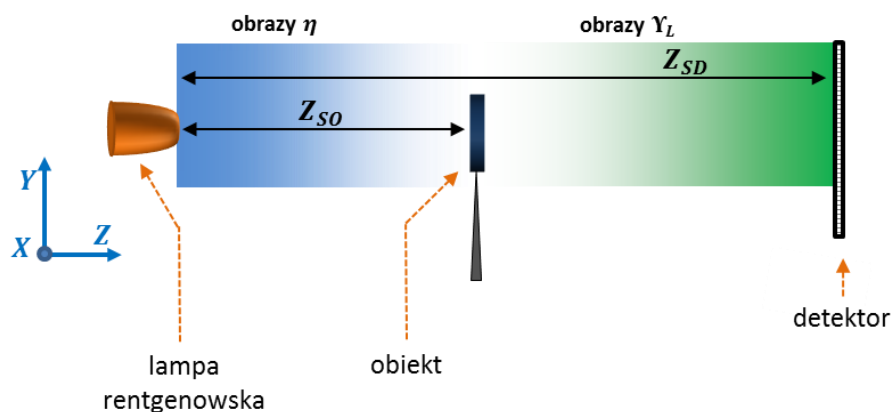
w którym: $RMS(Z)$ jest wyznaczonym odchyleniem standardowym w funkcji odległości od źródła, L jest największą wartością wyznaczonej krzywej, k określa nachylenie wyznaczonej krzywej, natomiast Z_0 stanowi wartość punktu środkowego sigmoidy wyznaczonej krzywej.

W oparciu o wyznaczone krzywe wyznaczono taką odległość Z od źródła promieniowania rentgenowskiego, dla której RMS wynosi 95% wartości L . Odległość ta wynosi 374 mm i 349 mm odpowiednio dla wierszy (oś x układu obrazowania) oraz kolumn (oś x układu obrazowania) pikseli detektora. Oznacza to, że w odległości większej od 37,4 cm od źródła wiązkę rentgenowską padającą na powierzchnię stosowanego detektora można uważać za wiązkę równoległą. W przypadku stosowania detektora o innych wymiarach liniowych (wysokość, szerokość) odległość ta będzie mniejsza dla mniejszych detektorów i odpowiednio większa dla większych.

Absorpcyjne projekcje rentgenowskie i obrazy parametru Υ_L cechują się lepszą jakością w przypadku, gdy stosowana jest równoległa wiązka promieniowania rentgenowskiego, ze względu na mniejsze jego rozpraszanie na krawędziach obiektu. Z tego powodu przyjęto, że badany obiekt powinien być umieszczony w odległości Z_{SO} (odległość między źródłem promieniowania rentgenowskiego a detektorem) większej od 37,4 cm.

Nie równoległy (stożkowy) profil wiązki rentgenowskiej wpływa jednak na wzmocnienie krawędziowego sygnału refrakcyjnego, badanego w przypadku obrazowania rentgenowskiego z uwzględnieniem zmiany fazy – wyznaczanie obrazów parametru η . W celu uzyskania wysokiej jakości obrazów rentgenowskich rejestrujących sygnał wzmocnienia krawędziowego stwierdzono, że badany obiekt powinien znajdować się w odległości Z_{SO} mniejszej od 37,4 cm.

W zależności od rodzaju wykonywanego pomiaru stosowano odpowiednią odległość Z_{SO} , tak jak to pokazano na schemacie poniżej.

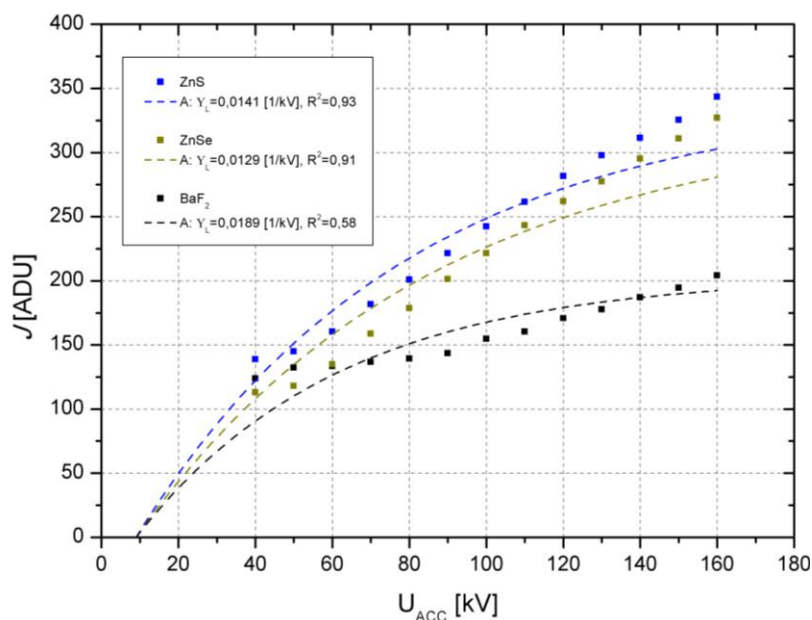


Rys. B.3 Preferowana odległość badanego obiektu w od źródła promieniowania rentgenowskiego - Z_{SO} w zależności od rodzaju wykonywanego pomiaru: kolor niebieski – obrazowanie refrakcyjnego sygnału krawędziowego, kolor zielony – obrazowanie absorpcyjne, kolor biały – obszar obrazowania refrakcyjnego sygnału krawędziowego i obrazowania absorpcyjnego.

Odległość detektora od źródła promieniowania rentgenowskiego Z_{SD} ma bezpośredni wpływ na powiększenie geometryczne układu oraz przestrzenną zdolność rozdzielczą. Wartości wyżej wymienionych wielkości rośnie wraz z rosnącą odległością Z_{SD} . Z tego względu postanowiono umiejscowić detektor w największej możliwej odległości od źródła, która wynosi od 120 cm do 140 cm.

Dodatek C. Zmiana intensywności promieniowania rentgenowskiego transmitowanego przez materiały o energii krawędzi absorpcji większej od E_{min}

Pomiar zmiany intensywności promieniowania rentgenowskiego transmitowanego przez badany obiekt, którego energia krawędzi absorpcji jest większa od energii E_{min} w funkcji napięcia przyspieszającego U_{ACC} lampy rentgenowskiej wykonano dla trzech obiektów wzorcowych – płaskich walców o grubości 1 mm wykonanych z: siarczku cynku (ZnS), selenku cynku (ZnSe) i fluorku baru (BaF_2). Energie krawędzi absorpcji wskazanych związków wynoszą odpowiednio 9,66 keV; 12,66 keV oraz 37,44 keV. Uzyskane wyniki pomiarów intensywności wraz z dopasowaną krzywą funkcji A oraz wyznaczonymi wartościami parametru Υ_L pokazano poniżej.



Rys. C.1 Pomiar zmiany intensywności promieniowania rentgenowskiego transmitowanego przez badany obiekt w funkcji napięcia przyspieszającego U_{ACC} lampy rentgenowskiej.

Wraz ze wzrostem energii krawędzi absorpcji materiałów maleje wartość współczynnika determinacji R^2 , określającego jakość dopasowania funkcji A do uzyskanych wyników.

Bibliografia

- Als-Nielsen J., McMorrow Des.**, *Elements of Modern X-ray Physics*. John Willey & Sons Ltd, 2001
- Amptek**, *XR-100T-CdTe X-Ray & Gamma Ray Detector*. online:
<http://amptek.com/products/xr-100t-cdte-x-ray-and-gamma-ray-detector/#5>
[27.02.2017]
- Anderson G. S., Hobischak N. R.**, *Decomposition of carrion in the marine environment in British Columbia, Canada*. Int J Legal Med. 2004, 118, s. 206 - 209
- Arabi H., Kamali Asi A. R., Aghamiri S. M.**, *The effect of focal spot size on the spatial resolution of variable resolution X-ray CT scanner*. Iran. J. Radiat. Res. 2010, 8, s. 37 - 43
- Auyang S. Y.**, *Foundations of Complex-system Theories in Economics, Evolutionary Biology, and Statistical Physics*. Cambridge University Press, Cambridge. 1998
- Bal A.**, *Ważona lokalna metoda poprawy kontrastu obrazów cyfrowych*. Przegląd Telekomunikacyjny. 2008, 6, s. 746 - 749
- Bavendiek K., Ewert U., Riedo A., Heike U., Zscherpel U.**, *New Measurement Methods of Focal Spot Size and Shape of X-ray Tubes in Digital Radiological Applications in Comparison to Current Standards*. 18th World Conference on Nondestructive Testing, Durban, South Africa. 2012
- Berger M. J., Hubbell J.H., Seltzer S.M., Chang J., Coursey J.S., Sukumar R., Zucker D.S., Olsen K.**, *XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5)*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2010 online:
http://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom3_1
[15.01.2017]
- Bezawada N., Ives D., Atkinson D.**, *Conversion gain non-linearity and its correction in hybridised near infrared detectors*. Proc. of SPIE. 2011, 6690, s. 669005-1 - 669005-11
- Bielecki J.**, *Badanie struktur złożonych metodą mikrotomografii komputerowej*. Rozprawa doktorska, IFJ PAN Kraków, 2011
- Bielecki J., Bożek S., Lekki J., Stachura Z., Jarzyna J., Kwiatek W. M.**, *Metoda mikrotomografii komputerowej dla układu mikrowiązki promieniowania X w zastosowaniu do wyznaczania porowatości i powierzchni właściwej skał*. Raport IFJ PAN. 2009, Raport Nr 2034/AP
- Bochenek A., Tkocz K., Duszak B.**, *The determination of the threshold zinc for content in clinker*. Cement Wapno Beton. 2016, 3, s. 133-139
- Bożek S., Bielecki J., Stachura Z., Lekki J., Sienkiewicz M., Świerblewski J., Pieprzycza T., Szklarz Z., Dutkiewicz E., Hryniewicz A. Z., Kwiatek W. M.**, *Linia eksperymentalna do napromieniania pojedynczych żywych komórek przy stanowisku mikrowiązki rentgenowskiej w IFJ PAN Opis techniczny*. Raport IFJ PAN. 2011, Raport Nr 2053/AP

Bożek S., Bielecki J., Wiecheć A., Stachura Z., Pogoda K., Lekki J., Lipiec E., Tkocz K., Kwiatek W. M., *X-ray microbeam stand-alone facility for cultured cells irradiation.* Nuclear Inst. and Methods B. 2017, 394, s. 50 - 60

Brau Ch. A., *Modern Problems in Classical Electrodynamics.* Oxford University Press, 2004

Chantler C. T., *Theoretical Form Factor, Attenuation, and Scattering Tabulation for $Z=1-92$ from $E=1-10$ eV to $E=0.4-1.0$ MeV.* Journal of Physical and Chemical Reference Data. 1995, 24, s. 71-645

Cherry P., Duxbury A., *Practical Radiotherapy Physics and Equipment. Second Edition.* Wiley-Blackwell. 2009

Chou C. H., Li Y. C., *A Perceptually Tuned Subband Image Coder Based on the Measure of Just-Noticeable-Distortion Profile.* IEEE Transactions on Circuits and Systems for Video Technology. 1995, 5, s. 467 - 476

Cloetens P., Pateyron-Salomé M., Buffière J. Y., Peix G., Baruchel J., *Observation of microstructure and damage in materials by phase sensitive radiography and tomography.* J. Appl. Phys. 1997, 81, s. 5878 - 5886

Contillo A., Di Domenico G., Cardarelli P., Gambaccini M., Taibi A., *A novel approach to background subtraction in contrast-enhanced dual-energy digital mammography with commercially available mammography devices: Polychromaticity correction.* Med Phys. 2015, 42, s. 6641 - 6650

Cuy J. L., Mann A. B., Livi K. J., Teaford M. F., Weihs T. P., *Nanoindentation mapping of the mechanical properties of human molar tooth enamel.* Archives of Oral Biology. 2002, 47, s. 281 - 291

Del Pilar Gutierrez-Salazar M., Reyes-Gasga J., *Microhardness and Chemical Composition of Human Tooth.* Materials Research. 2003, 6, s. 367 - 373

Dentaris, *Dentaris - Piotr Malara - Specjalistyczna Praktyka Stomatologiczna.* online:

<http://www.dentaris.pl/>

[10.01.2018]

Di Chiro G., Brooks R. A., Kessler R. M., Johnston G. S., Jones E. A., Hertd J. R., Sheridan W. T., *Tissue Signatures with Dual-Energy Computed Tomography.* Radiology. 1979, 131, s. 521 - 523

Diemoz P. C., Hagen C. K., Endrizzi M., Olivo A., *Sensitivity of laboratory based implementations of edge illumination X-ray phasecontrast imaging.* Appl. Phys. Lett. 2013, 103, s. 244104-1 - 244104-5

Donnelly E. F., Price R. R., *Quantification of the effect of kVp on edge-enhancement index in phase-contrast radiography.* Med. Phys. 2002, 29/6, s. 999 - 1002

Dussault D., Hoess P., *Noise performance comparison of ICCD with CCD and EMCCD cameras.* Proceedings of the SPIE, 2004, 5563, s. 195 - 204

Euresys, *Grablink Value.* online:

<http://www.euresys.com/product/grablink-value/>

[02.05.2017]

Farman A. G., Farman T. T., *A comparison of 18 different x-ray detectors currently used in dentistry.* Oral Surgery, Oral Medicine, Oral Pathology, Oral Radiology, and Endodontology. 2005, 99, s. 485-489

Fellers T. J., Davidson M.W., *Concepts in Digital Imaging Technology Charge-Coupled Device (CCD) Linearity.* Hamamatsu Review Articles, online:
<http://hamamatsu.magnet.fsu.edu/articles/ccdlinearity.html>
[15.05.2017]

Fitzgerald R., *Phase-Sensitive X-Ray Imaging. New approaches that can detect x-ray phase shifts within soft tissues show promise for clinical and biological applications.* Physics Today. 2000, 53/7, s. 23 - 26

George A. K., *Algorithms for tomographic reconstruction: fast backprojection and cardiac computed tomography.* Rozprawa doktorska, University of Illinois at Urbana-Champaign, 2007

Gilbert P., *Iterative Methods for the Three-dimensional Reconstruction of an Object from Projections.* J. Theor. Biol. 1972, 36, s. 105-117

Graafsma H., Martin T., *Detectors for synchrotron tomography.* w *Advanced tomographic methods in materials research and engineering.* J. Banhart editor. Oxford University Press. Oxford U.K. 2008

Gruner S. M., Tate M. W., Eikenberry E. F., *Charge-coupled device area x-ray detectors.* AIP Review of Scientific Instruments. 2002, 73, s. 2815 – 2842

Gureyev T. E., Stevenson A.W., Paganin D., Mayo S.C., Pogany A., Gao D., Wilkins S.W., *Quantitative Methods in Phase-Contrast X-Ray Imaging.* Journal of Digital Imaging, 2000, 13/2, s. 121 - 126

Hamamatsu, *Open Type Microfocus X-ray Source L9191 Instruction Manual.* Hamamatsu Photonics L. K. Electron Tube Center. 2008

Hamamatsu, *X-ray Detectors.* online:
www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e09_handbook_xray_detectors.pdf
[18.01.2017]

Hart II V. P., *The Application of Tomographic Reconstruction Techniques to Ill-Conditioned Inverse Problems in Atmospheric Science and Biomedical Imaging.* Rozprawa doktorska, Utah State University, 2012

Henke B. L., Gullikson E. M., Davis J. C., *X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E=50-30000$ eV, $Z=1-92$.* Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1993, 54, s. 181-342

Hirayama H., *Lecture Note on Photon interactions and Cross Section.* KEK Internal. 2000, 2000-10, s. R1-R19

Hogue C. L., *Latin American Insects and Entomology.* University of California Press, 1993

Hornberger B., *Phase Contrast Microscopy with Soft and Hard X-rays Using a Segmented Detector.* Rozprawa doktorska, Stony Brook University, 2007

Hsieh J., *Computed Tomography: Principles, Design, Artifacts, and Recent Advance. Third Edition.* Spie Press. A Publication of SPIE – The International Society for Optical Engineering Bellingham. Washington USA. 2003

Hubbel J. H., *Review of photon interaction cross section data in the medical and biological context.* Phys. Med. Biol. 1999, 44, s. R1-R22

Hubbell J. H., Veigle W. J., Briggs E. A., Brown R. T., Cromer D. T., Howerton R. J., *Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross Sections.* J. Phys. Chem. Ref. 1975, 4, s. 471-538

ICRU, *Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement (Report 44).* International Commission on Radiation Units and Measurements. 1989, Report no. 44

I. E. C., *Medical electrical equipment: Characteristics of digital x-ray imaging devices - Part 1: Determination of the detective quantum efficiency.* International Electrotechnical Commission, Geneva, Switzerland. 2003, Report No 62220-1-1

Ingal V. N., Beliaevskaya E. A., *X-ray plane-wave topography observation of the phase contrast from a non-crystalline object.* J. Phys. D Appl. Phys. 1995, 28, s. 2314 - 2317

Jarzyna J. A., Krakowska P. I., Puskarczyk E., Wawrzyniak-Guz K., Bielecki J., Tkocz K., Tarasiuk J., Wroński S., Dohnalik M., *X-ray computed microtomography – A useful tool for petrophysical properties determination.* Computational Geosciences. 2016, 20, s. 1155 - 1167

JIAMA, *Micro Resolution Chart for X-Ray.* online:

http://www.jima.jp/content/pdf/rt_ct-02cata02.pdf

[19.05.2017]

Khari F., *Mathematics and Physics of Computed Tomography (CT): Demonstrations and Practical Examples.* Intech. 2013, 4, s. 80 - 106

Kohzu Precision, *Precision Rotation Stage.* online:

<http://www.kohzuprecision.com/products/positioning-stages/rotation-stage/motorized-rotation-stage/>

[01.05.2017]

Krawczyk N., *Badania możliwości jednoczesnego dokonywania oimiarów za pomocą tomografu Jagielonian-PET oraz tomografu komputerowego.* Rozprawa licencjacka, Uniwersytet Jagiellonski, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, 2015

Kubiaczyk A., *Określanie niepewności pomiarowych (poradnik do Laboratorium Fizyki).* Politechnika Warszawska, Wydział fizyki, online:

http://www.if.pw.edu.pl/~labfiz1p/cmsimple2_4/1instrukcje_pdf/ONP%20-%20poradnik.pdf

[25.09.2017]

Kuhls-Gilchrist A., Bednarek D. R., Rudin S., *A method for the determination of the two-dimensional MTF of digital radiography systems using only the noise response.* Proc. of SPIE. 2010, 7622, s. 76224W-1 - 76224W-9

Lekki J., Lebed S., Paszkowski M. L., Kusiak M., Vogt J., Hajduk R., Polak W., Potempa A., Stachura Z., Styczeń J., *Age determination of monazites using the new experimental chamber of the Cracow proton microprobe.* Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 2003, 210, s. 472 - 477

Lewitt R., *Reconstruction algorithms: transform methods.* Proc. IEEE. 1983, 71, s. 390 - 408

Lipp T. W., *Grafikformate.* Microsoft Press, 1997

Łasiński W., *Anatomia głowy dla stomatologów.* Państwowy Zakład Wydawnictw Lekarskich, Warszawa. 1993

Manson S. T., Cooper J. W., *Photo-Ionization in the Soft x-Ray Range: Z Dependence in a Central-Potential Model.* National Bureau of Standards, 1968, 165, s. 126 - 138

Martz H. E., Logan C. M., Schenberk D. J., Shull P. J., *X-Ray Imaging: Fundamentals, Industrial Techniques and Applications.* CRC Press Taylor and Francis Group. 2016

Mayo S. C., Stevenson A. W., Wilkins S. W., *In-Line Phase-Contrast X-ray Imaging and Tomography for Materials Science.* Materials. 2012, 5, s. 937 - 965

Mersereau R. M., *Direct Fourier transform techniques in 3-D image reconstruction.* Computers in Biology and Medicine. 1976, 6, s. 247 - 58

Michelson A., *Studies in Optics.* U. of Chicago Press. 1927

Miura K., *EMBL-CMCI course I Basics of Image Processing and Analysis ver 2.1.1.* online:
https://jgreener.chm.ulaval.ca/fileadmin/jgreener/documents/CHM_7001/Resources/CMCIBasicCourse201102Bib-1.pdf
[17.07.2017]

Moore D.S., Notz W. I., Flinger M. A., *The basic practice of statistics (6th ed.).* New York, NY: W. H. Freeman and Company. 2013

Munro P. R. T., Ignatyev K., Speller R. D., Olivo A., *Phase and absorption retrieval using incoherent X-ray sources.* PNAS. 2012, 109, s. 13922 - 13927

Munro P. R. T., Rigon L., Ignatyev K., Lopez F. C. M., Dreossi D., Speller R. D., Olivo A., *A quantitative, non-interferometric X-ray phase contrast imaging technique.* Optics Express. 2013, 21, s. 647 - 661

Murty R. C., *Effective Atomic Numbers of Heterogeneous Materials.* Nature. 1965, 207, s. 398 - 399

Nelms A. T., Oppenheim I., *Data on the Atomic Form Factor: Computation and Survey.* J. Res. Natl. Bur. Stds. 1955, 55, s. 53 - 62

Nowicka K., Wiecheć A., Błażejczak M., *Biocompatibility Study of Polylactide Composites with Iron Oxide Nanoparticles.* 27th European Conference on Biomaterials, Krakow, Poland, 30th August - 3rd September 2015

Octopus, *Octopus Reconstruction User Manual*. Octopus, version: 8.8.0, 2014

Oliveira E. F., Melo S. B., Dantas C. C., Daniel A. A., Vasconcelos D. A. A., Luís F., Cadiz L. F., *Comparison among tomographic reconstruction algorithms with a limited data*. International Nuclear Atlantic Conference - INAC 2011, Belo Horizonte, 2011

Olivo A., Arfelli G., Cantatore G., Longo R., *An innovative digital imaging set-up allowing a low-dose approach to phase contrast applications in the medical field*. Med Phys. 2001, 28, s. 1610 - 1619

Olivo A., Bohndiek S. E., Griffiths J. A., Konstantinidis A., Speller R. D., *A non-free-space propagation x-ray phase contrast imaging method sensitive to phase effects in two directions simultaneously*. Appl. Phys. Lett. 2009, 94, s. 044108-1 - 044108-3

Olivo A., Speller R., *A coded-aperture technique allowing x-ray phase contrast imaging with conventional sources*. Appl. Phys. Lett. 2007, 91, s. 074106-1 - 074106-3

Pan Y., Wu M., Su Q., *Tailored photoluminescence of YAG:Ce phosphor through various methods*. Journal of Physics and Chemistry of Solids. 2004, 65, s. 845–850

Peli E., *Contrast in Complex Images*. Journal of the Optical Society of America A. 1990, 7, s. 2032 - 2040

Peterson J. E., Paulsson B. N., McEvelly T. V., *Applications of algebraic reconstruction techniques to crosshole seismic data*. Geophysics. 1985, 50, s. 1566-1580

Pfeiffer F., Weitkamp T., Bunk O., David C., *Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources*. Nature Physics. 2006, 2, s. 258 - 261

Photometrics, *Imaging Topics & Tools*. online:

<https://www.photometrics.com/resources/imaging-topics-tools>
[14.05.2017]

Photonic Science, *Very High Resolution X-ray camera*. online:

<http://www.photonic-science.co.uk/products/XRAY-cameras-detectors.html#>
[02.05.2017]

Photonic Science, *X-Ray Very High Resolution Fast Digital Imager - 70 mm X-Ray VHR - User Manual*. Photonic Science, 2006

PI Motion Positioning, *M-110 • M-111 • M-112 Compact Micro-Translation Stage*. online:

<https://www.physikinstrumente.com/en/products/linear-stages-and-actuators/stages-with-motor-screw-drives/m-110-m-111-m-112-compact-micro-translation-stage-701650/>
[22.02.2017]

PubChem, *Open Chemistry Database*. online:

<https://pubchem.ncbi.nlm.nih.gov/>
[22.09.2017]

Radon J., *On the Determination of Functions From Their Integral Values Along Certain Manifolds*. IEEE Transactions on Medical Imaging. 1986, 5, s. 170-176

- Renishaw**, TONiC™ T20x1 RESM angle encoder system. online:
<http://resources.renishaw.com/en/download/installation-guide-tonic-t20x1-resm-angle-encoder-system--88893>
[02.05.2017]
- Rong J. Y., Fu G. T., Wei C. F., Sun C. L., Wei L.**, *Measurement of spatial resolution of the micro-CT system*. Chinese Physics C (HEP & NP). 2010, 34, s. 412 - 416
- Rundquist A., Durfee III C. G., Chang Z., Herne C., Backus S., Murnane M. M., Kapteyn H. C.**, *Phase-Matched Generation of Coherent Soft X-rays*. Science. 1998, 280, s. 1412-1415
- Schmidt J. O., Blum M. S., Overall W. L.**, *Hemolytic activities of stinging insect venoms*. Arch. Insect Biochem. Physiol. 1984, 1, s. 155–160
- Shovkun V.Ya., Kumakhov M.A.**, *Phase contrast imaging with micro focus X-ray tube*. Proc. of SPIE. 2006, 5943, s. 594315-1 - 594315-12
- Sidky E. Y., Anastasio M. A., Pan X.**, *Image reconstruction exploiting object sparsity in boundaryenhanced X-ray phase-contrast tomography*. Optics Express. 2010, 10, s. 10404 – 10422
- Siewerdsen J. H., Jaffray D. A.**, *Optimization of x-ray imaging geometry with specific application to flat-panel cone-beam computed tomography*. Med. Phys. 2000, 27, s. 1903 - 1914
- Smith S. W.**, *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing*. Second Edition. California Technical Publishing San Diego, California. 1999
- Spanne P., Raven C., Snigireva I., Snigirev A.**, *In-line holography and phase-contrast microtomography with high energy x-rays*. Phys Med Biol. 1999, 44, s. 741 - 749
- Splinter R., Hooper B. A.**, *An Introduction to Biomedical Optics*. CRC Press. USA. 2006
- Standa Motorized Vertical Translation Stage**, online:
http://www.standa.lt/products/catalog/motorised_positioners?item=70
[20.02.2017]
- Stark H., Woods J., Paul I., Hingorani R.**, *Direct Fourier reconstruction in computer tomography*. IEEE Trans. Acoust. Sp. Sig. Proc. 1981, 29, s. 237 - 44.
- Strzalkowski A.**, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, 1978
- Surówka A. D.**, *Development of analytical approaches for molecular and fully quantitative elemental micro-imaging of brain tissue with X-ray and infrared radiation*. Rozprawa doktorska, AGH University of Science and Technology, Kraków, 2016
- Suzuki Y., Yagi N., Uesugi K.**, *X-ray refraction-enhanced imaging and a method for phase retrieval for a simple object*. Journal of Synchrotron Radiation. 2002, 9, s. 160 - 165
- Thomas M. E.**, *Optical Propagation in Linear Media: Atmospheric Gases and Particles, Solid-State Components, and Water*. Oxford University Press. 2006

Thompson A., Attwood D., Gullikson E., Howells M., Kim K., Kirz A., Kortright J., Lindau I., Liu Y., Pianetta P., Robinson A., Scofield J., Underwood J., Williams G., Winnick H., *X-Ray Data Booklet*. Lawrence Barkley National Laboratory. 2009, 3

Tkocz K., Bożek S., Bielecki J., Lekki J., Kwiatek W. M., *The description of algorithms for analysis fluorescence microscopy images*. Raport IFJ PAN. 2017, Raport Nr 2099/AP

Van Grieken R. E., Markowicz A. A., *Handbook of X-Ray Spectrometry. Second Edition Revised and Expanded*. CRC Press. USA. 2001

Weitkamp T., Rau C., Snigirev A., Brenner B., Gunzler T., Kuhlmann M., Schroer C., *In-line phase contrast in synchrotron-radiation microradiography and tomography*. Proceedings of the SPIE. 2002, s. 92 - 102.

Wilkins S. W., Gureyev T. E., Gao A., Pogany A., Stevenson A. W., *Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays*. Nature. 1996, 384, s. 335 – 338

Willis J. W., Miller T. R., *Volume Rendering in Three-Dimensional Display of SPECT Images*. J Nucl Med. 1990, 31, s. 1421-1430

Yasar Iscan M., Steyn M., *The Human Skeleton In Forensic Medicine. Third Edition*. Charles C. Thomas Publisher. 2014

Zhou T., *Low-dose phase-contrast X-ray imaging: a comparison of two methods*. Rozprawa magisterska, Royal Institute of technology, Stockholm, 2012