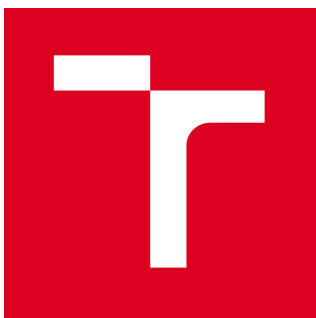




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**VYUŽITÍ FÁZOVÉHO KONTRASTU V RENTGENOVÉ
POČÍTAČOVÉ TOMOGRAFII**

UTILISATION OF PHASE CONTRAST IN X-RAY COMPUTED TOMOGRAPHY

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Dominika Kalasová

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Tomáš Zikmund, Ph.D.

BRNO 2016

Zadání diplomové práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Studentka: **Bc. Dominika Kalasová**
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Vedoucí práce: **Ing. Tomáš Zikmund, Ph.D.**
Akademický rok: 2015/16

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Využití fázového kontrastu v rentgenové počítačové tomografii

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Absorpční rentgenová počítačová tomografie (CT) je nyní úspěšně využívaná technika pro nedestruktivní charakterizaci vnitřní struktury materiálu jak v průmyslu, tak i ve vědě. Využívá poklesu intenzity záření při průchodu měřeným objektem. Záření však během interakce s objektem mění také svou fázi. Je-li záření dostatečně koherentní, lze různými metodami získat informaci o fázovém kontrastu vzorku. Fázový kontrast může zvýšit viditelnost malých struktur a materiálů s nepatrně odlišnými absorpčními vlastnostmi.

Zobrazení fázového kontrastu bylo dříve doménou pouze systémů využívajících synchrotronové záření. S vývojem rentgenových trubíc a detektorů se tato technika přesouvá i na laboratorní zařízení. Proto je studium fázového kontrastu na laboratorních mikro a nano CT systémech velmi aktuálním tématem.

Cíle diplomové práce:

- seznámit se s možnostmi využití fázového kontrastu v rentgenové tomografii
- popsat metodu fázového kontrastu založenou na volném šíření záření
- aplikovat a experimentálně ověřit tuto metodu na datech ze stanic Rigaku nano3DX a GE phoenix v|tome|x L240
- zhodnotit možnosti zobrazení fázového kontrastu v použitých zařízeních

Seznam literatury:

- Baruchel, J. (2000): X-ray tomography in material science. Hermes Science, Paris.
- Grangeat, P. (2009): Tomography. ISTE [u. a.], London.

Kastner, J., Plank, B., Requena, G. (2012): Non-destructive characterisation of polymers and Al-alloys by polychromatic cone-beam phase contrast tomography. Material characterization, vol. 64, pp. 79-87.

Stock, S. R. (2009): Microcomputed tomography: methodology and applications. CRC Press, Boca Raton.

Weitkamp, T., Haas, D., Wegrzynek D. and Rack, A. (2011): ANKAphase: software for single-distance phase retrieval from inline X-ray phase-contrast radiographs. Journal of Synchrotron Radiation, vol. 18, pp. 617-629, DOI: 10.1107/S0909049511002895

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2015/16

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Rentgenová počítačová tomografie umožňuje nedestruktivní 3D zobrazování vnitřní struktury objektů, je však omezena absorpčními vlastnostmi látek. Zobrazování ve fázovém kontrastu umožňuje pozorování vzorků s nízkou absorpcí nebo částí, jež mají absorpci velmi podobnou. Kvůli požadavkům na prostorovou koherenci záření bylo zobrazování ve fázovém kontrastu dlouhou dobu omezeno na synchrotronové zdroje nebo na speciální techniky. S rozvojem techniky je dnes možné použití těchto metod i na laboratorních zdrojích. Tato práce podává základní přehled dnes používaných metod zobrazování ve fázovém kontrastu s důrazem na metodu volného šíření záření. Ukazuje příklady použití této metody a aplikaci tzv. *phase retrieval* algoritmu na datech z tomografických systémů RIGAKU Nano3DX a GE phoenix v|tome|x L240 v Laboratoři rentgenové mikro a nanotomografie CEITEC VUT.

Summary

X-ray computed tomography is a nondestructive method for 3D imaging of inner structure of objects; it is, however, restricted by absorption properties of materials. With phase contrast imaging, observation of samples with low absorption or with parts with similar absorption becomes possible. For a long time, phase contrast imaging has been restricted to synchrotron radiation sources or special techniques due to requirement of spatial coherence of radiation. Along with recent development of X-ray micro and nanofocus tubes and X-ray detectors a phase contrast imaging becomes available also with laboratory sources. In this work an overview of phase contrast imaging methods is given, with an emphasis on propagation based method. Examples of this method and application of phase retrieval algorithm on samples from RIGAKU Nano3DX and GE phoenix v|tome|x L240 stations within Laboratory of X-ray micro and nanotomography CEITEC BUT are shown.

Klíčová slova

počítačová tomografie, fázový kontrast, rentgenový fázový kontrast, získání fáze

Keywords

computed tomography, X-ray phase contrast, phase contrast tomography, phase retrieval

KALASOVÁ, Dominika. *Využití fázového kontrastu v rentgenové počítačové tomografii*. Brno, 2016. 56 s. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce Tomáš ZIKMUND.

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci Využití fázového kontrastu v rentgenové počítačové tomografii vypracovala samostatně pod vedením Ing. Tomáše Zikmunda, Ph.D., s použitím materiálů uvedených v seznamu literatury.

Bc. Dominika Kalasová

Chtěla bych poděkovat vedoucímu práce Ing. Tomáši Zikmundovi, Ph.D., za cenné rady a připomínky při vypracovávání práce. Svým spolužákům, kamarádům a rodině za pochopení a podporu. Všem, kteří mi s tvorbou práce pomáhali. Zvláštní dík patří Tomáši Pikálkovi za technickou podporu a typografické úpravy, Michalu Nožičkovi za trpělivé vysvětlování a Kristíně Nešporové za jazykovou korekturu.

Bc. Dominika Kalasová

Obsah

Úvod	1
1. Počítačová tomografie	3
1.1. Zdroje rentgenového záření	3
1.2. Interakce rentgenového záření s látkou	5
1.2.1. Lineární koeficient absorpce	5
1.2.2. Index lomu v rentgenové oblasti	7
1.3. Detekce rentgenového záření	10
1.4. Rekonstrukce obrazu	10
1.4.1. Filtrovaná zpětná projekce	10
1.5. Databáze vlastností materiálů v rtg oblasti	14
2. Zobrazování ve fázovém kontrastu	15
2.1. Koherence záření	15
2.2. Metody zobrazování	16
2.2.1. Volné šíření záření	16
2.2.2. Zařazení analyzáru	23
2.2.3. Mřížková (diferenční) interferometrie	23
2.2.4. Rentgenová interferometrie	25
3. Experimentální část	27
3.1. Přístroje	27
3.2. Porovnávání obrazů	29
3.2.1. Metody	29
3.2.2. Použité programy	30
3.3. Měření	31
3.3.1. Polyethylen s uhlíkovými vlákny	31
3.3.2. Srdce	37
3.3.3. Polyesterová vlákna	43
Závěr	45
Literatura	47
Seznam použitých zkratk a symbolů	53

Úvod

Rentgenová počítačová tomografie (CT), resp. mikrotomografie (μ CT) je dnes běžně používanou metodou pro nedestruktivní studium vnitřní struktury materiálů. Uplatnění nalézá jak v průmyslu, tak ve vědeckých aplikacích. Informace o vzorku jsou získávány měřením poklesu intenzity rentgenového záření při průchodu vzorkem.

Tato technika není dostatečná pro zobrazení vzorku vykazujícího malou absorpci nebo při pozorování struktur, které mají absorpci velmi podobnou. Takovými vzorky jsou například biologické materiály, měkké tkáně, uhlíkové kompozity, polymery aj. Záření vzorkem sice projde s nezměněnou nebo pro různá místa obdobnou intenzitou, nicméně dojde i ke změně jeho fáze. Fázi nelze detekovat přímo, neboť detektor zaznamenává intenzitu záření, tedy kvadrát amplitudy vlnění. Proto byly vyvinuty metody zobrazování ve fázovém kontrastu, které umožní zobrazit buď přímo fázi, nebo změnu fáze způsobenou průchodem záření přes objekt. Pozorování ve fázovém kontrastu může přinést nové informace nebo snadněji segmentovatelná data [1, 2].

Podmínkou pro pozorování ve fázovém kontrastu je dostatečná koherence rentgenového záření. Vysoce koherentním zdrojem jsou synchrotrony. Mnoho uživatelů tomografických systémů využívajících jako zdroj synchrotronové záření provádí pozorování ve fázovém kontrastu [3–8]. Nevýhodou měření na synchrotronu zpravidla bývá obtížná dostupnost (nutnost podávání návrhů na měření v rámci projektů, vzdálenost synchrotronu od vědeckého pracoviště) a omezený měřicí čas.

S rozvojem techniky μ CT zařízení se možnost pozorování ve fázovém kontrastu dostala i k laboratorním zdrojům [2, 9–11]. Spolu s tím je snaha zachytit co nejmenší detaily nebo struktury, tedy mít co nejmenší velikost voxelu [12].

V rámci Laboratoře rentgenové mikro a nanotomografie CEITEC VUT¹ bylo v roce 2014 nainstalováno unikátní zařízení RIGAKU Nano3DX, které umožňuje dosáhnout velikosti voxelu až $0,27\mu\text{m}$. Jeho geometrické uspořádání a malá velikost stopy umožňuje pozorování ve fázovém kontrastu.

Cíli této práce jsou seznámení se s možnostmi využití fázového kontrastu v μ CT a experimentální ověření metody volného šíření záření v rámci Laboratoře rentgenové počítačové mikro a nanotomografie CEITEC VUT.

První kapitola této práce obsahuje obecný úvod k tomografii, v němž mimo jiné představuje veličiny důležité pro fázový kontrast. Druhá kapitola podává přehled o metodách zobrazování ve fázovém kontrastu spolu s podmínkami, za kterých lze takové zobrazování provádět. Podrobněji je vysvětlena metoda volného šíření záření. Ve třetí kapitole jsou ukázány příklady pozorování ve fázovém kontrastu na stanicích GE phoenix v|tome|x L240 a RIGAKU Nano3DX.

¹Středoevropský technologický institut – Vysoké učení technické v Brně

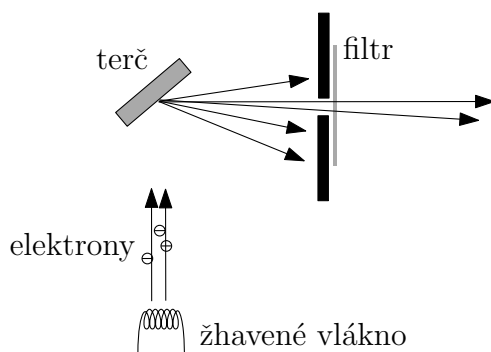
1. Počítačová tomografie

Základním principem počítačové tomografie je prozáření sledovaného objektu rentgenovým zářením, přičemž je zaznamenáván poměr prošlé a původní intenzity. Takovéto snímky jsou vytvořeny ze všech úhlů natočení předmětu od 0° do 180° nebo 360° . Ze získaných projekcí pomocí matematických metod je rekonstruován řez [13]. V této kapitole budou podrobněji rozepsány jednotlivé kroky s důrazem na interakci záření s látkou a zpracování obrazu.

1.1. Zdroje rentgenového záření

Rentgenové (rtg) záření je elektromagnetické záření o frekvencích 30 PHz–30 EHz, což odpovídá vlnovým délkám 10 pm–10 nm a energiím 100 eV–100 keV. Obecně může vznikat při pohybu nabitých částic s nenulovým zrychlením nebo při přeskocích elektronů mezi atomovými slupkami [13].

Zdroj používaný v μ CT laboratořích je schematicky nakreslen na obr. 1.1. Elektrony jsou emitovány ze žhaveného vlákna (nejčastěji wolframového) a urychlovány potenciálovým rozdílem na kovový terč (nejčastěji Cu, Mo, Ag nebo W). Používané urychlovací napětí se nejčastěji pohybuje mezi 30 kV–450 kV [13].

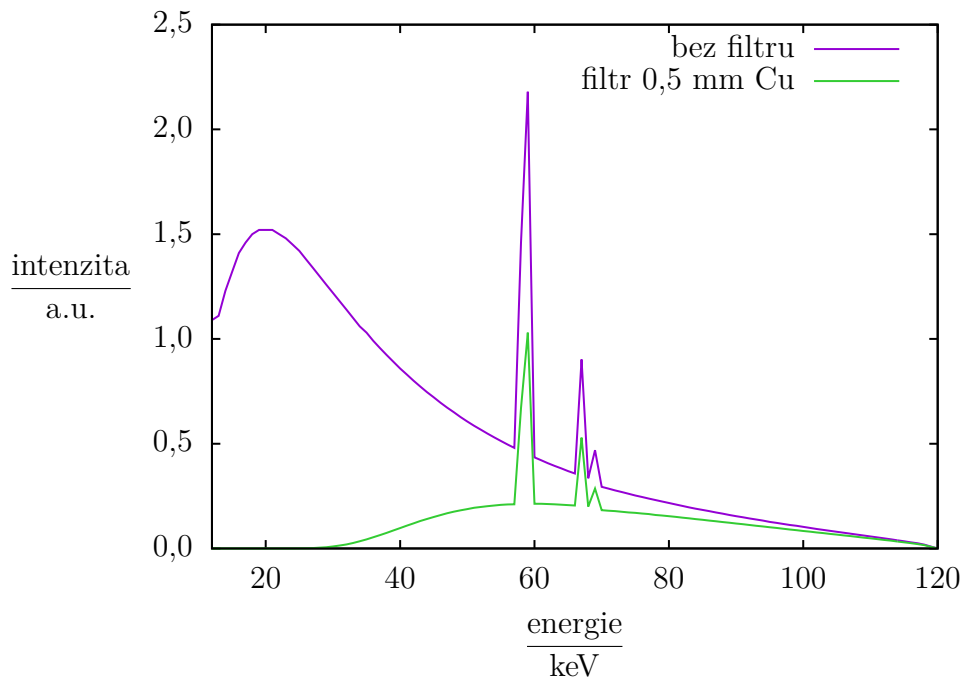


Obrázek 1.1: Zdroj rentgenového záření používaný v laboratorních μ CT, podle [14, s. 10].

Elektrony po dopadu na terč interagují s materiálem terče. Většina (pro typickou trubici přes 99 %) jejich energie je disipována ionizací atomů nebo vystřelením elektronů z atomů pryč, což se nakonec projeví jako teplo [16, s. 183]. Malá část energie se přemění na rentgenové záření, jehož spektrum se skládá z brzdného a charakteristického záření. Na obr. 1.2 je rentgenové spektrum wolframového terče emitované elektrony dopadajícími s energií 120 keV.

Pohybuje-li se urychlený elektron v blízkosti jádra, je jeho polem zpomalován a vyzařuje tzv. brzdné záření [17, s. 460]. Brzdné záření tvoří spojité spektrum energií, které je ukončeno hodnotou energie, kterou elektron vyzáří při přímé srážce s jádrem. Nízké

1. POČÍTAČOVÁ TOMOGRAFIE



Obrázek 1.2: Intenzita záření rentgenového zdroje s wolframovou anodou pro dopadající elektrony s energií 120 keV, bez a s použitím filtru. Spektrum vygenerováno programem SpecCalc [15].

energie bývají obvykle odfiltrovány filtry umístěnými za výstup z trubice (na obr. 1.2 je uvedeno spektrum filtrované Cu filtrem tloušťky 0,5 mm). Celková intenzita I brzděného záření způsobeného částicí s hmotností m a nábojem Ne dopadající na terč (N je přirozený násobek elementárního náboje e), jehož atomová jádra mají náboj Ze , kde Z je protonové číslo, je úměrná [16, s. 35]

$$I \sim \frac{Z^2 N^4 e^6}{m^2}.$$

Tato rovnice ukazuje, že účinnost vzniku brzděného záření se zvyšuje se zvyšujícím se protonovým číslem materiálu terče.

Vrcholy v brzděném záření na obr. 1.2 jsou tvořeny charakteristickým spektrem materiálu terče [16, s. 36]. To vzniká, když dopadající elektron vyrazí elektron z vnitřních slupek atomů (značených K, L, M, ...). Toto volné místo je zaplněno elektronem z vyšších energetických slupek. Při přechodu elektronu mezi slupkami se uvolní energie ve formě rentgenového záření odpovídající energetickému rozdílu hladin. Tyto energie jsou typické pro každý atom. Například pro wolfram jsou vazebné energie K, L M slupek rovny po řadě 70 keV, 11 keV, 3 keV. Je-li elektron z K-slupky uvolněn a jeho místo obsazeno elektronem z L-slupky, uvolní se foton s energií 59 keV. Na obr. 1.2 lze pozorovat první vrchol na této hodnotě.

Dalším používaným zdrojem je synchrotron. Elektrony jsou nejprve urychleny lineárním urychlovačem pomocí elektrického pole a poté dále v kruhovém urychlovači, ve kterém jsou na svojí dráze udržovány magnetickým polem. Elektrické a magnetické pole je synchronizováno s pohybem částic tak, aby se urychlily na rychlosti blízké rychlosti světla. Tyto vysokoenergetické částice v místech, kde je jejich trajektorie zakřívována magnetickým polem, vyzařují elektromagnetické záření o vysokých frekvencích. Oproti laboratorním zdrojům dokáže poskytnout záření s vyšší intenzitou a (v jistém rozmezí) lze libovolně

měnit jeho frekvenci, která není závislá na použitém kovu [13]. Záření je mnohem více koherentní (viz sekce 2.1), na tomografických stanicích využívajících synchrotronové záření lze tedy velmi dobře pozorovat ve fázovém kontrastu.

1.2. Interakce rentgenového záření s látkou

1.2.1. Lineární koeficient absorpce

Pro monochromatické záření o intenzitě I_0 je intenzita I záření prošlého homogenním materiálem o tloušťce x rovna

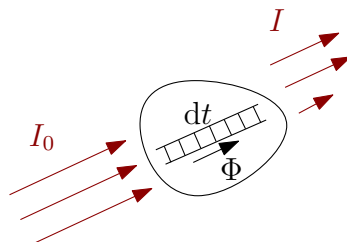
$$I = I_0 \exp(-\mu x),$$

kde μ je lineární koeficient absorpce. Tomuto vztahu se říká Lambertův–Beerův zákon. Dále je definován hmotnostní absorpční koeficient jako $\mu_{\text{mass}} = \mu/\varrho$, kde ϱ je hustota dané látky.

Koeficient μ se obecně může měnit s polohou. Pohybuje-li se paprsek podél přímky Φ (obr. 1.3), pak je μ dán integrálem

$$\mu = \int_{\Phi} m_a dt,$$

kde m_a je absorbance materiálu na jednotku délky trajektorie paprsku v materiálu.¹



Obrázek 1.3: Příspěvek každého voxelu (objemového elementu o rozměru dt ve směru přímky Φ) k celkovému μ , podle [13].

Pro monochromatický, resp. polychromatický, svazek fotonů o různých energiích E bude prošlá intenzita dána jako

$$I = I_0 \exp\left(-\int_{\Phi} \mu dt\right), \quad \text{resp.} \quad I = \int_E j_0(E) \exp\left(-\int_{\Phi} \mu(E) dt\right) dE, \quad (1.1)$$

kde $j_0(E)$ je spektrální hustota intenzity svazku před vstupem do materiálu. Úpravou předchozích vztahů pro monochromatický svazek lze získat vztah

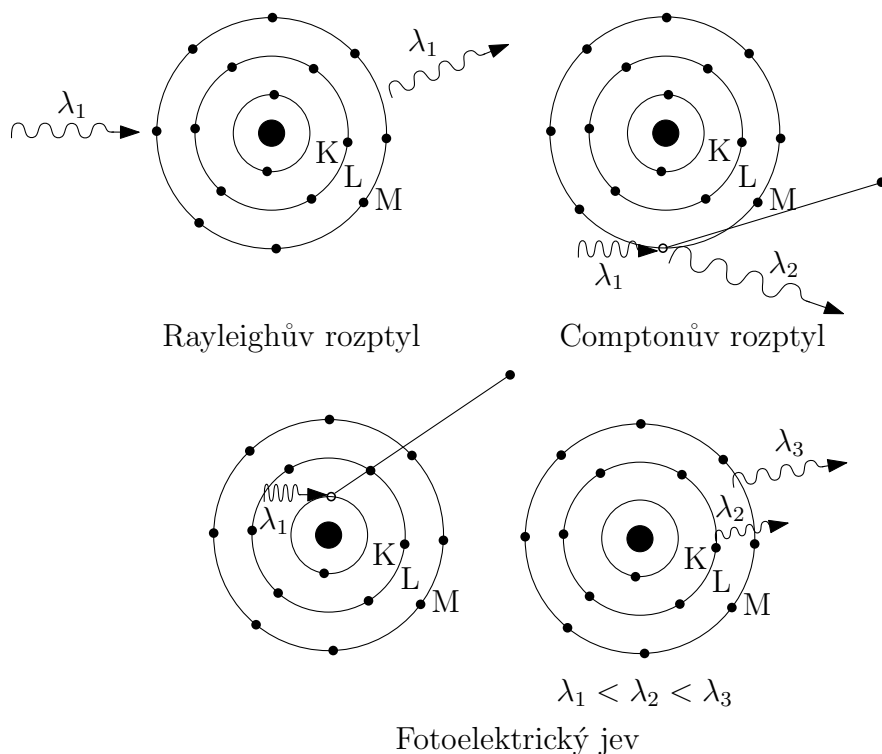
$$\mu = \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \equiv p_s(\Phi), \quad (1.2)$$

kde funkce p_s je závislá na trajektorii Φ paprsku v materiálu. Nalézt funkci p_s je hlavním problémem počítačové tomografie, protože tomograf měří právě poměr I/I_0 v různých pozicích předmětu i paprsku, tedy pro různé přímky Φ [13].

¹Zápisem $\int_{\Phi} f dt$ se rozumí křivkový integrál z funkce f podél křivky Φ .

1. POČÍTAČOVÁ TOMOGRAFIE

Ke koeficientu absorpce přispívá v rentgenové až gama oblasti energií (desítky eV až MeV) několik fyzikálních mechanismů (obr. 1.4).



Obrázek 1.4: Interakce elektromagnetického záření s hmotou, podle [18, s. 37–41].

Koherentní, Rayleighův rozptyl

Elektrické pole fotonů dopadajících na atom nese energii, která způsobí oscilaci všech elektronů v atomu [18, s. 37]. Elektronový obal ihned tuto energii vyzáří ve formě fotonu se stejnou energií, jako měl dopadající foton, v jiném směru (obr. 1.4 Rayleighův rozptyl). Během interakce nedochází k odtržení elektronů, tedy k ionizaci atomu. Úhel, o který se trajektorie fotonu vychýlí, roste s energií fotonu. Pravděpodobnost výskytu procesu je nízká, v měkkých tkáních nastává v méně než 5 % interakcí nad 70 keV a ve 12 % pro 30 keV [18, s. 37].

Nekoherentní, Comptonův rozptyl

Jedná se o nepružný rozptyl fotonů na elektronech ve vnějších, nejčastěji valenčních, slupkách atomů [18, s. 38]. Po srážce s elektronem mu foton předá část své kinetické energie a udělí mu tím hybnost ve směru jiném, než se původně pohyboval. V důsledku zákona zachování hybnosti a energie se foton rozptýlí v jiném směru a s menší energií než původní foton (obr. 1.4 Comptonův rozptyl).

Limitním případem tohoto rozptylu pro nízké energie je situace, kdy rozptýlený foton má stejnou energii jako dopadající foton. Tento rozptyl se nazývá Thomsonův.

Fotoelektrický jev

Při tomto jevu je všechna energie dopadajícího fotonu absorbována elektronem, který je vystřelen z atomu ven (obr. 1.4 Fotoelektrický jev). Aby k tomu mohlo dojít, dopadající foton musí mít energii rovnou minimálně vazební energii daného elektronu. Na uvolněné místo

1.2. INTERAKCE RENTGENOVÉHO ZÁŘENÍ S LÁTKOU

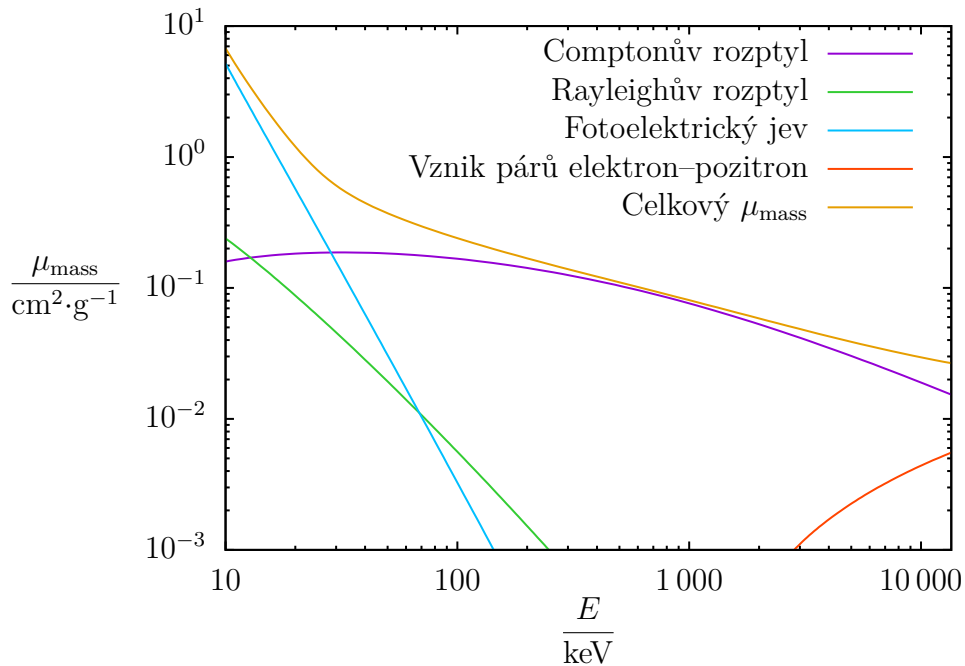
se dostanou elektrony z vyšších energetických hladin za současného uvolnění Augerových elektronů nebo vyzáření rentgenového záření o energii odpovídající rozdílu energetických hladin. Tyto energie jsou typické pro každý prvek a jsou původci charakteristických píků v emisním spektru příslušného prvku.

Pravděpodobnost fotoelektrického jevu na jednotku hmotnosti je přibližně úměrná Z^3/E^3 [18, s. 40]. Roste tedy s rostoucím protonovým číslem a klesající energií fotonů. K vystřelení elektronu však nemůže dojít, pokud je energie fotonu menší než vazebná energie elektronu, potom pravděpodobnost jevu velice rychle klesne.

Tvorba párů elektron–pozitron

Pro velmi vysoké energie může dojít k vytvoření páru elektron–pozitron [18, s. 44]. Dopadající záření interaguje s elektrickým polem jádra atomu a jeho energie se využije na tvorbu páru. Klidová energie elektronu je 0,511 MeV, minimální energie fotonu pro vznik páru je dvojnásobek, tedy 1,02 MeV. Zbylá energie fotonu je disipována na kinetickou energii elektronů v atomu. Elektrony a pozitrony ztrácí svou kinetickou energii excitací a ionizací. Když pozitron ztratí všechnu svou kinetickou energii, anihiluje s elektronem za vzniku dvou fotonů o energii 0,511 MeV s opačnými směry pohybu. V rozsahu energií používaných v μ CT se páry elektron–pozitron netvoří.

Pro různé energie mají jevy odlišnou pravděpodobnost výskytu. Graf na obr. 1.5 ukazuje příspěvky jednotlivých jevů ke hmotnostnímu koeficientu absorpce pro různé energie.



Obrázek 1.5: Příspěvky jednotlivých jevů ke hmotnostnímu koeficientu absorpce pro různé energie pro měkkou tkáň ($Z \approx 7$), podle [18, s. 45].

1.2.2. Index lomu v rentgenové oblasti

Chování materiálu při průchodu rtg záření lze popsat komplexním indexem lomu

$$n = 1 - \delta + i\beta. \quad (1.3)$$

1. POČÍTAČOVÁ TOMOGRAFIE

Imaginární část β určuje útlum vlny a souvisí s lineárním absorpčním koeficientem diskutovaným v sekci 1.2.1 vztahem [1, s. 30]

$$\mu = \frac{4\pi}{\lambda}\beta, \quad (1.4)$$

kde λ je vlnová délka záření.

Koeficient δ v reálné části je snížení indexu lomu, angl. *index refraction decrement*, které určuje fázový posun vlny oproti vlně šířící se ve vakuu. K tomuto koeficientu přispívá koherentní Thompsonův rozptyl, kdy rozptýlený foton má stejnou energii jako dopadající foton [1, s. 30]. Při takovém rozptylu bude fáze záření prošlého předmětem jiná, než kdyby k rozptylu nedošlo. Při každém dalším rozptylu se tento rozdíl zvětší. Fázová rychlost záření v předmětu bude větší než rychlost šíření ve vakuu c , což povede ke změně indexu lomu.

V mikroskopickém pohledu lze index lomu v rentgenové oblasti popsat následujícím způsobem. V klasické teorii disperze jsou atomy modelovány dipóly. Index lomu lze potom vyjádřit jako

$$n = 1 - \frac{N\lambda^2 e^2}{2\pi m c^2} f(\lambda) = 1 - \frac{2\pi N e^2}{m\omega^2} f(\omega), \quad (1.5)$$

kde N je počet atomů, c je rychlost světla, ω je úhlová frekvence vlnění a $f(\lambda)$, $f(\omega)$ je atomový rozptylový faktor [19, s. 93, 20, s. 45]. Ten je komplexní veličinou $f(\omega) = f_1(\omega) + i f_2(\omega)$, která udává poměr amplitudy záření rozptýleného atomem A a amplitudy záření rozptýleného elektronem za stejných podmínek A_0 :

$$A(\xi, \omega) = - \left[A_0 \frac{r_0}{r} P(\xi) \right] f(\omega),$$

kde $r_0 = e^2/mc^2 = 2,8 \text{ fm}$ je klasický poloměr elektronu, r je vzdálenost bodu pozorování od místa rozptylu, ξ je úhel rozptylu a $P(\xi)$ je polarizační faktor, který je roven 1 pro dopadající vektor elektrické intenzity kolmý k rovině rozptylu a $\cos \xi$ pro dopadající vektor elektrické intenzity v rovině rozptylu.

Dosazením komplexního vyjádření $f(\omega)$ do rovnice 1.5 a porovnáním s rovnicí 1.3 lze vyjádřit δ a β [19, s. 137]:

$$\delta = \frac{2\pi N e^2}{m\omega} f_1(\omega), \quad \beta = - \frac{2\pi N e^2}{m\omega} f_2(\omega). \quad (1.6)$$

Pro malé rozptylové úhly a pro velké vlnové délky ve srovnání s rozměry atomu je atomový rozptylový faktor nezávislý na úhlu rozptylu [19, s. 149]. Tento limitní stav je možno vyjádřit jako $f_1(0) + i f_2(0)$. Obecnější vyjádření atomového rozptylového faktoru pro všechny rozptylové úhly a pro velké vlnové délky ve srovnání s rozměry atomu, tedy pro frekvence mnohem větší než vlastní frekvence atomů, lze psát $f_1(0) + \Delta f_0(\xi) + i f_2(0)$, kde $\Delta f_0(\xi)$ je úhlově závislá korekce významná v blízkosti absorpčních hran. Pro frekvence vzdálené od vlastních frekvencí přibližně platí $f_1(0) \approx Z$ [19, s. 145].

Je-li možno zanedbat disperzní korekci, lze δ pro homogenní materiál vyjádřit z rovnice 1.6 jako [19, s. 54]

$$\delta \approx \frac{r_0}{2\pi m_H} \frac{Z}{A} \varrho \lambda^2 = 2,72 \cdot 10^{10} \frac{Z}{A} \varrho \lambda^2,$$

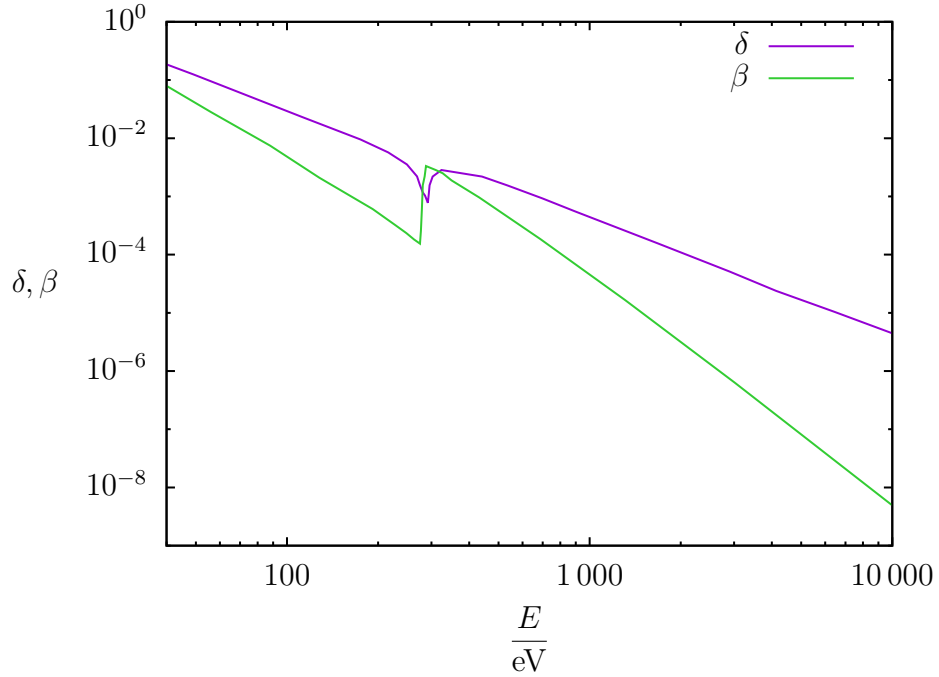
kde m_H je hmotnost vodíku, A_m je atomová hmotnost rozptylujícího atomu a ϱ je hustota. Pro velké množství prvků je poměr $Z/A \approx 1/2$, δ lze tedy odhadnout vztahem [1, s. 31]

$$\delta \approx 1,31 \cdot 10^{-6} \varrho \lambda^2,$$

1.2. INTERAKCE RENTGENOVÉHO ZÁŘENÍ S LÁTKOU

kde ϱ je v $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ a λ je v $\text{\AA}$.

Hodnoty $f_1(\omega)$, $f_2(\omega)$ jsou tabelovány v [21]. Hodnoty δ , resp. β se pro rentgenové záření pro lehké materiály pohybují v řádech 10^{-5} – 10^{-6} , resp. 10^{-8} – 10^{-9} a jsou závislé na materiálovém složení a energii použitého záření [1, s. 31]. Na obr. 1.6 je závislost δ , β na energii použitého rentgenového záření pro uhlík ($\varrho = 2,2 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$). „Skok“ uprostřed je způsoben K-absorpční hranou uhlíku na energii 284 eV [22]. Pro uvedené energie daleko od absorpčních hran poměr δ/β , který zároveň vyjadřuje míru projevu fázového kontrastu [1, s. 31], roste s energií rtg záření.



Obrázek 1.6: Závislost δ , β na energii rentgenového záření pro uhlík ($\varrho = 2,2 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$), podle [23].

Vlna $\sqrt{I_0} \exp(ikz)$ šířící se ve směru osy z má těsně po průchodu vzorkem umístěným v $z = 0$ změněnou jak amplitudu A , tak fázi φ (šíření vlny materiálem je obvykle zanedbáváno) [24]:

$$\psi(x, y, z = 0) = \sqrt{I_0} \exp(i\varphi(x, y) - \tilde{\mu}(x, y)/2),$$

kde $\tilde{\mu} = -\int_{\Phi} \mu dt$ v rovnici 1.1 pro přímkou rovnoběžnou s osou z . Intenzita vlny je dána druhou mocninou vlnové funkce:

$$I = |\psi|^2 = I_0 \exp(-\tilde{\mu}),$$

což je Lambertův-Beerův zákon představený v části 1.2.1.

Výraz $T \equiv \exp(i\varphi(x, y) - \tilde{\mu}(x, y)/2)$ je funkce propustnosti a vyjadřuje poměr amplitud prošlé a dopadající vlny. Tato funkce souvisí s indexem lomu vztahem

$$T(x, y) = A(x, y) \exp(i\varphi(x, y)),$$

kde amplituda je rovna

$$A(x, y) = \exp(-B(x, y)), \quad B(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \beta(x, y, z) dz$$

1. POČÍTAČOVÁ TOMOGRAFIE

a fáze

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} [1 - \delta(x, y, z)] dz = \varphi_0 - \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x, y, z) dz,$$

kde φ_0 je fázový posun vlny, který by získala, kdyby tam žádný předmět nebyl. Pro homogenní materiál ($\delta = \text{konst.}$) platí přímá úměrnost mezi změnou fáze záření a tloušťkou předmětu $t(x, y)$:

$$\varphi(x, y) - \varphi_0 = -\frac{2\pi\delta}{\lambda} t(x, y). \quad (1.7)$$

1.3. Detekce rentgenového záření

Industriální tomografy používají jako detektory tzv. flat-panely. Rentgenové paprsky dopadají na scintilační desku, kde způsobí excitaci atomů. Elektrony při zpátečním přeskoku na nižší energetické hladiny vyzaří fotony o nižší frekvenci, která již patří do viditelné oblasti. Vzniklé světlo je detekováno klasickými křemíkovými fotocitlivými články, kde dopadající fotony excitují atomy křemíku a zvýšený počet elektronů v nejvyšších energetických hladinách způsobí, že článek vede proud, který lze měřit [13, 25, s. 219].

Detektory u zařízení dosahujících vyššího rozlišení a s menším zorným polem, jako jsou synchrotrony nebo nanotomografy, využívají k detekci světla senzory založené na architektuře CCD nebo CMOS.

1.4. Rekonstrukce obrazu

Výsledkem skenování předmětu $f(x, y)$ je řada projekcí $p(\varrho, \theta)$, které představují funkci p_s zmíněnou v části 1.2.1. Význam jednotlivých proměnných je objasněn na obrázku 1.8. Cílem rekonstrukce je ze získaných projekcí vytvořit řez předmětu. Tato problematika je velmi obsáhlá. V této části je popsána rekonstrukční metoda filtrovaná zpětná projekce pro paralelní svazek paprsků.

1.4.1. Filtrovaná zpětná projekce

Každý bod projekce $p(\varrho, \theta)$ pro daný úhel θ je dán křivkovým integrálem

$$p(\varrho, \theta) = \int_{\Phi_{\varrho, \theta}} f dt,$$

který vznikne sečtením všech příspěvků předmětu k absorpci podél přímky Φ implicitně určené rovnicí $x \cos \theta + y \sin \theta = \varrho$, kde θ, ϱ jsou parametry.

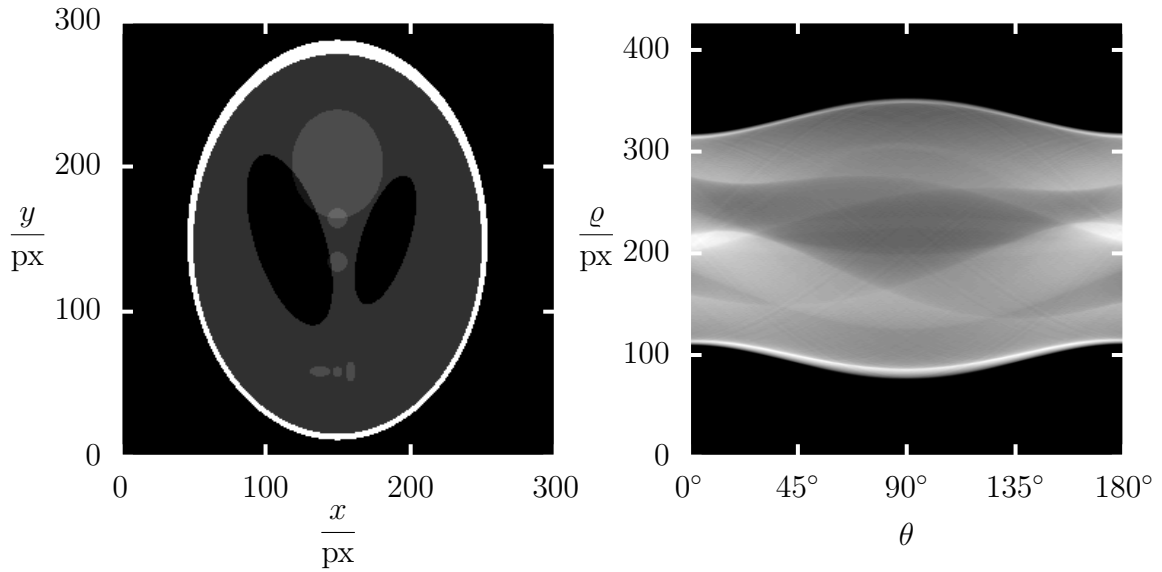
Tento vztah lze přepsat s využitím δ -distribuce na tvar

$$p(\varrho, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - \varrho) dx dy, \quad (1.8)$$

který vyjadřuje Radonovu transformaci funkce $f(x, y)$. Pro vizualizaci výsledku Radonovy transformace slouží sinogram [26, s. 25]. Na obr. 1.7 je fantom hlavy² vygenerovaný

²Fantom hlavy je velmi zjednodušený model hlavy. Má oválný tvar a obsahuje několik oblastí s různou hustotou (hodnotou šedé). Fantom vygenerovaný v programu MATLAB představuje příčný řez.

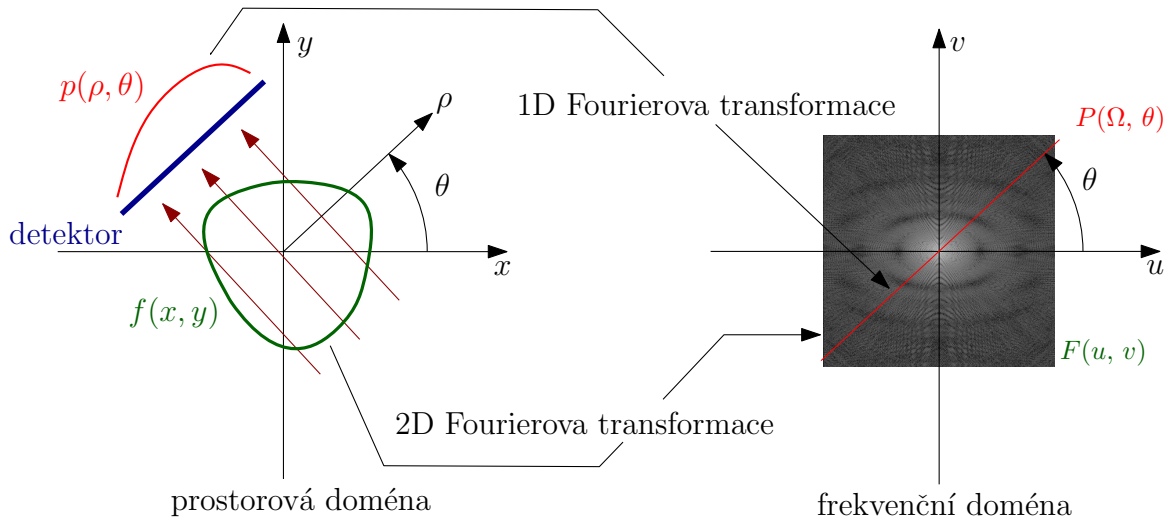
v programu MATLAB a jeho sinogram: na ose x je úhel θ , na ose y je souřadnice ϱ a ve stupních šedi jsou vyznačeny intenzity projekcí.



Obrázek 1.7: Vlevo fantom vygenerovaný v Matlabu, vpravo vytvořený sinogram.

Fourierův projekční teorém [16, s. 31]

1D Fourierova transformace³ projekce $p(\varrho, \theta)$ předmětu $f(x, y)$ měřená v úhlu θ se rovná řezu pod úhlem θ procházejícím počátkem v 2D Fourierově transformaci předmětu $F(u, v)$ (obr. 1.8).



Obrázek 1.8: Fourierův projekční teorém. Vlevo: prozářením předmětu $f(x, y)$ vznikne projekce $p(\varrho, \theta)$. Vpravo: Fourierova transformace předmětu $F(u, v)$ ve frekvenční doméně. Podle [13, 27, s. 57].

³ N -rozměrná Fourierova transformace: $\mathcal{F}\{f(\vec{x})\}(\vec{\omega}) = \int_{\mathbb{R}^N} f(\vec{x}) \exp(-i2\pi\vec{x} \cdot \vec{\omega}) d^N\vec{x}$.

Zpětná N -rozměrná Fourierova transformace: $\mathcal{F}^{-1}\{F(\vec{\omega})\}(\vec{x}) = \int_{\mathbb{R}^N} F(\vec{\omega}) \exp(i2\pi\vec{x} \cdot \vec{\omega}) d^N\vec{\omega}$.

1. POČÍTAČOVÁ TOMOGRAFIE

Důkaz. 1D Fourierova transformace projekce $p(\varrho, \theta)$ v proměnné Ω je

$$P(\Omega, \theta) = \mathcal{F} \{p(\varrho, \theta)\} (\Omega, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\varrho, \theta) \exp(-i2\pi\Omega\varrho) d\varrho.$$

Tento vztah lze dále upravovat. Projekce $p(\varrho, \theta)$ je Radonovou transformací předmětu podle rovnice 1.8. Dále je zaměněno pořadí integrace podle Fubiniovy věty (ověření předpokladů vynecháno) [28, s. 45] a využito definice δ -distribuce:

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} p(\varrho, \theta) \exp(-i2\pi\Omega\varrho) d\varrho = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - \varrho) dx dy \right] \exp(-i2\pi\Omega\varrho) d\varrho = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \left[\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - \varrho) \exp(-i2\pi\Omega\varrho) d\varrho \right] dx dy = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp(-i2\pi\Omega(x \cos \theta + y \sin \theta)) dx dy = \\ &= \mathcal{F} \{f(x, y)\} (\Omega \cos \theta, \Omega \sin \theta) = P(\Omega, \theta). \end{aligned}$$

V předposledním řádku lze rozpoznat řez 2D Fourierovou transformací předmětu $P(\Omega, \theta)$. Tím je Fourierův projekční teorém dokázán.

Z naměřených projekcí teoreticky lze rekonstruovat řez předmětem následujícím postupem: spočte se 1D Fourierova transformace všech projekcí, jejich poskládáním se vytvoří 2D Fourierův obraz předmětu a zpětnou 2D Fourierovou transformací se vypočítá předmět. Inverzní Fourierova transformace je však numericky nestabilní, proto se v praxi postupuje jinak.

Cílem je získat obraz předmětu:

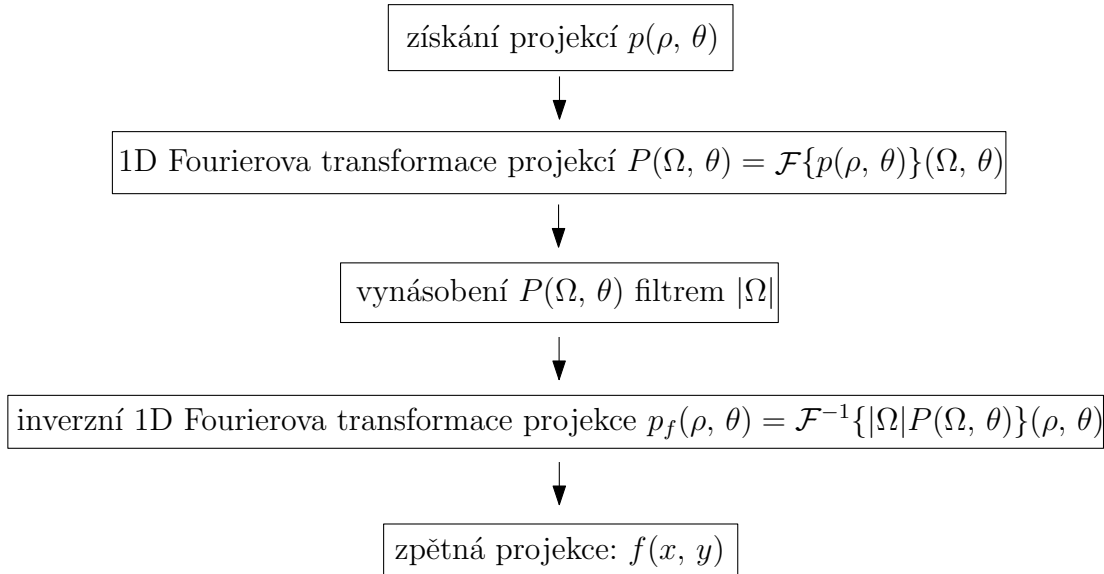
$$f(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \{F(u, v)\} (x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) \exp(i2\pi(ux + vy)) du dv.$$

V polárních souřadnicích jej lze zapsat jako

$$\begin{aligned} f(x, y) &= \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\Omega| P(\Omega, \theta) \exp(i2\pi\Omega(x \cos \theta + y \sin \theta)) d\Omega d\theta = \\ &= \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\Omega| \left(\int_{-\infty}^{\infty} p(\varrho, \theta) \exp(-i2\pi\Omega\varrho) d\varrho \right) \exp(i2\pi\Omega(x \cos \theta + y \sin \theta)) d\Omega d\theta. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Výraz 1.9 je analytickým vyjádřením inverze Radonovy transformace předmětu. Výraz $|\omega| \int_{-\infty}^{\infty} p(\varrho, \theta) \exp(-i2\pi\Omega\varrho) d\varrho$ reprezentuje projekci filtrovanou ve frekvenční doméně výrazem $|\Omega|$, tzv. filtrační funkcí (filtrem). Prostřední integrál pro všechna x, y , která leží

na přímce $\Phi_{\varrho, \theta}$, vyjde stejně. Lze si jej tedy představit tak, že se spočítá jeho hodnota v jednom bodě a ta se následně přiřadí každému bodu příslušné přímky (zpětná projekce). Celému procesu se říká filtrovaná zpětná projekce. V krocích jej lze shrnout do schématu na obr. 1.9.



Obrázek 1.9: Blokový diagram filtrované zpětné projekce.

Reálná data jsou zatížena šumem, který je samotným filtrem $|\Omega|$ zvýrazňován ($|\Omega|$ zdůrazňuje vysoké frekvence). Z numerických důvodů se tedy filtr $|\Omega|$ násobí ještě nějakou funkcí, která je v jistém bodě nahrazena nulovou funkcí. Přehled používaných filtrů je v tabulce 1.1 [16, s. 71, 29, s. 131].

Tabulka 1.1: Přehled filtrů používaných ve filtrované zpětné projekci.

Filtr	Odpovídá funkci	Tvar
Ram–Lak (ramp)	$ \Omega $	
Shepp–Logan	$ \Omega \operatorname{sinc} \Omega$	
Cosine	$ \Omega \cos \Omega$	
Hann	$ \Omega ^{\frac{1}{2}}(1 + \cos \Omega)$	
Hamming	$ \Omega [\alpha + (1 - \alpha) \cos \Omega],$ $\alpha \dots \text{konst.}$	

Filtr lze také aplikovat v prostorové doméně pomocí konvoluce⁴ inverzní 1D Fourierovy transformace filtru ζ s projekcí p [27, s. 63, 16, s. 71]:

$$p_f(\varrho, \theta) = p(\varrho, \theta) * \mathcal{F}^{-1}\{\zeta(\Omega)\}(\varrho).$$

⁴Konvoluce funkcí $f_1(\vec{x})$ a $f_2(\vec{x})$: $f_1(\vec{x}) * f_2(\vec{x}) = \int_{\mathbb{R}^N} f_1(\vec{y}) f_2(\vec{x} - \vec{y}) d^N \vec{y}$.

1. POČÍTAČOVÁ TOMOGRAFIE

Tento vztah vyplývá z rovnice 1.9 s využitím následující vlastnosti Fourierovy transformace:

$$\mathcal{F}\{f_1(\vec{x}) * f_2(\vec{x})\} = \mathcal{F}\{f_1(\vec{x})\} \cdot \mathcal{F}\{f_2(\vec{x})\}.$$

1.5. Databáze vlastností materiálů v rtg oblasti

Následující seznam obsahuje odkazy na internetové databáze poskytující údaje o vlastnostech prvků, materiálů a biologických tkání v rentgenové oblasti.

- *X-ray attenuation and absorption calculator* – pravděpodobnost interakcí pro dopad rentgenových paprsků na materiál (vybrané prvky a chemické sloučeniny) [30]
- *X-ray interactions with matter* – rozcestník k databázím materiálových a atomových vlastností velkého množství jak samostatných prvků, tak chemických sloučenin, včetně indexu lomu [23]
- *X-ray form factor, attenuation, and scattering tables* – materiálové vlastnosti prvků a sloučenin v rentgenové oblasti [21]
- *X-ray absorption edges* – absorpční hrany prvků [31]
- *Periodic table* – absorpční hrany prvků [22]
- *X-ray mass attenuation coefficients* – hodnoty lineárního absorpčního koeficientu, materiálové složení (hmotnostní procenta) vybraných materiálů a biologických tkání [32]
- *X-ray complex refraction coefficient* – index lomu vybraných prvků, materiálů a tkání [33]
- *X-ray data booklet* – materiálové vlastnosti [34]
- *X-ray server* – materiálové vlastnosti [35]
- *XOP (X-ray oriented programs)* – rozhraní pro databáze používané uživateli synchrotronových zařízení: modelování chování zdrojů a dalších součástí synchrotronových zařízení, charakteristiky optických částí, materiálové charakteristiky atd. [36]

2. Zobrazování ve fázovém kontrastu

Běžná absorpční rentgenová tomografie měří funkci, která odpovídá koeficientu útlumu μ (rovnice 1.2). Pokud vzorek vykazuje malou absorpci, zobrazování v absorpčním kontrastu nelze použít. Takovými vzorky jsou například biologické měkké tkáně, polymery, uhlíkové kompozity apod. Pozorování ve fázovém kontrastu využívá toho, že takové vzorky mění fázi záření, které jimi prochází.

Zobrazování ve fázovém kontrastu lze použít, je-li záření dostatečně koherentní. Velmi koherentní zdroje rtg záření jsou synchrotrony, avšak v některých případech lze použít i laboratorní zdroje. Kriteria pro koherenci jsou uvedena v sekci 2.1.

V současnosti existují čtyři hlavní směry, kterými se tomografické zobrazování ve fázovém kontrastu ubírá [2, 14, 37]. V sekci 2.2 je uveden jejich přehled, podrobněji je ukázána metoda založená na volném šíření záření.

2.1. Koherence záření

Koherenční vlastnosti vlny lze popsat časovou a prostorovou koherencí [38, s. 392]. Vlna je popsána komplexní vlnovou funkcí $\psi(\vec{r}, t)$ polohy $\vec{r}$ a času t . Střední intenzita vlny je definována vztahem $I(\vec{r}, t) = \langle |\psi(\vec{r}, t)|^2 \rangle$, kde $\langle \rangle$ nyní znamená střední hodnotu přes soubor složený z mnoha realizací vlny [38, s. 395]. Je-li vlna stacionární, lze operaci statistického středování nahradit časovým středováním přes dlouhý časový úsek:

$$I(\vec{r}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |\psi(\vec{r}, t)|^2 dt.$$

Časová koherence

Uvádí souvislost mezi stavy vlny v různých okamžicích. Míra časové koherence je dána komplexním stupněm časové koherence¹ [38, s. 398]

$$g(\tau) = \frac{\langle \psi^*(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t + \tau) \rangle}{\langle \psi^*(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t) \rangle}.$$

Výraz v čitateli je časová koherenční funkce a vyjadřuje autokorelaci vlnové funkce v okamžicích t a $t + \tau$:

$$\langle \psi^*(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t + \tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \psi^*(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t + \tau) dt.$$

¹* značí komplexní sdružení

2. ZOBRAZOVÁNÍ VE FÁZOVÉM KONTRASTU

Aby stupeň koherence nezávisel na intenzitě vlny, normuje se hodnotou časové koherenční funkce pro $\tau = 0$. Pokud $|g(\tau)| = 1$ pro každé τ , vlna je úplně časově koherentní, pokud $|g(\tau)| = 0$, vlna je nekoherentní. Pokud $|g(\tau)| \in (0, 1)$, vlna je částečně koherentní. Jestliže $|g(\tau)|$ klesá monotónně s τ , pak se definuje koherenční doba τ_c , při které nabývá $|g(\tau)|$ nějaké definované hodnoty, např. $1/2$ nebo $1/e$.

Vzdálenost l_{long} , kterou světlo urazí za koherenční dobu, se označuje jako podélná (longitudální) koherenční délka (c je rychlost světla) [38, s. 399]. Lze ji také odhadnout pomocí známé vlnové délky záření:

$$l_{\text{long}} = c\tau_c \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}.$$

Čím větší je monochromaticita svazku $\Delta\lambda/\lambda$, kde $\Delta\lambda$ je spektrální šířka svazku, tím vyšší je podélná koherenční délka.

Prostorová koherence

Uvádí souvislost mezi stavy vlny v různých místech. Míru stupně prostorové koherence určuje normovaná vzájemná intenzita [38, s. 406]

$$g(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\langle \psi^*(\vec{r}_1, t) \psi(\vec{r}_2, t) \rangle}{[I(\vec{r}_1)I(\vec{r}_2)]^{1/2}}.$$

Je-li $|g(\vec{r}_1, \vec{r}_2)| = 1$ pro všechny dvojice bodů $\vec{r}_1, \vec{r}_2$, je vlna všude úplně korelovaná. Je-li $|g(\vec{r}_1, \vec{r}_2)| = 0$, je nekorelovaná.

Pro zobrazování ve fázovém kontrastu je důležitou veličinou příčná (transverzální) koherenční délka l_{tran}

$$l_{\text{tran}} \approx \frac{\lambda}{\Theta},$$

kde Θ je úhlová velikost zdroje [38, s. 416].

2.2. Metody zobrazování

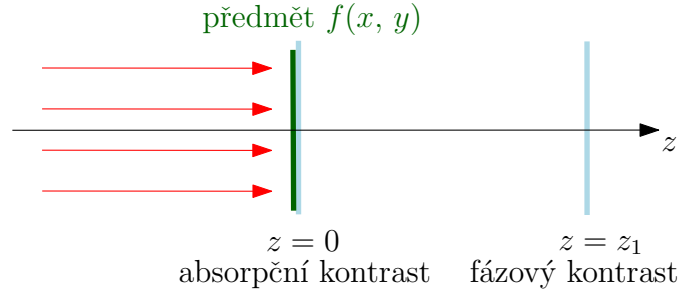
2.2.1. Volné šíření záření

Metoda založená na volném šíření záření, angl. *propagation-based method*, nevyžaduje téměř žádnou úpravu klasického tomografického zobrazování, pouze detektor je umístěn ve větší vzdálenosti od vzorku (obr. 2.1) než v běžné absorpční tomografii a zdroj musí generovat vysoce prostorově koherentní záření. Záření, které se šíří vzorkem, je na vnitřní struktuře vzorku difraktováno. Difraktované paprsky spolu interferují a dávají vzniknout charakteristickým strukturám v obrazu – tyto struktury jsou typicky výrazné přechody tmavá-světlá na hranách, tzv. „hranový efekt“.

Intenzita signálu fázového kontrastu závisí na tzv. efektivní vzdálenosti šíření (angl. *effective propagation*, „defocus“, *distance*) [1, s. 35]

$$D = \frac{z_0 z_1}{z_0 + z_1},$$

kde z_0 je vzdálenost zdroj–vzorek a z_1 je vzdálenost vzorek–detektor. V závislosti na této vzdálenosti a na charakteristické transverzální velikosti předmětu d_M se rozlišují čtyři

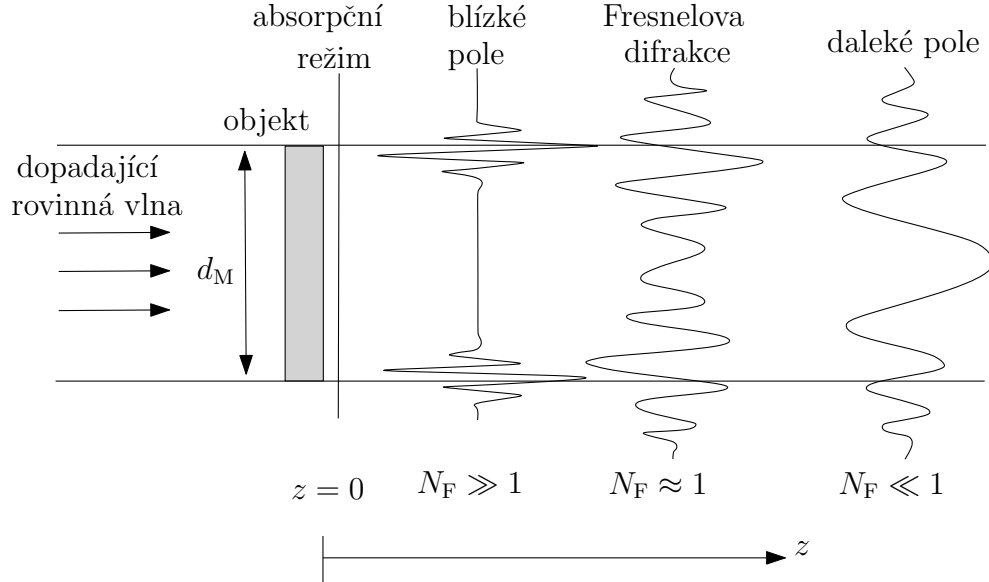


Obrázek 2.1: Zobrazování ve fázovém kontrastu metodou volného šíření záření.

režimy zobrazování (obr. 2.2), které lze popsat také hodnotou Fresnelova čísla [39, s. 45, 40, s. 10]

$$N_F = \frac{d_M^2}{\lambda D}.$$

- | | |
|-----------------|---|
| $z = 0$ | Absorpční režim – pozorování absorpčního kontrastu. |
| $N_F \gg 1$ | Blízké pole, angl. <i>near field</i> , Fresnelova difrakce. Kontrast je formován lokálně kolem specifických struktur (hranový efekt). |
| $N_F \approx 1$ | Fresnelova difrakce. |
| $N_F \ll 1$ | Daleké pole, angl. <i>far field</i> , Fraunhoferova difrakce. Interferenční struktury jsou velmi výrazné, ale nelze je přiřadit k hranám nebo tvarům objektu. |



Obrázek 2.2: Vliv difrakce na rovinnou vlnu v závislosti na vzdálenosti od předmětu.

Intenzita záření ve vzdálenosti $z = z_1$ za vzorkem závisí jak na intenzitě záření těsně po průchodu vzorkem (ve vzdálenosti $z = 0$), tak i na změně fáze záření po průchodu vzorkem. Tuto závislost popisuje tzv. *transport of intensity equation*² [41, s. 87]:

$$I(x, y, z = z_1) = I(x, y, z = 0) - \frac{\lambda z_1}{2\pi} \nabla_{\perp} \cdot [I(x, y, z = 0) \nabla_{\perp} \varphi(x, y, z = 0)]. \quad (2.1)$$

² $\nabla_{\perp} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$

2. ZOBRAZOVÁNÍ VE FÁZOVÉM KONTRASTU

Tento vztah je v [41, s. 87–89] odvozen na základě paraxiální aproximace šíření vlny po průchodu předmětem Fresnelovým difrakčním integrálem [39, s. 31]

$$f(x, y) = \frac{i}{\lambda} \frac{\exp(ikz)}{z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T(x_0, y_0) \exp\left(\frac{i\pi}{\lambda z} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]\right) dx_0 dy_0, \quad (2.2)$$

kde souřadnice x_0, y_0 jsou souřadnice v předmětové rovině. Rovnici 2.1 lze rozšířit i pro polychromatický zdroj [41, s. 93].

Při předpokladu, že vzorek je dostatečně tenký a/nebo slabě interagující, jeho funkce propustnosti může být přibližně napsána jako [24]

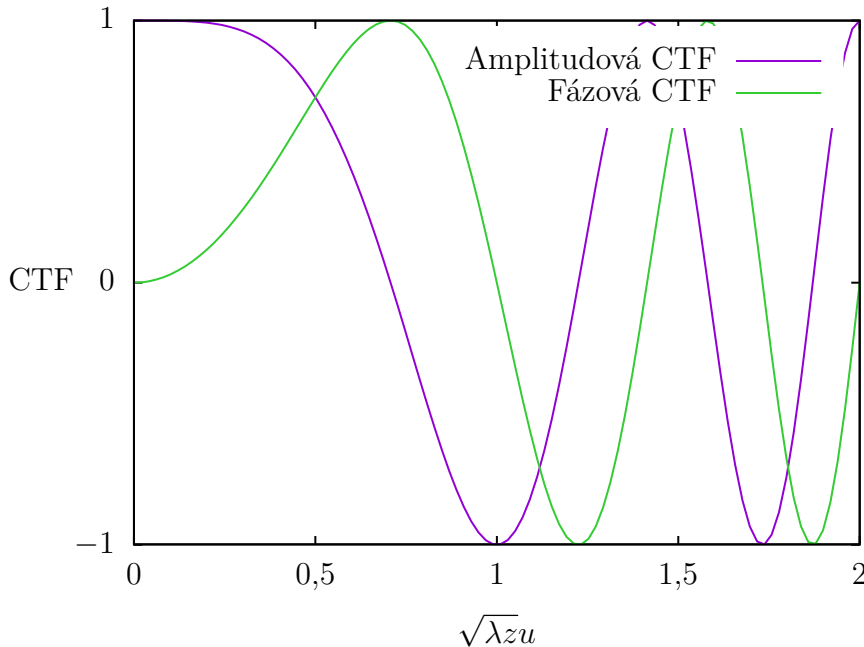
$$T(x, y) = \exp(i\varphi(x, y) - \tilde{\mu}(x, y)/2) \approx 1 + i\varphi(x, y) - \tilde{\mu}(x, y)/2. \quad (2.3)$$

Intenzita obrazu $I_F(u, v) = \mathcal{F}\{I(x, y)\}(u, v)$ ve frekvenční doméně pak bude

$$I_F(u, v) = \delta(u, v) + 2\mathcal{F}\{\varphi(x, y)\}(u, v) \sin \chi - 2\mathcal{F}\{\tilde{\mu}(x, y)/2\}(u, v) \cos \chi, \quad (2.4)$$

kde $\chi = \pi\lambda z(u^2 + v^2)$. δ zde značí Diracovu distribuci. Funkce $\sin \chi$ a $\cos \chi$ se nazývají fázová a amplitudová funkce přenosu kontrastu CTF, angl. *contrast transfer function* [24]. Lze na ně nahlížet jako na lineární filtry prostorových frekvencí od fázových a amplitudových komponent transmisní funkce k výslednému obrazu (Fresnelovu difrakčnímu obrazci). Tyto (pro jednoduchost 1D) fázové a amplitudové CTF jsou na obr. 2.3 jako funkce redukované proměnné $\sqrt{\lambda z}u$. Umožňují například určit vzdálenost z_u , pro kterou bude mít fázová CTF pro danou prostorovou frekvenci první maximum [24]:

$$z_u = \frac{1}{2\lambda u^2}. \quad (2.5)$$



Obrázek 2.3: Amplitudová a fázová funkce přenosu kontrastu CTF, podle [24].

V praxi je ovšem obtížné zvolit optimální vzdálenost, neboť reálné vzorky obsahují řadu různých prostorových frekvencí – Fresnelův difrakční obrazec zdůrazňuje v závislosti

na vzdálenosti bodu pozorování různé struktury objektu. Pro tomografické zobrazování ve fázovém kontrastu je třeba mít vzorek v takové vzdálenosti, aby splňoval podmínku blízkého pole (předchozí teorie byla odvozována na základě Fresnelových difrakčních jevů).

Tato metoda je velmi jednoduchá. Nevyžaduje žádné další optické prvky, které by do systému zanášely aberace. Nachází využití jak především na synchrotronových zdrojích [3], ale také do jisté míry i na laboratorních polychromatických zdrojích [42, 43]. Hlavním omezením je prostorová koherence záření; pro zdroje s příliš velkou velikostí stopy nelze pozorovat fázový kontrast.

Požadavky na částečnou koherenci rtg záření

Laboratorní zdroje mají příčnou koherenční délku omezenou velikostí stopy s a polychromatickostí spektra se střední vlnovou délkou $\bar{\lambda}$:

$$l_{\text{tran}} \approx \frac{\bar{\lambda} z_0}{s}, \quad (2.6)$$

kde z_0 je vzdálenost zdroj–předmět. Čím menší je úhlová velikost zdroje, tím větší je prostorová koherence záření.

Kriteriem pro pozorování fázového kontrastu na laboratorních zdrojích je však poměr tzv. *shearing length* a příčné koherenční délky, který bere v úvahu difrakci paprsků mezi předmětem a detektorem [44]. *Shearing length* je definována jako

$$l_{\text{shear}} = \frac{\bar{\lambda} z_1 |u|}{M} \quad (2.7)$$

pro struktury s prostorovou frekvencí $|u|$. M je koeficient zvětšení:

$$M = (z_0 + z_1)/z_0.$$

Poměr $l_{\text{shear}}/l_{\text{tran}}$ je již nezávislý na vlnové délce záření. Je-li $l_{\text{shear}}/l_{\text{tran}} \ll 1$, vlna je téměř úplně koherentní vzhledem k l_{shear} a fázový kontrast příslušných struktur je viditelný. Je-li $l_{\text{shear}}/l_{\text{tran}} \geq 1$, vlna je vzhledem k l_{shear} nekoherentní a fázový kontrast příslušných struktur nelze pozorovat.

Phase retrieval

CT data, ve kterých jsou výrazné projevy fázového kontrastu, jsou zpracovávána algoritmy pod názvem *phase retrieval*, které jsou založeny na filtraci ve frekvenční doméně. Výsledkem je odstranění hranového efektu a zvýraznění vnitřní struktury materiálu, což umožňuje snadnější segmentaci. Zpracování probíhá na originálních rtg projekcích ještě před rekonstrukcí.

Phase retrieval algoritmů bylo vyvinuto větší množství, jak iterativních, tak analytických. Analytické se liší rozdílnou náročností na objem dat (některé vyžadují projekce pořízené v různých vzdálenostech z), na vlastnosti rtg záření, omezeními na složení vzorku a/nebo jeho optické vlastnosti v rtg oblasti, kvalitou rekonstrukce a výslednou přesností a rozlišením hodnot fáze [45].

Níže je uvedena metoda pro získání fáze z projekcí získaných v jediné vzdálenosti vzorku od detektoru (angl. *single-distance phase-retrieval method*), která je odvozena v [46] z rovnice 2.1. Tuto metodu využívá software AnkaPhase (viz sekce 3.2.2). Mezi její výhody patří aplikace na jednoduše pořízené projekce (není nutno měřit ve více vzdálenostech vzorek–detektor) a předmět nemusí vykazovat zanedbatelnou absorpci. Ačkoliv předpoklady odvození algoritmu jsou velmi striktní:

2. ZOBRAZOVÁNÍ VE FÁZOVÉM KONTRASTU

- předmět se skládá z jediného homogenního materiálu,
- dopadající vlna je monochromatická,
- dopadající vlna je rovinná nebo pouze málo odlišná od rovinné,
- vzdálenost mezi předmětem a detektorem splňuje podmínku blízkého pole $N_F \gg 1$,

v praxi je aplikovatelný v širokém rozsahu parametrů, zvláště pro polychromatické záření, částečně koherentní záření a předměty s multifázovým složením [45].

Z projekcí pořízených ve vzdálenosti detektoru od předmětu z_1 lze získat tloušťku předmětu $t(x, y)$ vztahem [46]

$$t(x, y) = -\frac{1}{\mu} \ln \left(\mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\mathcal{F} \{I(x, y)/I_0(x, y)\}(u, v)}{1 + z_1 \delta \mu^{-1}(u^2 + v^2)} \right\} (x, y) \right). \quad (2.8)$$

Pro rekonstrukci změny fáze záření oproti šíření prostředím bez vzorku lze (tzv. fázovou mapu) rovnici 2.8 upravit s použitím rovnic 1.4 a 1.7 na [45]

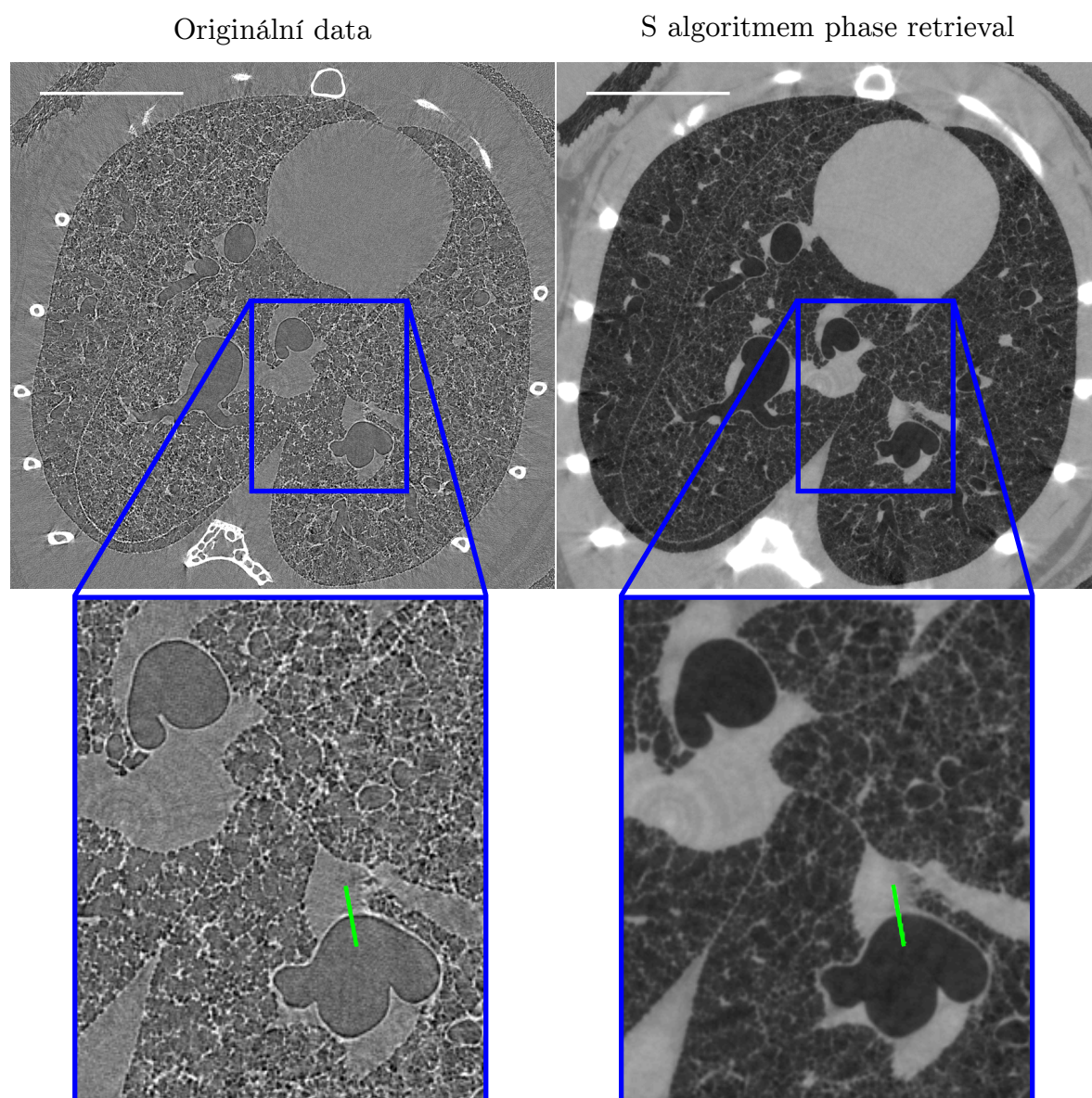
$$\varphi(x, y) = \frac{1}{2} \ln \left(\mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{\mathcal{F} \{I(x, y)/I_0(x, y)\}(u, v)}{\beta/\delta + \lambda z_1(u^2 + v^2)/(4\pi)} \right\} (x, y) \right). \quad (2.9)$$

Aplikace metody se synchrotronovým zdrojem

Synchrotronové zdroje poskytují vysoce prostorově koherentní, monochromatické záření s velkým tokem, jsou tedy vhodné pro pozorování ve fázovém kontrastu. Metoda volného šíření záření je díky své jednoduchosti nejčastěji využívanou metodou.

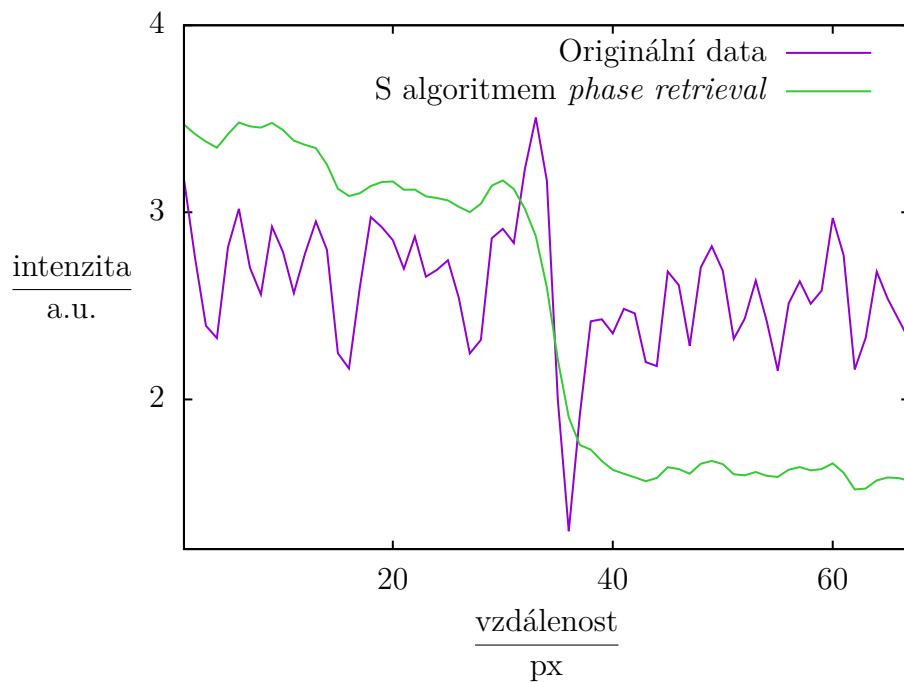
Příklad aplikace této metody a aplikace algoritmu *phase retrieval* je uveden v [47]. Autoři ukazují výhody aplikace algoritmu *phase retrieval* v metodě založené na volném šíření záření na vzorku myších plic, který byl skenován na SYRMEP (Synchrotron radiation for medical physics) beamline na synchrotronu Elettra, Trieste v monochromatickém uspořádání, s použitou energií 22 keV, velikostí voxelu $(9 \mu\text{m})^3$ a vzdáleností vzorek–detektor 300 mm. Řez naskenovaným vzorkem je na obr. 2.4 vlevo. Na data byl aplikován algoritmus *phase retrieval* s $\delta/\beta = 1920$ (obr. 2.4 vpravo). Bílé oblasti jsou kosti, které jsou přesvětlené, neboť mají jiný poměr δ/β .

Na obr. 2.5 jsou profily intenzit přes zeleně vyznačenou úsečku v řezech na obr. 2.4. Na hranách v originálních datech lze pozorovat hranový efekt, tj. ostrý přechod tmavá–světlá. Po aplikaci algoritmu je tvar profilu hladší a bez velkých skoků. Histogram dat po aplikaci algoritmu *phase retrieval* na rozdíl od histogramu původních dat obsahuje dva vrcholy, což umožňuje snadnou segmentaci (obr. 2.6) [47].

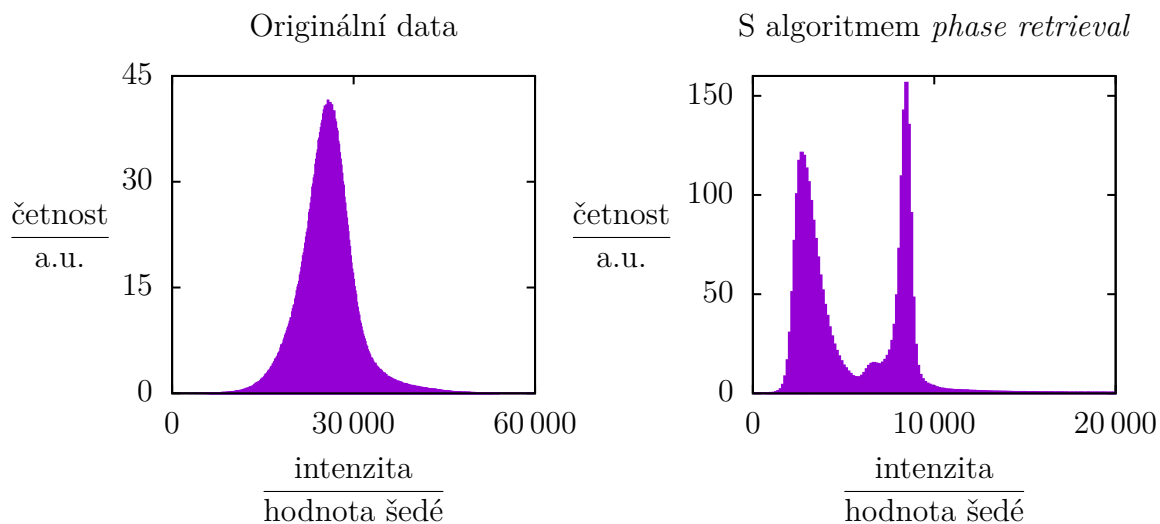


Obrázek 2.4: Rekonstrukce vzorku myších plic, vlevo originální řez, vpravo s algoritmem phase retrieval [47]. Délka bílé úsečky je 2 mm.

2. ZOBRAZOVÁNÍ VE FÁZOVÉM KONTRASTU



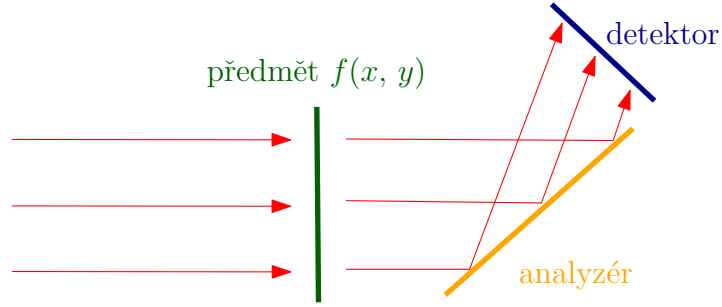
Obrázek 2.5: Porovnání rekonstrukce bez a s algoritmem *phase retrieval* na vzorku myších plic na obr. 2.4: profily intenzit přes zeleně vyznačenou úsečku.



Obrázek 2.6: Porovnání rekonstrukce bez a s algoritmem *phase retrieval* na vzorku myších plic na obr. 2.4: histogramy.

2.2.2. Zařazení analyzáru

Je-li předmět osvětlen rovinnou vlnou (před předmět je možno umístit monochromátor), poruchy vlnoplochy způsobené předmětem lze detekovat zařazením monolitického krystalu – analyzáru (obr. 2.7) [41, s. 56, 48, 49]. Na krystalu dojde k difrakci pouze záření splňující Braggovu difrakční podmínku. Difraktované paprsky jsou zaznamenány na detektor. Změnou úhlu natočení analyzáru lze zobrazit odlišné poruchy vlnoplochy a zobrazit předmět v odlišném kontrastu. Tato metoda se angl. nazývá *analyzer based imaging* nebo také *diffraction enhanced imaging*.



Obrázek 2.7: Zobrazování ve fázovém kontrastu pomocí analyzáru.

Rovinná vlna $\psi(x, z)$ s amplitudou ψ_0 a vlnovým číslem k šířící se ve směru osy z průchodem předmětem změní fázi v závislosti na poloze x o $\varphi(x)$:

$$\psi(x, z) = \psi_0 \exp[i(kz + \varphi(x))]$$

a vlnový vektor ve směru šíření záření je [48]

$$\vec{k}(x) = \frac{1}{i\psi(x, z)} \nabla \psi(x, z) = \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x} \vec{x} + k\vec{z}.$$

Pro malé fázové gradienty, úhel odklonu šíření záření vůči původnímu směru ξ je přibližně

$$\xi \approx \frac{1}{k} \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x} \quad (2.10)$$

a souvisí s úhlem natočení analyzátoru potřebným k tomu, aby na detektoru bylo zaznamenáno toto odkloněné záření [48].

2.2.3. Mřížková (diferenční) interferometrie

V této metodě se používá uspořádání se dvěma [50], nebo třemi [51, 52] mřížkami. Mezi první a druhou, resp. druhou a třetí mřížkou se využívá tzv. Talbotova efektu (poprvé popsán v [53]). V případě použití tří mřížek se metodě říká také Talbotův–Laueho mřížkový interferometr, angl. *Talbot-Lau grating interferometer*.

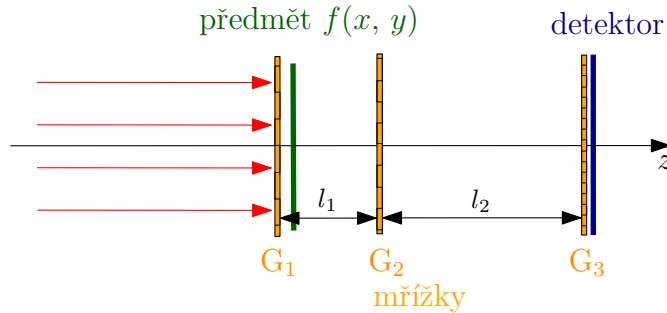
Dopadá-li rovinná vlna na difrakční mřížku, v pravidelných intervalech za mřížkou lze pozorovat její přesný obraz [41, s. 17, 54]. Tyto vzdálenosti jsou nazývány Talbotovy vzdálenosti z_T a pro mřížkou s periodou p jsou rovny

$$z_T = 2N \frac{p^2}{\lambda},$$

2. ZOBRAZOVÁNÍ VE FÁZOVÉM KONTRASTU

kde N je přirozené číslo. V polovině Talbotovy vzdálenosti lze také pozorovat obraz mřížky, ale fázově posunutý o polovinu periody. V menších pravidelných vzdálenostech lze také pozorovat obrazy mřížky, různě zmenšené a fázově posunuté: ve čtvrtině Talbotovy délky je obraz dvakrát menší a je zobrazen s poloviční periodou, tedy dvakrát; v osmině Talbotovy délky je perioda zobrazeného obrázku a velikost opět poloviční; v prostoru za mřížkou tedy vzniká fraktální obrazec, tzv. Talbotův koberec.

Experimentální uspořádání se třemi mřížkami je na obr. 2.8. Skládá se ze zdrojové mřížky G_0 s periodou p_0 , fázové mřížky G_1 s periodou p_1 a analyzační absorpční mřížky G_2 s periodou p_2 . Vzdálenost mezi mřížkami G_0 a G_1 je l_1 , vzdálenost mezi mřížkami G_1 a G_2 je l_2 .



Obrázek 2.8: Zobrazování ve fázovém kontrastu pomocí Talbotovy-Lauého mřížkové interferometrie. G_0 , G_1 , G_2 značí mřížky s periodami p_0 , p_1 , p_2 .

Fázová mřížka G_1 vytváří na mřížce G_2 periodickou interferenční strukturu. Předmět umístěný před mřížkou G_1 způsobí pokřivení vlnoplochy a vede k poruchám pravidelnosti v interferenční struktuře. Tyto poruchy převádí mřížka G_2 na intenzitní signál [54].

Přidání zdrojové mřížky umožňuje rozšíření metody i na laboratorní zdroje. Talbot pozoroval efekt s bodovým zdrojem a jednou mřížkou [53]; Lau studoval sestavu dvou mřížek s čárovým zdrojem, odtud název Talbotův-Lauého mřížkový interferometr. Zdrojová mřížka je umístěna blízko zdroje a vytváří pole čárových, samostatně koherentních, ale vzájemně nekoherentních zdrojů [51]. Poměr délky štěrby každého zdroje ku periodě mřížky musí být dostatečně malý, aby zdroj poskytoval v místě mřížky G_1 dostatečně prostorově koherentní záření. Aby každý zdroj přispíval konstruktivně k tvorbě obrazu, geometrie uspořádání musí splňovat podmínku [51]

$$p_0 = p_2 \frac{l_1}{l_2}.$$

Obraz je formován podobným způsobem jako v případě použití analyzáru (kapitola 2.2.2): odchylky vlnění od původní vlny souvisí s fázovým posunem způsobeným předmětem podle vzorce 2.10.

Uspořádání se třemi mřížkami oproti předchozím metodám nevyžaduje žádnou časovou ani prostorovou koherenci záření, je mechanicky robustní a umožňuje použití širokého zorného pole [51]. Experimentální uspořádání lze využít jak pro pozorování ve fázovém kontrastu, tak pro klasickou absorpční tomografii. Tyto výhody umožňují široké použití metody – v medicínském zobrazování, vědeckých aplikacích, průmyslovém nedestruktivním testování, ale i v zobrazování neutronovými nebo atomovými zdroji [51, 55].

Zobrazování v temném poli

Je-li umožněn pohyb mřížky G_2 vůči mřížce G_1 ve směru kolmém k optické ose, je možno

získat jak absorpční, tak i rozptylový (angl. *scattering*, *dark field image*) a fázový obraz [56–58]. Signál je zaznamenán pro několik poloh mřížky G_2 x_g . Na těchto obrazech intenzita signálu $I(x, y, x_g)$ periodicky osciluje a je možno ji zapsat pomocí Fourierovy řady

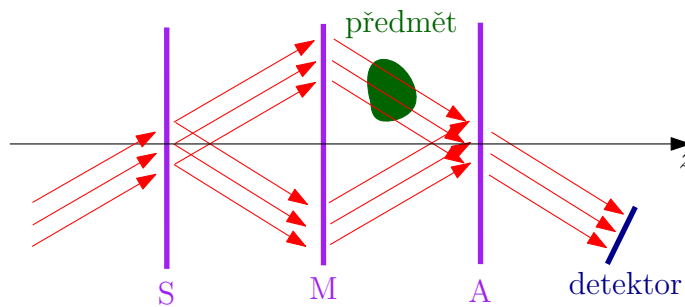
$$I(x, y, x_g) = \sum_j a_j(x, y) \cos \left[j \frac{2\pi}{p_2} x_g + \varphi_j(x, y) \right] \approx \\ \approx a_0(x, y) + a_1(x, y) \cos \left[\frac{2\pi}{p_2} x_g + \varphi_1(x, y) \right],$$

kde $a_i(x, y)$ jsou amplitudové koeficienty a $\varphi_i(x, y)$ jsou odpovídající fázové koeficienty. Normovaná průměrná propustnost vzorku pro každý pixel je dána jako $T(x, y) = a_0^s(x, y)/a_0^r(x, y)$, kde indexy s a r znamenají intenzitu naměřenou se vzorkem (s) a bez (r), což je veličina, která udává **absorpční kontrast**. Obdobně jako v metodě s analýzou, lze analýzou φ_1 získat **diferenční fázový kontrast**. Z dat je možno extrahovat ještě **rozptylový obraz**, angl. *scattering*, *dark field image*. Ten je formován pouze světlem difraktovaným na strukturách ve vzorku, tedy bez nerozptýleného světla – ve Fourierově řadě je dán koeficienty vyšších řádů, v aproximaci pouze členem a_1 .

Na základě této metody byl firmou Bruker sestaven první laboratorní tomograf umožňující zobrazování ve fázovém kontrastu [59].

2.2.4. Rentgenová interferometrie

Rentgenová interferometrie, angl. lze najít pod názvy *crystal interferometry*, *X-ray interferometry*, byla poprvé představena v roce 1965 [60]. V dalších letech byla rozvíjena a dočkala se různých modifikací [61], [62]. Základní princip je uveden na obr. 2.9. Interferometr se skládá ze tří destiček vytvořených z jediného vysoce kvalitního krystalu. Vysoce koherentní záření je dělicí destičkou S rozděleno na dvě větve, které jsou transmisním zrcadlem M usměrněny tak, že spolu interferují na analyzáru A. Do jedné z větví je umístěn vzorek, který způsobí vzájemný fázový posun vln. Za analyzérem je umístěn detektor, který zaznamenává prošlý signál.



Obrázek 2.9: Rtg interferometr. S – dělicí destička, M – propustné zrcadlo, A – analyzář.

Technika získávání informace o změně fáze záření při průchodu vzorkem je obdobná jako u optické interferometrie, tzv. *fringe scanning method*, v optice interferometrie s řízenou změnou fáze, angl. *phase stepping method*. Do jedné z větví je vložena nastavitelná fázová destička, kterou lze změnit fázový rozdíl mezi větvemi interferometru. Je-li zazna-

2. ZOBRAZOVÁNÍ VE FÁZOVÉM KONTRASTU

menáno M interferenčních obrazů I_N pro vzájemné fázové posuvy obou větví v $2\pi N/M$ krocích, výsledná změna fáze způsobená předmětem bude [61]

$$\varphi = \arg \left(\sum_{N=1}^M I_N \exp(-2\pi i N/M) \right).$$

Vypočítaná fáze má hodnoty z intervalu $\langle -\pi; \pi \rangle$. Fázový obraz je převeden na obraz vyrovnané navázané (kompenzované) fáze, který fázové rozdíly rozšíří i mimo tento interval, procesem „navázání fáze“, angl. *phase-unwrapping* [61]. Tímto způsobem je odstraněn vliv absorpce a je získán čistě fázový obraz. Fázová mapa předmětu je vytvořena pro všechny úhly natočení předmětu od 0° do 180° a ze získaných projekcí je rekonstruován tomografický řez.

Použití rentgenového interferometru je omezeno jeho velikostí – největší komerčně vyráběné destičky z křemíkového ingotu mají 15 cm, dovolují tedy maximální zorné pole $7 \times 7 \text{ cm}^2$ [62]. Další nevýhodou je, zvláště pro měkké tkáně, zahřívání, a tedy deformace, destiček od vzorku zahřátého samotným zářením (první interferometr uvedený v [60] má destičky o tloušťce 0,05 cm vzdálené 1,0 cm od sebe). Výsledný obraz je také velmi citlivý na nerovnosti a dislokace mřížky – pokud není v interferometru vložen žádný vzorek, pozorujeme systém Moiré proužků, který je pak z naměřených dat potřeba odstranit [61].

3. Experimentální část

Pro účely demonstrace pozorování fázového kontrastu na laboratorních zdrojích v Laboratoři rentgenové mikro a nanotomografie CEITEC VUT (uvedeny v sekci 3.1) bylo vybráno několik vzorků. Na některé byl aplikován algoritmus *phase retrieval*. Pro aplikaci tohoto algoritmu musí uživatel zadat kromě experimentálně daných parametrů také poměr δ/β , který je často neznámý. Algoritmus byl proto aplikován s více hodnotami δ/β a výsledky porovnávány pomocí histogramů a kritérií uvedených v sekci 3.2.1.

3.1. Přístroje

V rámci laboratoře CEITEC VUT byla testována zařízení RIGAKU Nano3DX a GE phoenix v|tome|x L240.

RIGAKU Nano3DX [63]

Jedná se o první instalaci tohoto zařízení mimo Japonsko, kde sídlí výrobce RIGAKU. Fotografie zařízení je na obr. 3.1a). Na obr. 3.1b) je detail prostoru pro vzorek: ten je umístěn na pětiosém automatickém manipulačním stolku. Detektor je umístěn vpravo od vzorku. Vlevo je optická kamera, která přes rtg propustné zrcátko snímá vzorek. Rtg zdroj, který není na fotografii zachycen, je umístěn vlevo od zrcátka.

Zdroj rtg záření tvoří rotační terč z Cu, Cr (oba mají přibližně kruhovou stopu o průměru 70 μm) nebo Mo (stopa tvaru elipsy s poloosami 150 μm a 100 μm) vytvářející svazek paprsků dopadajících na vzorek. Napětí v trubici se pohybuje mezi 35 kV–50 kV v závislosti na použitém terči. Detekční část tvoří výměnná trubice se scintilační vrstvou a optickou částí, která umožňuje zvětšení 2,5 $\times$ nebo 20 $\times$ (příslušná zorná pole jsou 7,2 mm $\times$ 5,4 mm a 0,9 mm $\times$ 0,7 mm). Světlo je detekováno CCD kamerou s dynamickým rozsahem 16 bitů o velikosti pole 3 300 px $\times$ 2 500 px. Velikost pixelu je 0,27 μm nebo 2,2 μm podle použité optiky. Vzdálenost zdroje od středu rotace vzorku je $z_0 = 260$ mm, záření lze v této vzdálenosti považovat za paralelní. Vzdálenost scintilační vrstvy od CCD kamery je 312,16 mm, tato vzdálenost však pro pozorování fázového kontrastu volným šířením záření nemá vliv, jelikož scintilační vrstva přeměnou rentgenového na světelné záření nezachovává prostorovou koherenci záření.

Pro hodnoty $s = 70$ μm (Cr nebo Cu terč), $z_0 = 260$ mm, $z_1 = 1$ mm, $u = 200$ čar/mm (odpovídá šířce 5 μm , což může být například šířka stěny zkoumaného vzorku) lze odhadnout poměr $l_{\text{shear}}/l_{\text{tran}}$ definovaný rovnicemi 2.6, 2.7 v sekci 2.2.1:

$$\frac{l_{\text{shear}}}{l_{\text{tran}}} = 0,05.$$

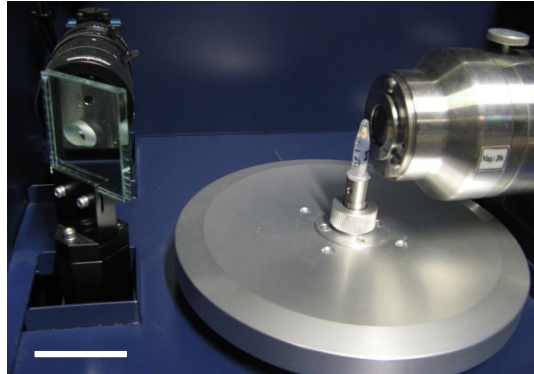
Tento poměr je menší než 1, fázový kontrast příslušející těmto strukturám by tedy měl být podle [44] pozorovatelný.

3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

a)



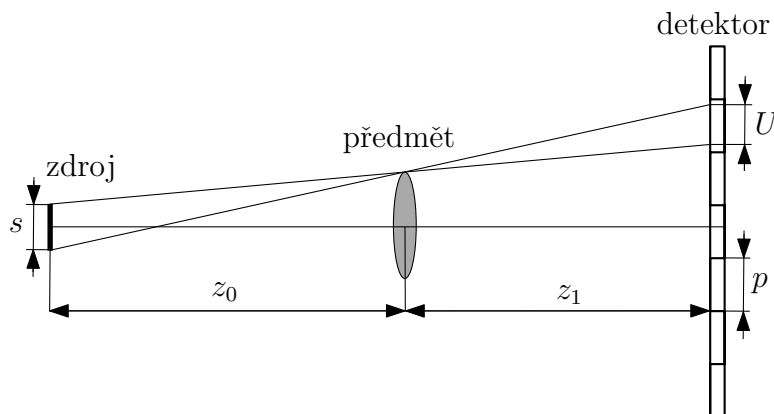
b)



Obrázek 3.1: RIGAKU Nano3DX: a) celé zařízení, b) detail vzorku umístěného v plastové trubičce těsně před detektorem. Délka bílé úsečky je 3 cm.

Pozorování objektů je však také omezeno velikostí zdroje. Aby obraz byl ostrý, je třeba, aby rozmazání (neostrost) U vzniklé nenulovou velikostí zdroje s bylo menší než velikost pixelu p , jak ukazuje obr. 3.2. Z obrázku lze nahlédnout, že mezi veličinami musí platit vztah

$$U = \frac{z_1}{z_0} s < p. \quad (3.1)$$



Obrázek 3.2: Ilustrace neostrosti U : pro ostrý obraz musí být hodnota U menší než velikost pixelu p .

V tab. 3.1 jsou uvedeny hodnoty neostrosti pro geometrické uspořádání RIGAKU Nano3DX a pro vybrané vzdálenosti vzorek–detektor. Pro velikost jednoho elementu¹ (pixelu) detektoru $0,54 \mu\text{m}$ (s nastavením *binning* 2, tj. sečtou se hodnoty v 2×2 sousedících

¹Lineární rozměr velikosti voxelu je potom tato hodnota vydělená zvětšením: $(p \cdot \text{binning}) / [(z_0 + z_1) / z_0]$. Protože je obvykle vzorek blízko detektoru, velikost zvětšení bývá blízko 1 a lineární rozměr voxelu bývá přibližně roven velikosti pixelu vynásobené hodnotou *binning*.

pixelech o velikosti $0,27\mu\text{m}$) je podmínka 3.1 splněna pro vzdálenost vzorek–detektor přibližně 1 mm pro Mo terč a přibližně 2 mm pro Cr a Cu terč. Z tohoto důvodu nelze vzorek umístit do větší vzdálenosti, jak by to ideálně vyžadovala metoda volného šíření záření.

Tabulka 3.1: Velikost neostrosti U pro vzdálenost zdroj–detektor $z_0 = 260\text{ mm}$, pro různé vzdálenosti vzorek–detektor z_1 a terče s různou velikostí stopy s .

z_1	s	U
1 mm	$150\mu\text{m}$ (Mo terč)	$0,58\mu\text{m}$
50 mm	$150\mu\text{m}$ (Mo terč)	$28,85\mu\text{m}$
1 mm	$70\mu\text{m}$ (Cr, Cu terč)	$0,27\mu\text{m}$
50 mm	$70\mu\text{m}$ (Cr, Cu terč)	$13,46\mu\text{m}$

GE phoenix v|tome|x L240 [64]

Industriální tomograf od firmy GE (obr. 3.3) je umístěn v klimatizovaném ochranném kabinetu na masivním žulovém bloku. Jako zdroj rtg záření s kuželovým svazkem je možno zvolit 240 kV/320 W mikrofokus rtg trubici nebo 180 kV/15 W nanofokus rtg trubici s wolframovými terči. Zařízení je vybaveno digitálním plochým detektorem GE DXR 250 s minimální velikostí pixelu $2\mu\text{m}$ pro 240 kV trubici a $1\mu\text{m}$ pro 180 kV trubici.

Jak bylo uvedeno u přístroje RIGAKU Nano3DX, pozorování je omezeno velikostí zdroje. Rtg trubice u přístroje GE phoenix v|tome|x L240 mají velikost stopy závislou na použitém napětí a proudu, experimentální parametry se musí volit tak, aby splňovaly rovnici 3.1.



Obrázek 3.3: GE phoenix v|tome|x L240.

3.2. Porovnávání obrazů

3.2.1. Metody

Pro porovnávání obrazů (rekonstrukce tomografických dat s algoritmem *phase retrieval* pro různé parametry tohoto algoritmu) byla navržena následující kritéria. V obrazu je

3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

vždy zvolena čára kolmá k výrazné hraně v nebo na hranici objektu a podél této čáry je vykreslen profil intenzit, na který jsou tato kriteria aplikována.

Kontrast, angl. *contrast*,

$$C = \frac{I_{\text{obj}} - I_{\text{poz}}}{I_{\text{poz}}},$$

kde I_{obj} je intenzita objektu a I_{poz} je intenzita pozadí.

Typická délka zvoleného profilu je 40 px–50 px. Hodnoty I_{obj} , I_{poz} byly zjištěny jako průměr hodnot ze čtvercové oblasti 10 px × 10 px, jejímž středem procházelo prvních, resp. posledních 10 px čáry. Tímto postupem se získal větší statistický soubor a zároveň se zamezilo ovlivnění výsledku přítomností hrany.

Poměr signál–šum, angl. *signal to noise ratio*,

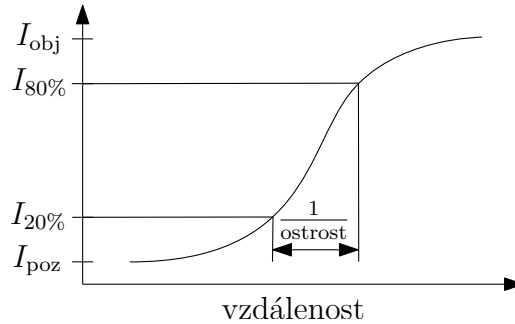
$$\text{SNR} = \frac{(I_{\text{obj}} - I_{\text{poz}})}{\text{std}(I_{\text{poz}})},$$

kde $\text{std}(I_{\text{poz}})$ značí směrodatnou odchylku od střední hodnoty I_{poz} .

Ostrost, angl. *sharpness*,

$$S = \frac{1}{x_{80\%} - x_{20\%}},$$

kde $x_{80\%}$ je místo v profilu odpovídající intenzitě $I_{80\%} = 0,8(I_{\text{obj}} - I_{\text{poz}})$ a $x_{20\%}$ je místo v profilu odpovídající intenzitě $I_{20\%} = 0,2(I_{\text{obj}} - I_{\text{poz}})$. Význam tohoto kriteria je ilustrován na obr. 3.4.



Obrázek 3.4: Ilustrace významu ostrosti.

3.2.2. Použité programy

Data z tomografické stanice GE phoenix v|tome|x L240 byla rekonstruována v programu GE phoenix datos|x 2.0 [65, 66]. Program je přizpůsoben rekonstrukci dat z tomografických stanic GE s kuželovým svazkem.

Na data z RIGAKU Nano3DX byl aplikován algoritmus *phase retrieval* ve volně dostupném programu nebo také rozšíření pro ImageJ *AnkaPhase* [45]. Vstupními daty pro *AnkaPhase* jsou projekce naměřené tomografem. Uživatel musí zadat energii použitého záření, velikost pixelu kamery, vzdálenost vzorek–detektor a hodnoty δ , β nebo jejich poměr pro vzorek. Jako energie byla zadávána K- α čára (nejsilnější čára charakteristického spektra) prvku tvořícího terč, hodnoty jsou uvedeny v tab. 3.2. Výstupními daty jsou pak projekce zobrazující tloušťku materiálu, kterým záření prošlo, podle rovnice 2.8, nebo

změnu fáze záření podle rovnice 2.9. V případě této práce byl vždy zadán poměr δ/β , tomografické řezy tedy zobrazují fázovou mapu předmětu.

Tabulka 3.2: K- α čáry pro různé materiály terče [22].

Cu	Cr	Mo
8,0 keV	5,4 keV	17,0 keV

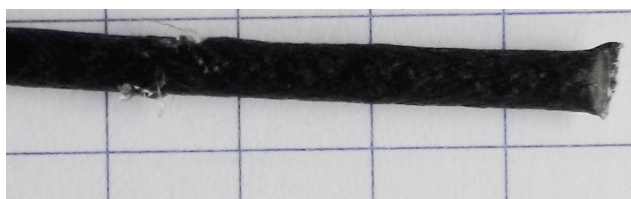
Z projekcí byl rekonstruován obraz v rekonstrukčním modulu programu VGStudio MAX 2.2 s použitím rekonstrukce pro paralelní svazek [67, 68].

K úpravě a zpracování dat byly použity programy ImageJ [69] a MATLAB R2014b [70].

3.3. Měření

3.3.1. Polyethylen s uhlíkovými vlákny

Pro demonstraci zobrazení ve fázovém kontrastu byla jako vzorek zvolena tyčinka z polyethylenu (PE) s 15 %–20 % uhlíkových vláken (obr. 3.5).



Obrázek 3.5: Tyčinka z PE s 15 %–20 % uhlíkových vláken. Strana čtverce má délku 5 mm.

Experimentální údaje

Vzorek byl skenován na obou přístrojích:

- **GE phoenix v|tome|x L240** s 180 kV/15 W nanofokus rtg trubicí. Pro demonstraci významu vzdálenosti vzorek–detektor v metodě volného šíření záření byla provedena dvě měření s různými vzdálenostmi podobně, včetně nastavení parametrů, jako v [43]. Parametry měření jsou uvedeny v tab. 3.3. Data byla rekonstruována v programu GE phoenix datos|x 2.0 s automatickou korekcí středu rotace a posunu komponent systému (*scan/optimiser*, *agc/module*), korekcí artefaktů tvrdnutí svazku (použita hodnota 3) a s použitím filtrů *Inline Median* a *ROI-CT Filter* [65]. Pro použité experimentální parametry uvádí výrobce hodnotu velikosti stopy přibližně 4 μm . Hodnota neostrosti je potom přibližně $U \approx 287 \mu\text{m}$. Podle rovnice 3.1 by tato hodnota měla být menší než velikost pixelu, která je 200 μm (lineární rozměr voxelu vynásobený zvětšením M). Ve výsledných datech neostrost z důvodu velké velikosti stopy není poznat, je tedy pravděpodobné, že skutečná velikost stopy je menší než výrobcem udávaná.
- **RIGAKU Nano3DX**. Parametry měření jsou uvedeny v tabulce 3.4. Data byla rekonstruována v rekonstrukčním modulu programu VGStudio MAX 2.2 s použitím rekonstrukce pro paralelní svazek a rekonstrukčním filtrem Shepp–Logan [67].

3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Tabulka 3.3: Experimentální údaje k měření vzorku PE na GE phoenix v|tome|x L240.

Napětí	Proud	Expoziční čas	Počet projekcí	Velikost voxelu	Vzdálenost zdroj–vzorek	Vzdálenost vzorek–detektor
60 kV	230 mA	300 ms	1600	$(2,75\text{ }\mu\text{m})^3$	7 mm	502 mm
60 kV	230 mA	500 ms	1600	$(2,75\text{ }\mu\text{m})^3$	13 mm	933 mm

Tabulka 3.4: Experimentální údaje k měření vzorku PE na RIGAKU Nano3DX.

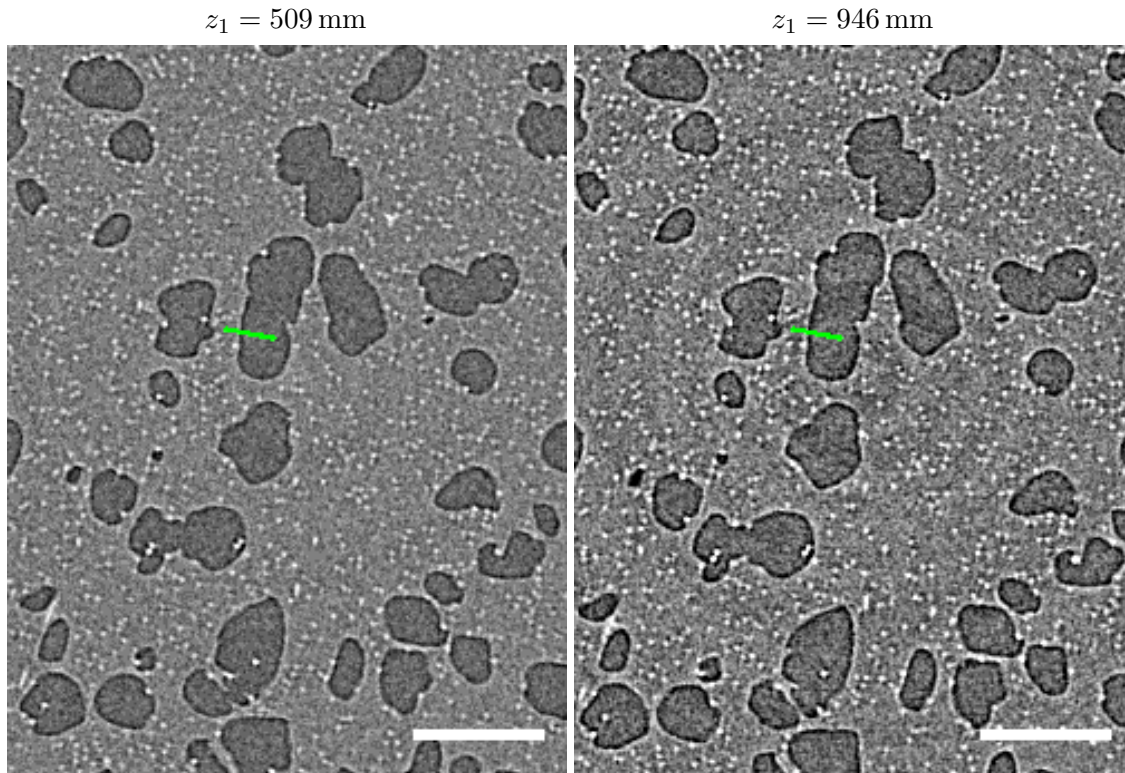
Terč	Napětí	Proud	Expoziční čas	Počet projekcí	Velikost voxelu	Vzdálenost vzorek–detektor
Cu	40 kV	30 mA	5 s	800	$(0,54\text{ }\mu\text{m})^3$	1,5 mm

Výsledky

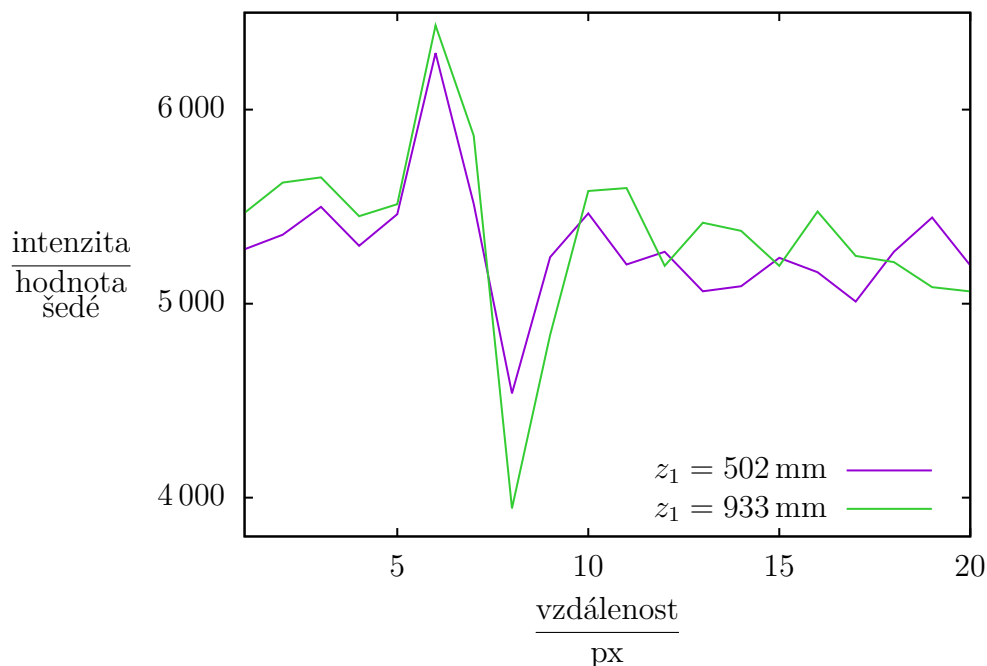
- **GE phoenix v|tome|x L240**

Řezy vzorkem naskenovaným v různých vzdálenostech jsou na obr. 3.6. Bílé tečky jsou uhlíková vlákna, tmavé segmenty jsou vzduchové póry.

Profily intenzit přes vybranou hranu, vyznačenou v řezech zelenou úsečkou, jsou na obr. 3.7. Na těchto profilech byl spočten kontrast a poměr signál–šum, hodnoty jsou uvedeny v tab. 3.5.



Obrázek 3.6: Řez vzorkem PE s uhlíkovými vlákny skenovanými na GE phoenix v|tome|x L240 pro různé vzdálenosti vzorek–detektor. U obou řezů byl stejným způsobem upraven jas a kontrast. Délka bílé úsečky je $100\text{ }\mu\text{m}$.



Obrázek 3.7: Porovnávání rekonstrukce vzorku PE s uhlíkovými vlákny skenovanými na GE phoenix v|tome|x L240 pro různé vzdálenosti vzorek–detektor: profily intenzit přes zeleně vyznačenu úsečku na obr. 3.6.

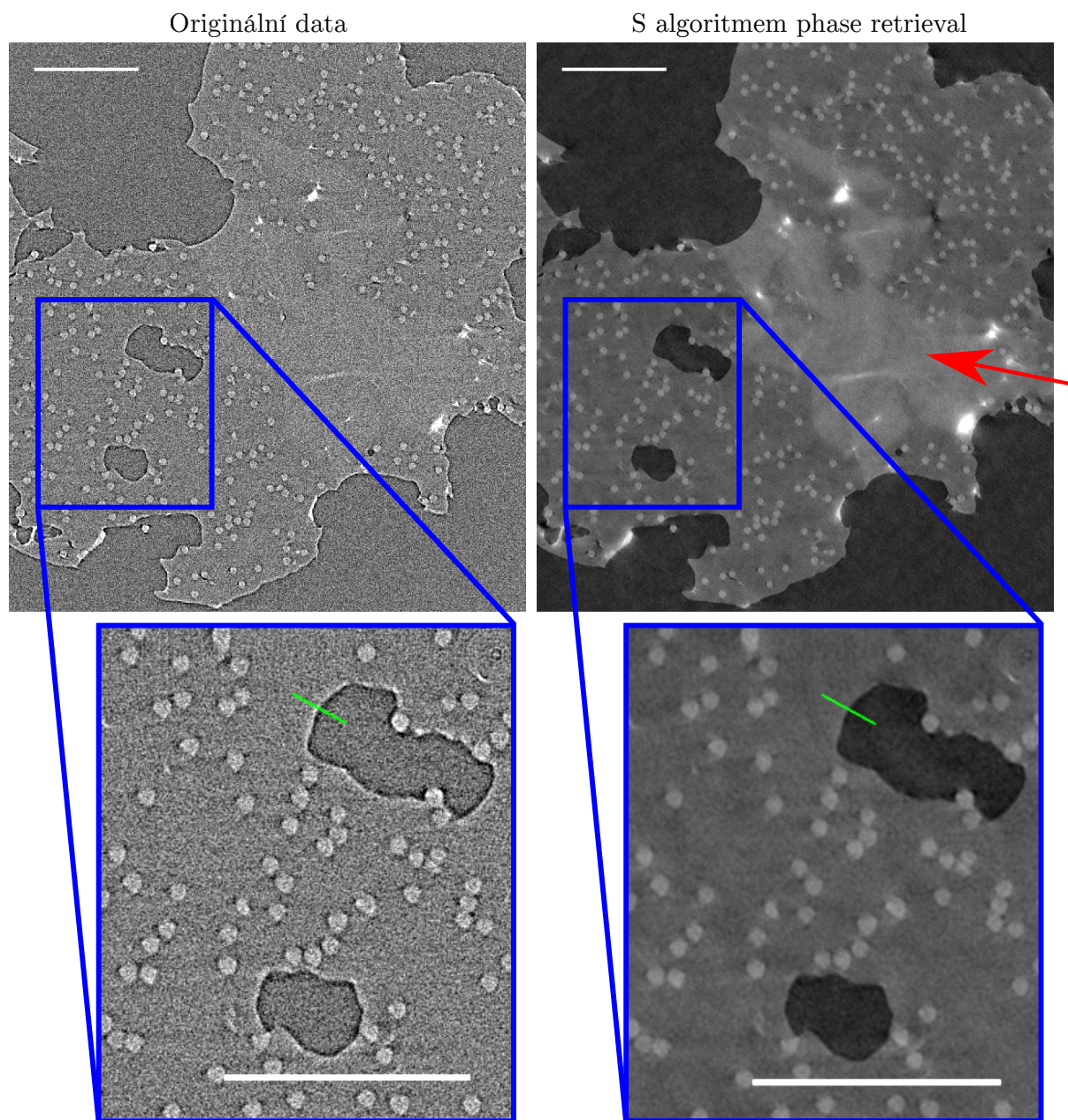
Tabulka 3.5: Porovnávání rekonstrukce vzorku PE s uhlíkovými vlákny skenovanými na GE phoenix v|tome|x L240 pro různé vzdálenosti vzorek–detektor: hodnoty kontrastu a šumu pro profil přes hrany vyznačené na obr. 3.6.

Vzdálenost vzorek–detektor	Kontrast C	SNR
509 mm	0,046	1,4
946 mm	0,085	1,8

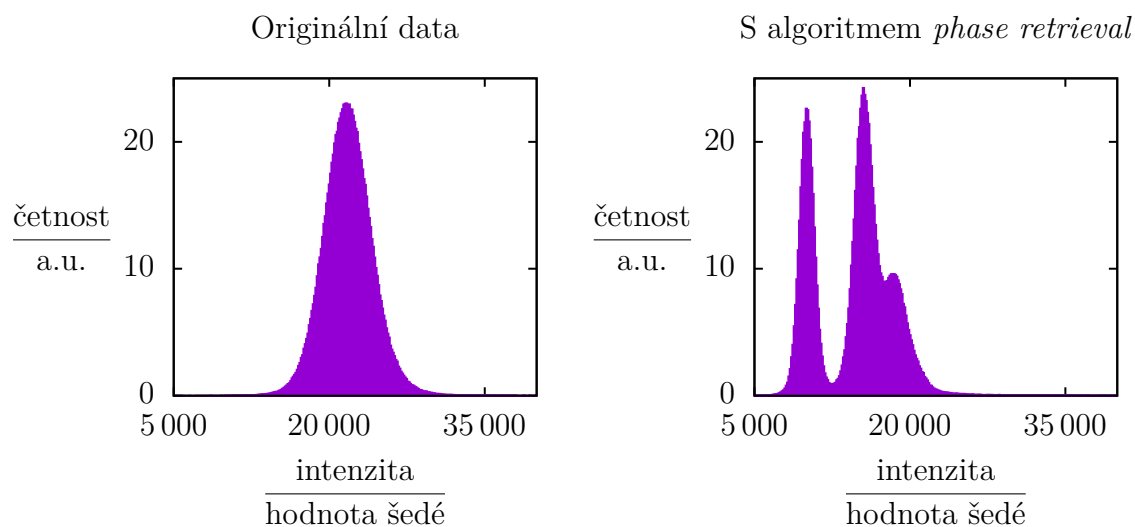
- **RIGAKU Nano3DX**

Řez naskenovaným vzorkem je na obr. 3.8 vlevo. Stejný řez s aplikací algoritmu *phase retrieval* pro $\delta/\beta = 780$ pro PE [33]. Histogramy obou řezů jsou na obr. 3.9. Profily intenzit přes vybranou hranu, vyznačenou v řezech zelenou úsečkou, jsou na obr. 3.10.

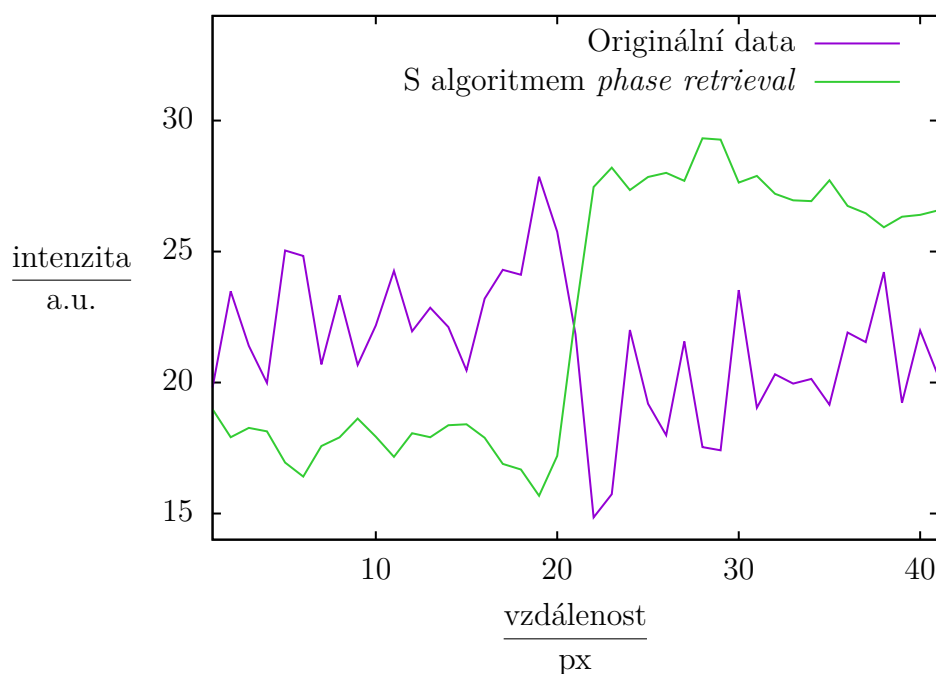
3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST



Obrázek 3.8: Řez vzorkem PE s uhlíkovými vlákny skenovanými na RIGAKU Nano3DX. U obou řezů byl upraven jas a kontrast. Vlevo originální data, vpravo s algoritmem *phase retrieval*. Červená šipka označuje pravděpodobně oblast s materiálem s jinou hustotou. Délka bílé úsečky je 100 μm .



Obrázek 3.9: Porovnávání rekonstrukce vzorku PE s uhlíkovými vlákny skenovanými na RIGAKU Nano3DX bez a s algoritmem *phase retrieval*: histogramy řezů na obr. 3.8.



Obrázek 3.10: Porovnávání rekonstrukce vzorku PE s uhlíkovými vlákny skenovanými na RIGAKU Nano3DX bez a s algoritmem *phase retrieval*: profily přes zelenou úsečku na obr. 3.8.

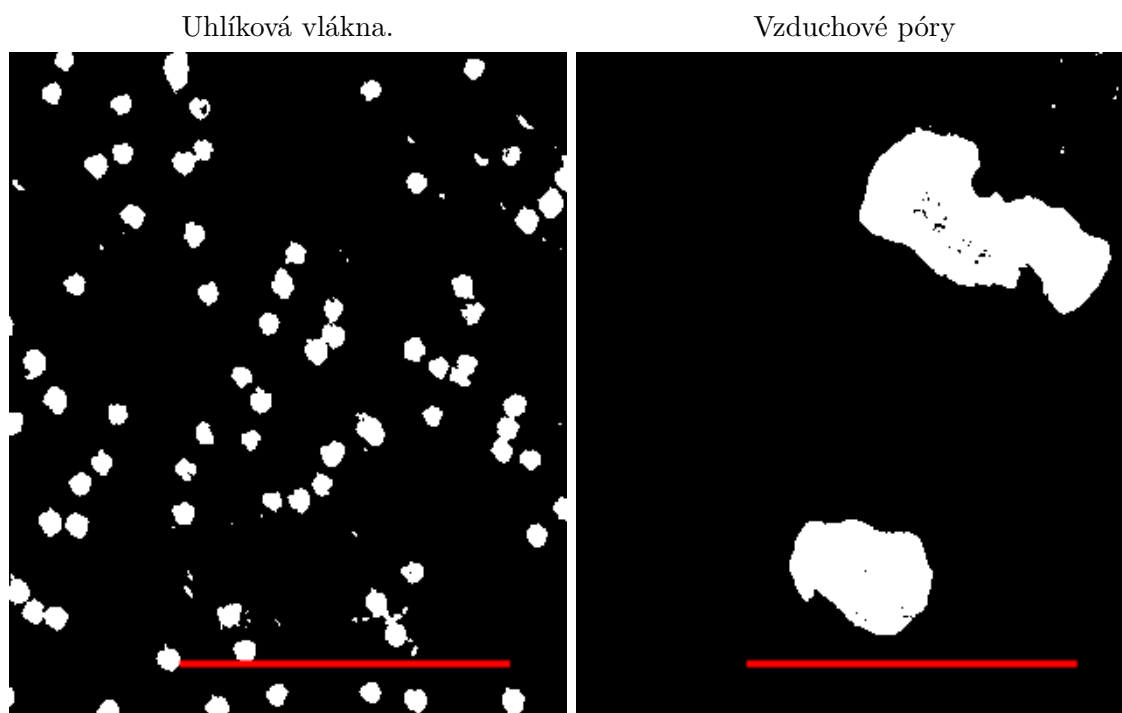
3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Diskuze

Na hranici mezi polymerem a vzduchem lze u obou přístrojů pozorovat projev fázového kontrastu na hranách.

Na datech z přístroje GE phoenix v|tome|x L240 bylo ověřeno, že fázový kontrast je viditelnější pro větší vzdálenost vzorek–detektor: profil přes hranu má větší kontrast i poměr signál–šum. Podrobnější experiment na přístroji nanotom 180NF XCT od firmy GE s podobným vzorkem a podobným nastavením tomografu je ukázán v [43]. Výsledky experimentu v této diplomové práci souhlasí s výsledky uvedenými v [43] – fázový kontrast se projevuje stejným způsobem, kontrast přes hranu roste se vzdáleností vzorek–detektor.

Na přístroji RIGAKU Nano3DX nelze zvětšit vzdálenost vzorek–detektor kvůli možnému rozmazání v důsledku velikosti stopy zdroje, jak bylo diskutováno v sekci 3.1. Na hranách lze také pozorovat projev fázového kontrastu. Na data byl aplikován algoritmus *phase retrieval*. Aplikace algoritmu vede ke změně tvaru histogramu – nyní lze rozlišit tři vrcholy. Toto rozlišení umožňuje snadnou segmentaci na základě histogramu. Na obr. 3.11 jsou odlišena uhlíková vlákna a vzduch na základě prahování v histogramu – práh je vždy umístěn do minima mezi vrcholy v histogramu. Aplikace algoritmu také odhaluje přítomnost oblasti, která pravděpodobně reprezentuje materiál s odlišnou hustotou, která je obtížně detekovatelná v absorpční tomografii (na obr. 3.8 vyznačena červenou šipkou).



Obrázek 3.11: Segmentace jednotlivých fází vzorku PE s uhlíkovými vlákny skenovaným na RIGAKU nano3DX rekonstruovaným s algoritmem *phase retrieval* na základě histogramu. Délka červené úsečky je 100 μm .

3.3.2. Srdce

Pro léčení, prevenci a kardiochirurgické zákroky je nutné rozpoznat zdravou srdeční tkáň a tkáň postiženou infarktem. Tyto tkáně byly doposud analyzovány pomocí fluorescenční a rastrovací elektronové mikroskopie, které detekovaly pouze jejich povrch. Rentgenová počítačová tomografie umožňuje 3D zobrazování těchto tkání. CT je vhodná pro skenování jak zdravé, tak i postižené srdeční myší tkáně bez použití kontrastní látky, kdy je možné dosáhnout poměrně vysokého rozlišení (až 500 nm). Detailní analýzou struktur získaných z nanoCT v kombinaci s konfokální, fluorescenční a rastrovací mikroskopií by bylo možné v budoucnu navrhnout jak fyzikálně-chemické, tak i strukturální vlastnosti bioinspirovaných syntetických nanostrukturovaných tkání, které by sloužily jako in-vitro 3D modely progresu srdečních onemocnění. Tento výzkumný projekt je realizován vědci z CEITEC VUT ve spolupráci s kolegy z FNUSA-ICRC² Fakultní nemocnice u sv. Anny.

Experimentální údaje

Vysušený vzorek srdeční tkáně byl skenován na přístroji RIGAKU Nano3DX s parametry uvedenými v tabulce 3.6. Data byla rekonstruována v rekonstrukčním modulu programu VGStudio MAX 2.2 s použitím rekonstrukce pro paralelní svazek a rekonstrukčním filtrem Shepp–Logan [67].

Tabulka 3.6: Experimentální údaje k měření vzorku srdeční tkáně.

Terč	Napětí	Proud	Expoziční čas	Počet projekcí	Velikost voxelu	Vzdálenost vzorek–detektor
Cr	35 kV	24 mA	10 s	800	$(0,53 \mu\text{m})^3$	2 mm

Výsledky

Řez naskenovaným vzorkem je na obr. 3.12a), histogram uvedeného řezu je na obr. 3.12b). Profil intenzit přes zeleně vyznačenou úsečku je na obr. 3.13.

Na data byl aplikován algoritmus *phase retrieval*. Hodnoty E a velikost voxelu byly voleny podle experimentálních hodnot. Poměr δ/β pro vzorek je neznámý, algoritmus byl tedy aplikován s různými hodnotami parametrů δ/β . Pro posouzení nejvhodnějšího poměru δ/β byly vykresleny histogramy, profily intenzit přes v řezu zeleně vyznačenou úsečku a spočítána kritéria uvedená v sekci 3.2.1. Hodnoty kritérií pro originální řez (obr. 3.12a), tedy bez aplikace algoritmu *phase retrieval*, jsou uvedeny v tabulce 3.7.

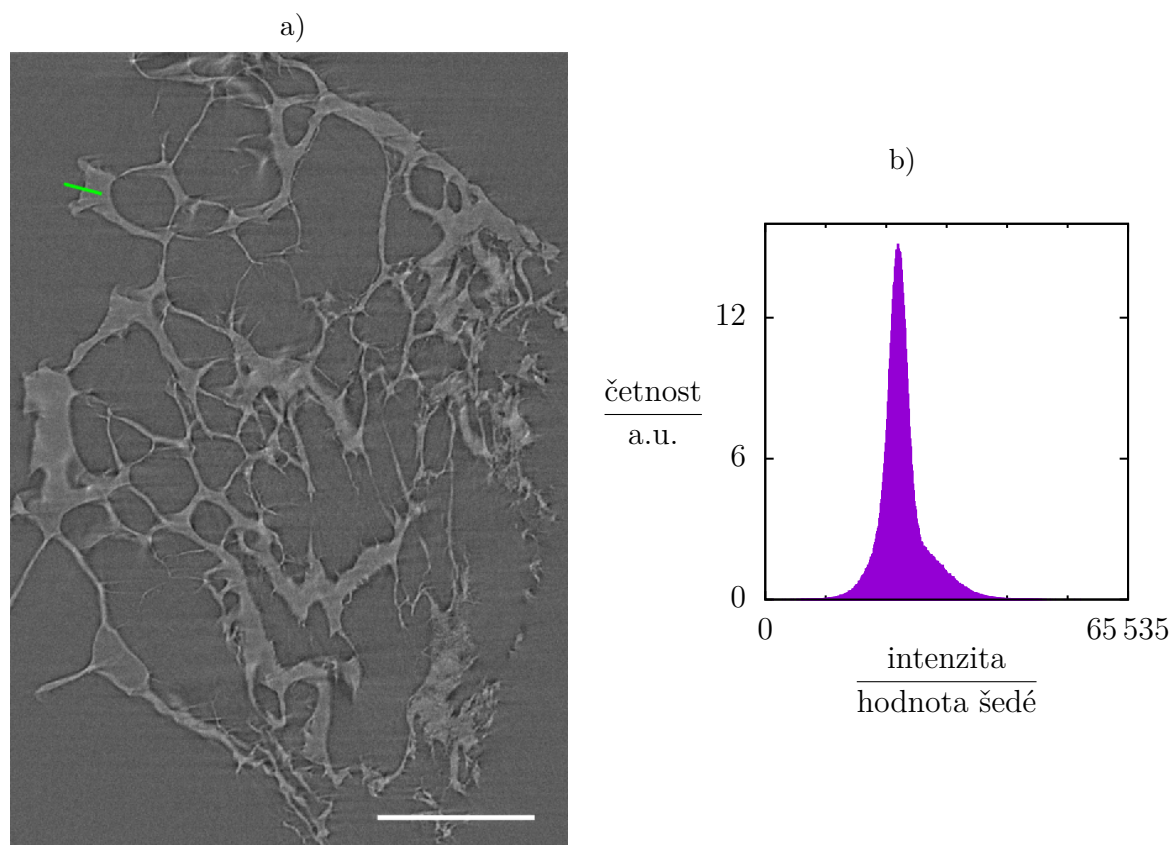
Řezy srdeční tkáně s algoritmem *phase retrieval* pro různá δ/β jsou na obr. 3.14, histogramy těchto řezů jsou na obr. 3.15. Profily intenzit přes zeleně vyznačenou úsečku příslušející různým hodnotám δ/β jsou na obr. 3.16. Hodnoty kritérií přes tyto profily jsou na obr. 3.17.

Tabulka 3.7: Hodnoty kritérií přes profil intenzit přes zelenou úsečku pro řez srdeční tkáně na obr. 3.12.

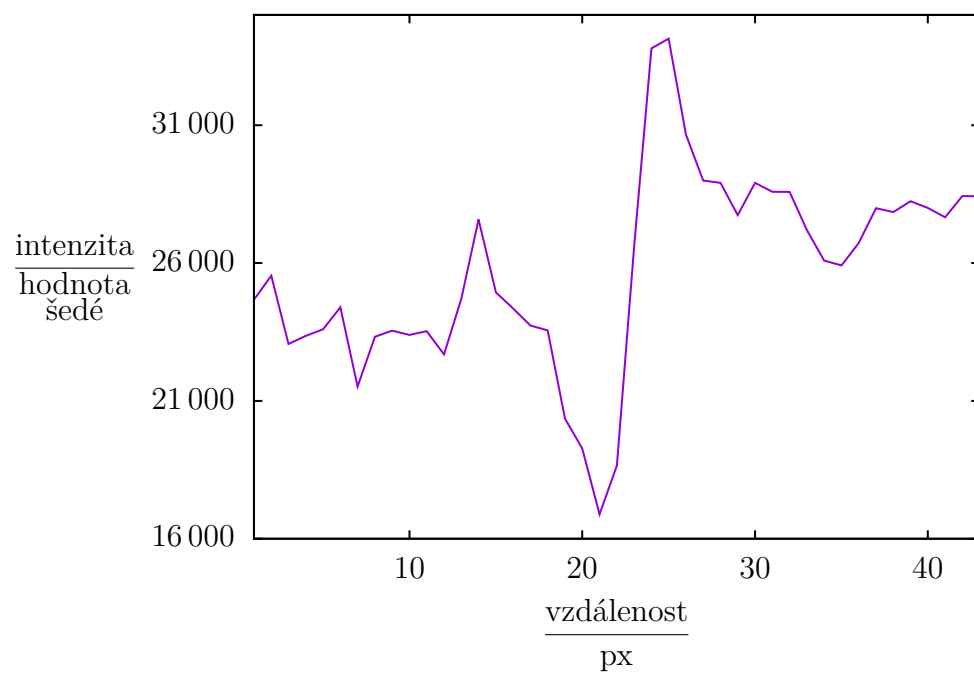
Kontrast C	SNR	Ostrost S
0,1	3	$0,08 \text{ px}^{-1}$

²Mezinárodní centrum klinického výzkumu Fakultní nemocnice u sv. Anny v Brně

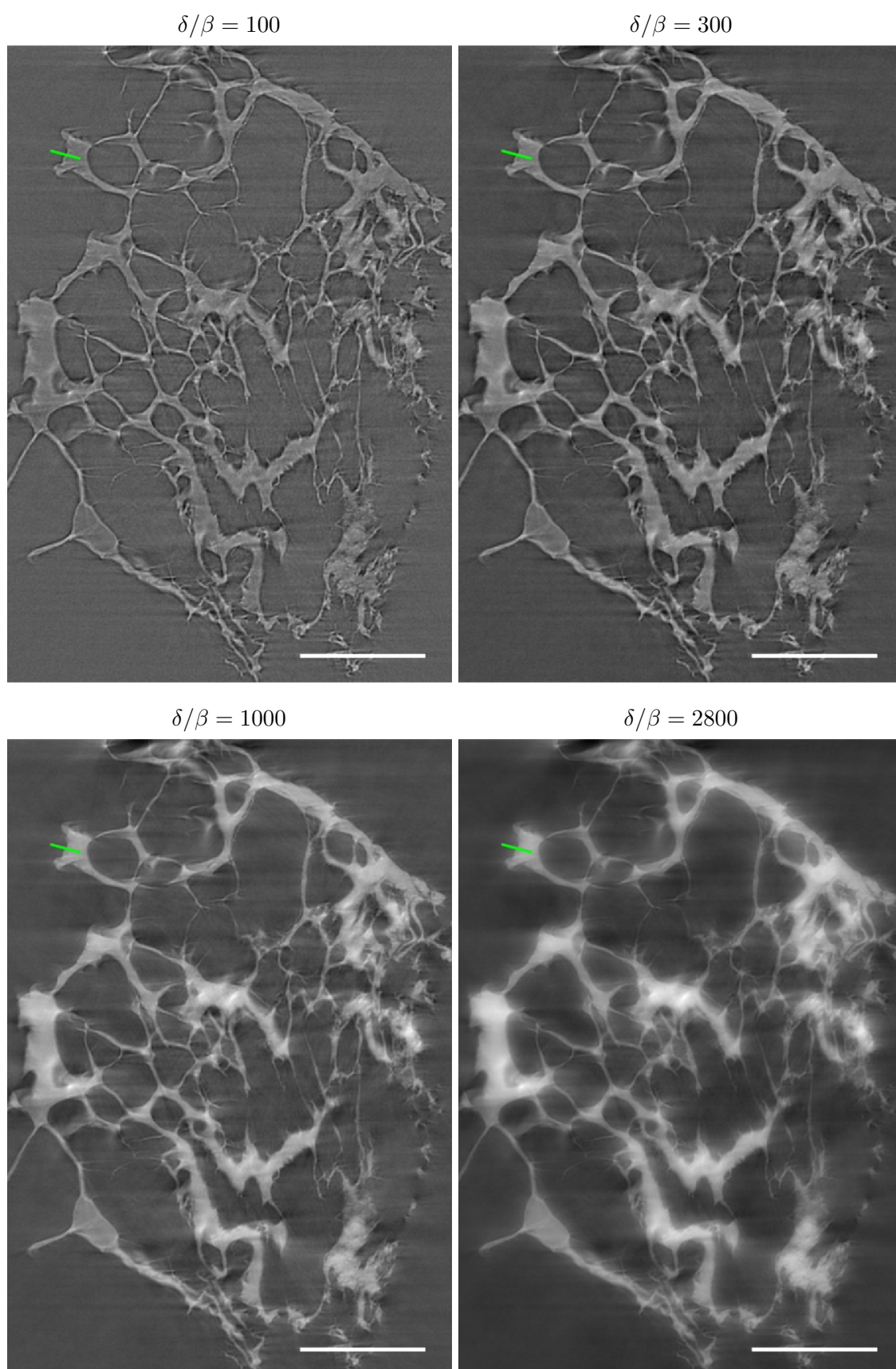
3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST



Obrázek 3.12: a) Vzorek srdeční tkáně naměřený na RIGAKU Nano3DX s parametry uvedenými v tabulce 3.6. Délka bílé úsečky je $100\mu\text{m}$. b) Histogram tohoto řezu.

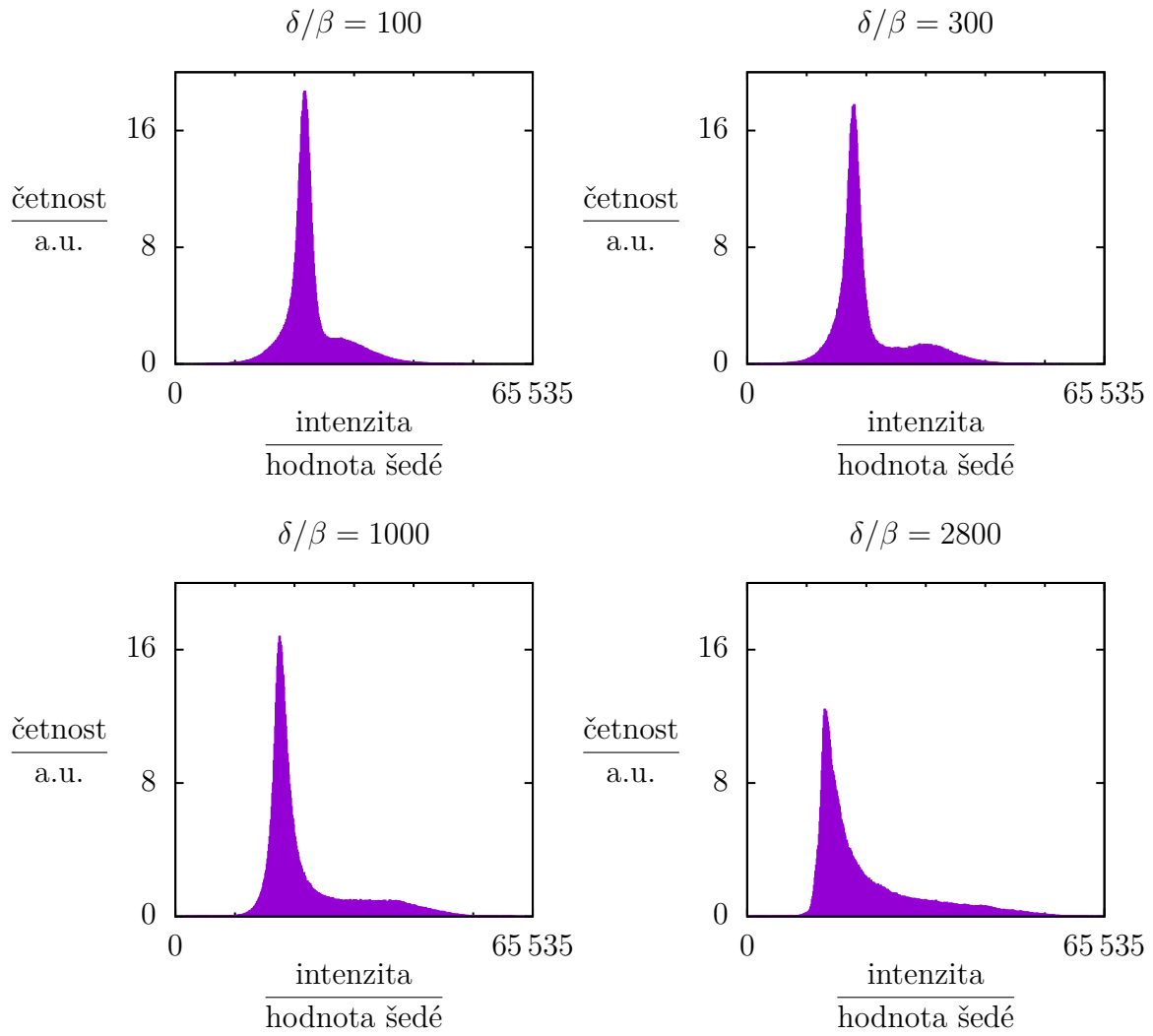


Obrázek 3.13: Profil intenzit přes zeleně vyznačenou úsečku na vzorku srdeční tkáně na obr. 3.12a).

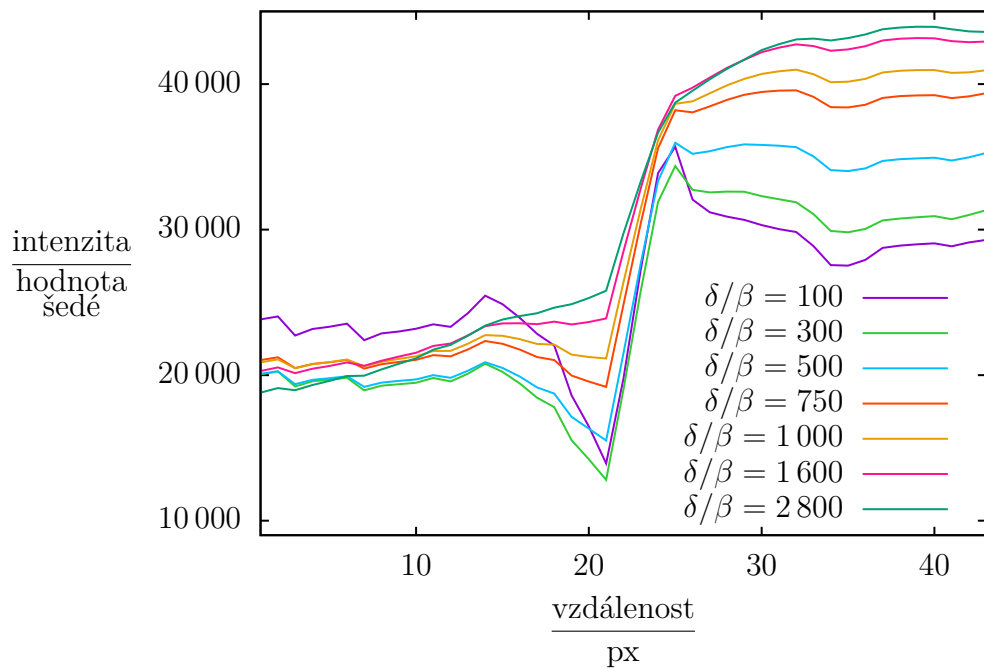


Obrázek 3.14: Aplikace *phase retrieval* algoritmu na vzorek srdeční tkáně na obr. 3.12 pro různé hodnoty δ/β . Délka bílé úsečky je 100 μm .

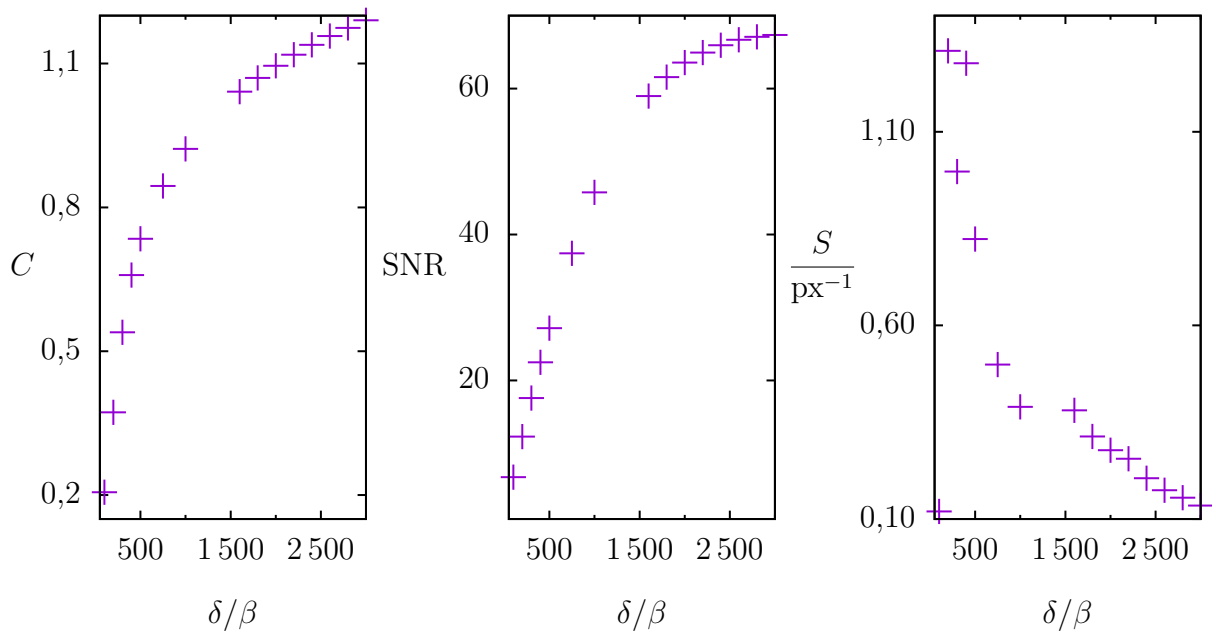
3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST



Obrázek 3.15: Porovnávání rekonstrukce srdeční tkáně s algoritmem *phase retrieval* pro různé hodnoty δ/β : histogramy řezů na obr. 3.14.



Obrázek 3.16: Porovnávání rekonstrukce srdeční tkáně s algoritmem *phase retrieval* pro různé hodnoty δ/β : profily přes hranu vyznačenou na obr. 3.14 zelenou úsečkou.



Obrázek 3.17: Porovnávání rekonstrukce srdeční tkáně s algoritmem *phase retrieval* pro různé hodnoty δ/β pomocí kritérií pro profil intenzit přes vybranou hranu.

3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

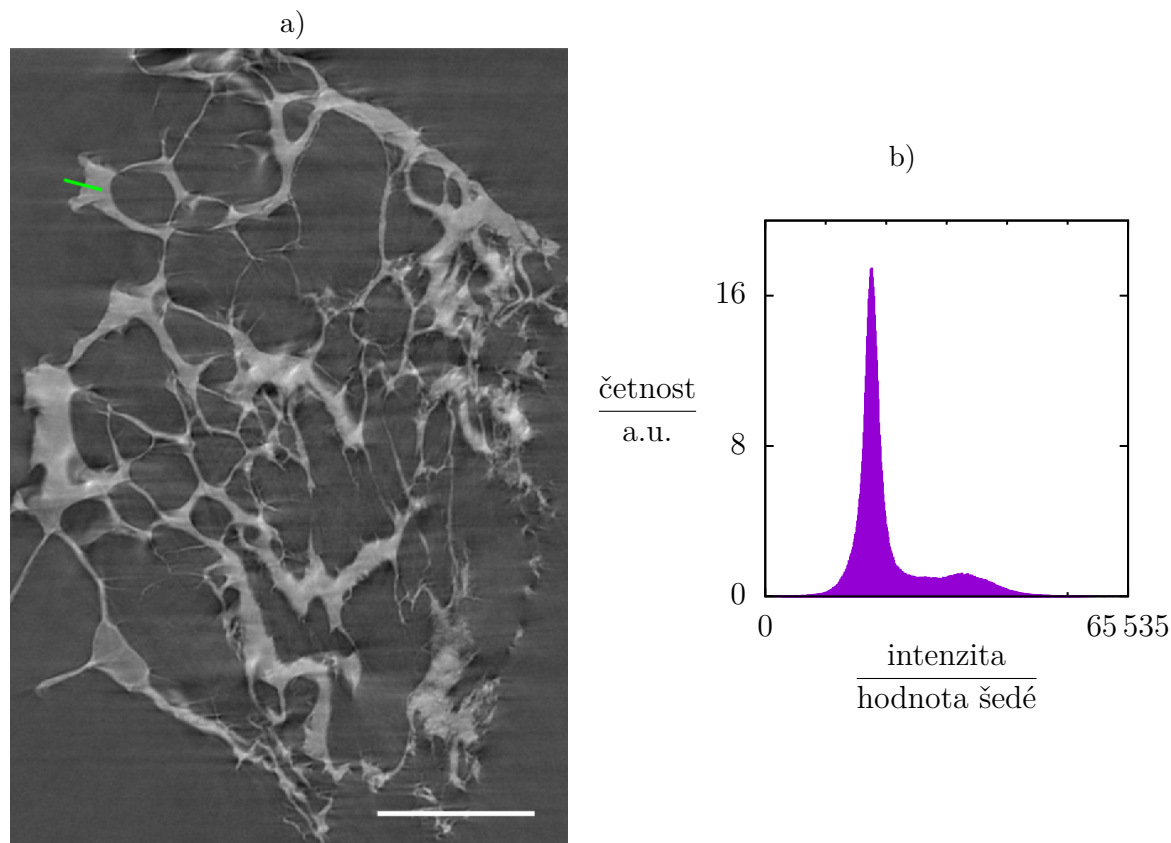
Diskuze

Na řezu srdce na obr. 3.12a) lze na hranách pozorovat projev fázového kontrastu, tedy typický tvar profilu intenzit přes hranu (vyznačenou zelenou úsečkou).

Na data byl aplikován algoritmus *phase retrieval*. Pro určení optimálního poměru δ/β byl aplikován pro více hodnot a výsledné obrazy byly porovnávány z různých hledisek. Pro segmentaci na základě histogramu je vhodné, aby pozadí a materiál, příp. různé fáze materiálu, šly jednoduše a jednoznačně odlišit. V případě vzorku srdce je ideálním případem histogram s bimodálním rozložením, ke kterému se nejvíce přibližuje varianta $\delta/\beta \approx 300$.

Z hlediska profilu intenzit přes hranu je vhodné, aby na hraně nebyl znát tzv. hranový efekt a zároveň ostrost hrany byla co největší. Absenci hranového efektu splňují $\delta/\beta \approx 750$ a vyšší, ostrost od hodnoty $\delta/\beta \approx 200$ klesá. S rostoucím poměrem δ/β rostou kontrast a poměr signál–šum.

Jako optimální hodnota δ/β pro tento vzorek byla zvolena $\delta/\beta = 500$ (obr. 3.18a). Aplikace algoritmu *phase retrieval* zvýšila ostrost hrany, kontrast i poměr signál–šum. Histogram (obr. 3.18b) obsahuje dva snadno oddělitelné vrcholy, což usnadňuje volbu prahu pro segmentaci.



Obrázek 3.18: a) Vzorek srdeční tkáně naměřený na RIGAKU Nano3DX s aplikací algoritmu *phase retrieval* s $\delta/\beta = 500$. Délka bílé úsečky je $100\mu\text{m}$. b) Histogram tohoto řezu.

3.3.3. Polyesterová vlákna

Dalším vzorkem vhodným pro pozorování ve fázovém kontrastu jsou polyesterová (PES) vlákna.

Experimentální údaje

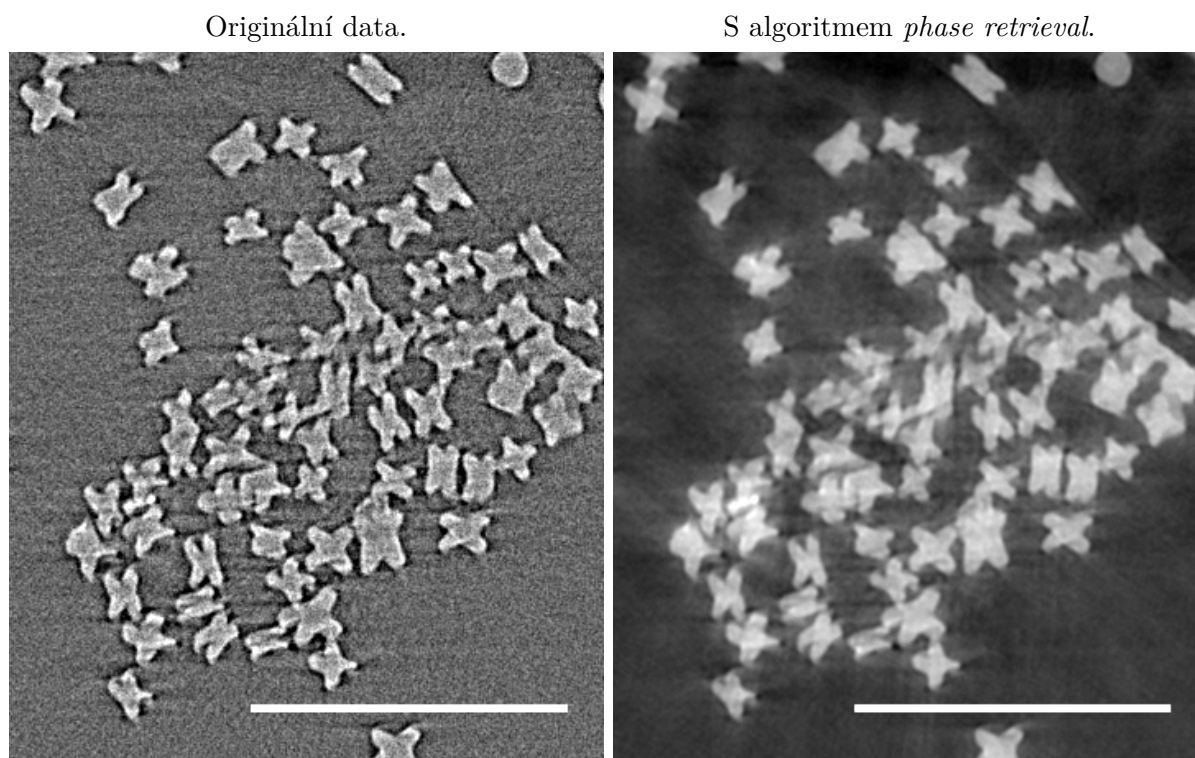
PES vlákna byla skenována na přístroji RIGAKU Nano3DX s parametry uvedenými v tabulce 3.8. Data byla rekonstruována v rekonstrukčním modulu programu VGStudio MAX 2.2 s použitím rekonstrukce pro paralelní svazek a rekonstrukčním filtrem Shepp–Logan [67].

Tabulka 3.8: Experimentální údaje k měření vzorku PES vláken.

Terč	Napětí	Proud	Expoziční čas	Počet projekcí	Velikost voxelu	Vzdálenost vzorek–detektor
Cr	35 kV	24 mA	10 s	800	$(0,53\ \mu\text{m})^3$	0,5 mm

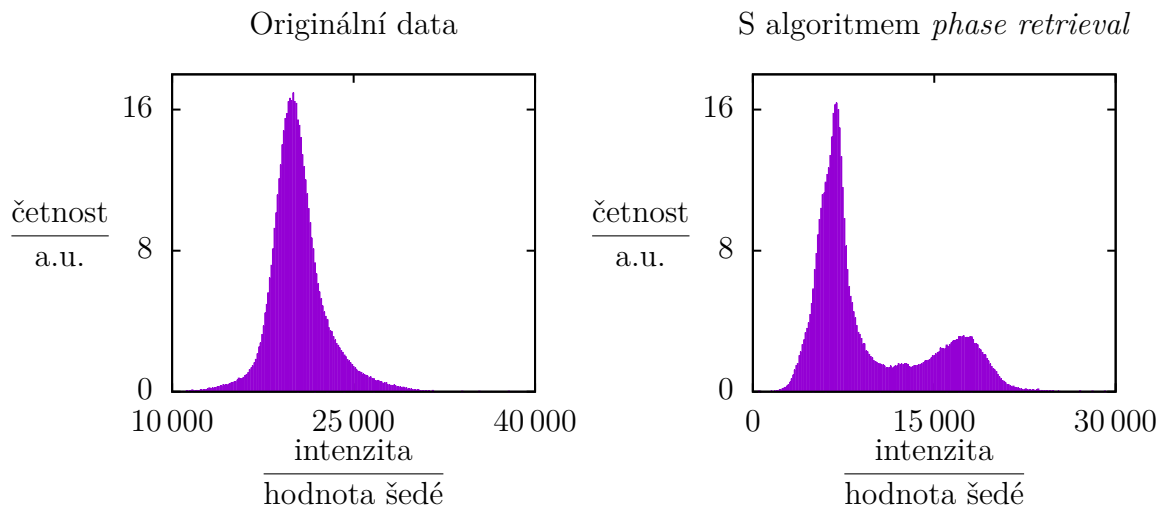
Výsledky

Řez naskenovaným vzorkem je na obr. 3.19a). Stejný řez s aplikací algoritmu *phase retrieval* je na obr. 3.19b). Hodnota $\delta/\beta = 583$ byla zvolena podle [33] jako hodnota pro uhlík. Histogramy obou řezů jsou na obr. 3.20.



Obrázek 3.19: Řez vzorkem PES vláken skenovaných na RIGAKU Nano3DX. Vlevo originální data, vpravo s algoritmem *phase retrieval*. U obou řezů byl upraven jas a kontrast. Délka bílé úsečky je $100\ \mu\text{m}$.

3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST



Obrázek 3.20: Porovnávání rekonstrukce vzorku PES vláken skenovaných na RIGAKU Nano3DX bez a s algoritmem *phase retrieval*: histogramy řezů na obr. 3.19.

Diskuze

Na hranici mezi vlákny a vzduchem lze pozorovat projev fázového kontrastu na hranách. Aplikace algoritmu *phase retrieval* vedla k bimodálnímu rozložení histogramu, které umožnilo segmentaci vláken na základě tohoto histogramu (práh byl zvolen v minimu mezi vrcholy), jak je ukázáno na obr. 3.21.



Obrázek 3.21: Segmentace PES vláken s algoritmem *phase retrieval* na základě histogramu. Délka červené úsečky je 100 μm .

Závěr

Diplomová práce se zabývá fázovým kontrastem v rentgenové počítačové tomografii. Cíli práce jsou seznámení se s možnostmi využití fázového kontrastu v CT se zaměřením na metodu volného šíření záření a aplikace a zhodnocení použití této metody na stanicích RIGAKU Nano3DX a GE phoenix v|tome|x L240 v Laboratoři rentgenové mikro a nanotomografie CEITEC VUT.

V rámci rešerše v oblasti rentgenové počítačové tomografie je podán obecný přehled s důrazem na fyzikální principy a matematické zpracování obrazu. Pro informace o hodnotách uvedených fyzikálních veličin v rentgenové oblasti včetně indexu lomu pro různé materiály jsou uvedeny odkazy na vybrané internetové databáze.

Práce je zaměřena na tomografické pozorování ve fázovém kontrastu. Jako základní veličiny definující možnosti takového pozorování jsou zavedeny pojmy časové a prostorové koherence. Přehledově jsou uvedeny čtyři dnes používané metody: metoda volného šíření záření, zařazení analyzáru, mřížková interferometrie a rentgenová interferometrie. Metoda volného šíření záření je díky snadné experimentální sestavě, tj. detektor je umístěn v přiměřeně velké vzdálenosti od vzorku, nejjednodušší metodou a lze ji snadno aplikovat i v laboratorních podmínkách bez nutnosti použití dalších komponent. Pro získání informace o rozdílu fáze záření po průchodu vzorkem a fáze, kterou by záření mělo, kdyby prošlo prostředním bez vzorku, byly vyvinuty algoritmy *phase retrieval*.

V práci je demonstrováno použití metody volného šíření záření na vzorcích měřených na laboratorních zdrojích v Laboratoři rentgenové mikro a nanotomografie CEITEC VUT. Vzorek polyethylenu s uhlíkovými vlákny je měřen na dvou CT systémech, GE phoenix v|tome|x L240 a RIGAKU Nano3DX. Na obou jsou pozorovány projevy fázového kontrastu (hranový efekt). Vzhledem k parametrům zařízení RIGAKU Nano3DX nelze metodu volného šíření záření ověřit pro více vzdáleností vzorek–detektor. U stanice GE phoenix v|tome|x L240 je pozorován větší fázový kontrast pro větší vzdálenost vzorek–detektor. Pozorování ve fázovém kontrastu na přístroji RIGAKU Nano3DX je demonstrováno také na vzorcích polyesterových vláken a srdeční tkáně.

Aplikace algoritmu *phase retrieval* na data s projevem hranového efektu vede ke zvýšení ostrosti hrany, kontrastu i poměru signál–šum a k usnadnění segmentace na základě histogramu. U vzorku PE s uhlíkovými vlákny odhaluje přítomnost materiálu pravděpodobně s jinou hustotou. V rámci aplikace algoritmu *phase retrieval* na vzorek srdeční tkáně skenované na RIGAKU Nano3DX jsou pro určení neznámého indexu lomu v podobě poměru δ/β navržena a aplikována kritéria, která jsou, spolu s tvarem histogramu, vhodná pro automatický výběr optimální hodnoty. V některých případech mohou být projevy fázového kontrastu nežádoucí – pokud uživatel pro jednoduchost, ušetření času nebo kvůli neznalosti nechce v rámci zpracování aplikovat algoritmus *phase retrieval*, tvar histogramu a hranový efekt mohou znesnadňovat segmentaci a analýzu dat.

ZÁVĚR

Oba testované přístroje umožňují pozorování ve fázovém kontrastu metodou volného šíření záření. Oproti synchrotronovým zdrojům jsou laboratorní zdroje omezeny zejména polychromatickým spektrem záření a velikostí stopy zdroje, která určuje míru prostorové koherence.

Přístroj GE phoenix v|tome|x L240 umožňuje nastavení napětí v rentgenové trubici a velké vzdálenosti vzorek–detektor. Napětí na rentgenové trubici určuje intenzitu záření, ale s rostoucí intenzitou záření se zvětšuje také velikost stopy, která negativně ovlivňuje míru prostorové koherence. Při zvětšování vzdálenosti vzorek–detektor se zároveň zmenšuje zorné pole. Pro pozorování ve fázovém kontrastu jsou tedy vhodné malé vzorky z lehkých materiálů jako polymery, tkáně apod.

Přístroj RIGAKU Nano3DX má fixní nastavení vzdálenosti zdroj–vzorek a pro každý terč specifickou hodnotu napětí v trubici. Kvůli velikosti stopy zdroje nelze metodu volného šíření záření použít pro větší vzdálenosti vzorek–detektor než 1 mm–2 mm, nicméně prostorová koherence záření je dostatečná pro pozorování ve fázovém kontrastu. Výhodou je malá velikost pixelu (až 27 μm).

Literatura

- [1] BARUCHEL, José. *X-ray tomography in material science*. Paris: Hermes Science, 2000. 204 s. ISBN 978-2-7462-0115-6.
- [2] KASTNER, Johann, Bernhard PLANK a Christoph HEINZL. Advanced X-ray computed tomography methods: High resolution CT, quantitative CT, 4DCT and phase contrast CT. *Proceedings Digital Industrial Radiology and Computed Tomography 2015, Belgium, Ghent*. 2015.
- [3] DULLIN, Christian, Simeone dal MONEGO, Emanuel LARSSON, Sara MOHAMMADI, Martin KRENKEL, Chiara GARROVO, Stefania BIFFI, Andrea LORENZON, Andrea MARKUS, Joanna NAPP, Tim SALDITT, Agostino ACCARDO, Frauke ALVES a Giuliana TROMBA. Functionalized synchrotron in-line phase-contrast computed tomography: a novel approach for simultaneous quantification of structural alterations and localization of barium-labelled alveolar macrophages within mouse lung samples. *Journal of Synchrotron Radiation*. 2015, vol. 22, no. 1, s. 143–155. ISSN 1600-5775. Dostupné z: doi:10.1107/S1600577514021730.
- [4] BELTRAN, M. A., D. M. PAGANIN, K. K. W. SIU, A. FOURAS, S. B. HOOPER, D. H. RESER a M. J. KITCHEN. Interface-specific x-ray phase retrieval tomography of complex biological organs. *Physics in Medicine and Biology*. 2011, vol. 56, no. 23, s. 7353–7369. ISSN 0031-9155. Dostupné z: doi:10.1088/0031-9155/56/23/002.
- [5] ABRAMI, A., F. ARFELLI, R.C. BARROSO, A. BERGAMASCHI, F. BILLÈ, P. BREGANT, F. BRIZZI, K. CASARIN, E. CASTELLI, V. CHENDA, L. DALLA PALMA, D. DREOSSI, C. FAVA, R. LONGO, L. MANCINI, R.-H. MENK, F. MONTANARI, A. OLIVO, S. PANI, A. PILLON, E. QUAI, S. REN KAISER, L. RIGON, T. ROKVIC, M. TONUTTI, G. TROMBA, A. VASCOTTO, C. VENANZI, F. ZANCONATI, A. ZANETTI a F. ZANINI. Medical applications of synchrotron radiation at the SYRMEP beamline of ELETTRA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2005, vol. 548, no. 1-2, s. 221–227. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2005.03.093.
- [6] PITTIA, Paola, Giampiero SACCHETTI, Lucia MANCINI, Marco VOLTOLINI, Nicola SODINI, Giuliana TROMBA a Franco ZANINI. Evaluation of microstructural properties of coffee beans by synchrotron X-ray microtomography: A methodological approach. *Journal of Food Science*. 2011, vol. 76, no. 2, s. E222–E231. ISSN 00221147. Dostupné z: doi:10.1111/j.1750-3841.2010.02009.x.
- [7] TROMBA, G., R. LONGO, A. ABRAMI, F. ARFELLI, A. ASTOLFO, P. BREGANT, F. BRUN, K. CASARIN, V. CHENDA, D. DREOSSI, et al. The SYRMEP beamline of Elettra: clinical mammography and bio-medical applications. In: *AIP Conference Proceedings*. 2010, s. 18. Dostupné z: doi:10.1063/1.3478190.

LITERATURA

- [8] ZANOLLI, Clément, Luca BONDIOLI, Lucia MANCINI, Arnaud MAZURIER, Harry WIDIANTO a Roberto MACCHIARELLI. Brief communication: two human fossil deciduous molars from the sangiran dome (Java, Indonesia): Outer and inner morphology. *American Journal of Physical Anthropology*. 2012, vol. 147, no. 3, s. 472–481. ISSN 00029483. Dostupné z: doi:10.1002/ajpa.21657.
- [9] HAGEN, C. K., P. R. T. MUNRO, M. ENDRIZZI, P. C. DIEMOZ a A. OLIVO. Low-dose phase contrast tomography with conventional x-ray sources. *Medical Physics*. 2014, vol. 41, no. 7, s. 070701. ISSN 0094-2405. Dostupné z: doi:10.1118/1.4884297.
- [10] WILLNER, M., J. HERZEN, S. GRANDL, S. AUWETER, D. MAYR, A. HIPPEL, M. CHABIOR, A. SARAPATA, K. ACHTERHOLD, I. ZANETTE, T. WEITKAMP, A. SZTRÓKAY, K. HELLERHOFF, M. REISER a F. PFEIFFER. Quantitative breast tissue characterization using grating-based X-ray phase-contrast imaging. *Physics in Medicine and Biology*. 2014, vol. 59, no. 7, s. 1557–1571. ISSN 0031-9155. Dostupné z: doi:10.1088/0031-9155/59/7/1557.
- [11] BECH, M., A. TAPFER, A. VELROYEN, A. YAROSHENKO, B. PAUWELS, J. HOSTENS, P. BRUYNDONCKX, A. SASOV a F. PFEIFFER. In-vivo dark-field and phase-contrast x-ray imaging. *Scientific Reports*. 2013, vol. 3. ISSN 2045-2322. Dostupné z: doi:10.1038/srep03209.
- [12] BRUNKE, Oliver, Eberhard NEUSER, Alexander SUPPES a Samareesh CHANGDAR. High resolution industrial CT systems: Advances and comparison with synchrotron-based CT. In: *International Symposium on Digital Industrial Radiology and Computed Tomography*. 2011.
- [13] KALASOVÁ, Dominika. *Možnosti determinace povrchu objektů v tomografických datech*. 2014. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce: Tomáš Zikmund.
- [14] STOCK, Stuart R. *Microcomputed tomography: methodology and applications*. Boca Raton: CRC Press, 2009. 331 s. ISBN 978-1-4200-5876-5.
- [15] POLUDNIKOWSKI, G., G. LANDRY, F. DEBLOIS, P. M. EVANS a F. VERHAEGEN. *SpecCalc: a program to calculate photon spectra from tungsten anode x-ray tubes*.
- [16] HSIEH, Jiang. *Computed tomography: principles, design, artifacts, and recent advances*. 2nd ed. Hoboken, N.J. : Bellingham, Wash: Wiley Interscience ; SPIE Press, 2009. 556 s. ISBN 978-0-470-56353-3.
- [17] GRIFFITHS, David J. *Introduction to electrodynamics*. 3rd ed. Upper Saddle River, N.J: Prentice Hall, 1999. 576 s. ISBN 978-0-13-805326-0.
- [18] BUSHBERG, Jerrold T. *The essential physics of medical imaging*. 2nd ed. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 2002. 933 s. ISBN 978-0-683-30118-2.
- [19] JAMES, R. W. *The optical principles of the diffraction of X-rays* [online]. II.0th ed. Londýn: G. Bell and sons LTD, 1962. 714 s. Dostupné z: www.archive.org/details/opticalprinciple031059mbp.
- [20] KITTEL, Charles. *Introduction to solid state physics*. 7th ed. New York: Wiley, 1996. 673 s. ISBN 978-0-471-11181-8.

- [21] CHANTLER, C. T., K. OLSEN, R. A. DRAGOSSET, J. CHANG, A. R. KISHORE, S. A. KOTOCHIGOVA a D. S. ZUCKER. *X-ray form factor, attenuation, and scattering tables* [online]. Dostupné z: <http://www.nist.gov/pml/data/ffast/index.cfm>.
- [22] BANDYOPADHYAY, P. a C. U. SERGE. *Periodic Table* [online]. Dostupné z: <http://www.csrrri.iit.edu/mucal.html>.
- [23] HENKE, B.L., E.M. GULLIKSON a J.C. DAVIS. X-Ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E = 50\text{--}30,000$ eV, $Z = 1\text{--}92$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1993, vol. 54, no. 2, s. 181–342. ISSN 0092640X. Dostupné z: doi:10.1006/adnd.1993.1013.
- [24] MAYO, S. C., P. R. MILLER, S. W. WILKINS, T. J. DAVIS, D. GAO, T. E. GUREYEV, David PAGANIN, D. J. PARRY, A. POGANY a A. W. STEVENSON. Quantitative X-ray projection microscopy: phase-contrast and multi-spectral imaging. *Journal of microscopy*. 2002, vol. 207, no. 2, s. 79–96. Dostupné z: doi:10.1046/j.1365-2818.2002.01046.x.
- [25] KNOLL, Glenn F. *Radiation detection and measurement*. 3rd ed. New York: Wiley, 2000. 802 s. ISBN 978-0-471-07338-3.
- [26] GRANGEAT, Pierre. *Tomography*. London: ISTE [u.a.], 2009. 426 s. ISBN 978-1-84821-099-8.
- [27] KAK, Avinash C. a Malcolm SLANEY. *Principles of computerized tomographic imaging*. New York: IEEE Press, 1988. 329 s. ISBN 978-0-87942-198-4.
- [28] LUKEŠ, Jaroslav a Jan MALÝ. *Measure and integral*. Prague: Matfyzpress, 2005. ISBN 978-80-86732-68-8.
- [29] POULARIKAS, Alexander D. *The handbook of formulas and tables for signal processing*. Boca Raton, Fla. : [New York, NY]: CRC Press ; Springer : IEEE Press, 1999. 1 s. The electrical engineering handbook series. ISBN 978-0-8493-8579-7.
- [30] WEBER, G. *X-ray attenuation and absorption calculator* [online]. Dostupné z: http://web-docs.gsi.de/~stoe_exp/web_programs/x_ray_absorption/index.php.
- [31] MERRIT, Ethan A. *X-ray absorption edges* [online]. Dostupné z: http://skuld.bmsc.washington.edu/scatter/AS_periodic.html.
- [32] HUBBELL, J. H. a S. M. SELTZER. *Tables of X-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV for elements $Z = 1$ to 92 and 48 additional substances of dosimetric interest* [online]. Dostupné z: <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>.
- [33] *X-ray complex refraction coefficient*. [online]. Dostupné z: <http://ts-imaging.net/Services/Simple/ICUtilXdata.aspx>.
- [34] THOMPSON, Al a Doug VAUGHAN. *X-ray data booklet* [online]. Center for X-ray optics and advanced light source, Lawrence Berkeley National Laboratory, 2009. Dostupné z: <http://xdb.lbl.gov>.
- [35] STEPANOV, Sergej. *X-ray server* [online]. Dostupné z: <http://sergey.gmca.aps.anl.gov>.
- [36] SÁNCHEZ DEL RÍO, Manuel a Roger J. DEJUS. XOP v2.4: recent developments of the X-ray optics software toolkit. In: 2011, s. 814115. Dostupné z: doi:10.1117/12.893911.

LITERATURA

- [37] MOMOSE, Atsushi. Recent advances in X-ray phase imaging. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2005, vol. 44, no. 9R, s. 6355. Dostupné z: doi:10.1143/JJAP.44.6355.
- [38] SALEH, Bahaa E. A. a Malvin Carl TEICH. *Základy fotoniky*. Praha: Matfyzpress, 1994. ISBN 978-80-85863-12-3.
- [39] KOMRSKA, Jiří. *Difrakce světla*. Brno: 2001.
- [40] MOHAMMADI, Sara. *Bio-medical imaging with synchrotron radiation. Study and implementation of algorithms related to phase sensitive techniques*. 2013. Doctoral thesis. Università degli studi di Trieste.
- [41] PAGANIN, David. *Coherent X-Ray optics - Coherent X-ray imaging* [online]. Oxford University Press, 2006. ISBN 978-0-19-856728-8. Dostupné z: doi:10.1093/acprof:oso/9780198567288.001.0001.
- [42] WILKINS, S. W., T. E. GUREYEV, D. GAO, A. POGANY a A. W. STEVENSON. Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays. *Nature*. 1996, vol. 384, no. 6607, s. 335–338. ISSN 0028-0836. Dostupné z: doi:10.1038/384335a0.
- [43] KASTNER, Johann, Bernhard PLANK a Guillermo REQUENA. Non-destructive characterisation of polymers and Al-alloys by polychromatic cone-beam phase contrast tomography. *Materials Characterization*. 2012, vol. 64, s. 79–87. ISSN 10445803. Dostupné z: doi:10.1016/j.matchar.2011.12.004.
- [44] WU, Xizeng a Hong LIU. Clarification of aspects in in-line phase-sensitive X-ray imaging. *Medical Physics*. 2007, vol. 34, no. 2, s. 737. ISSN 00942405. Dostupné z: doi:10.1118/1.2431475.
- [45] WEITKAMP, T., D. HAAS, D. WEGRZYNEK a A. RACK. ANKAphase: software for single-distance phase retrieval from inline X-ray phase-contrast radiographs. *Journal of Synchrotron Radiation*. 2011, vol. 18, no. 4, s. 617–629. ISSN 0909-0495. Dostupné z: doi:10.1107/S0909049511002895.
- [46] PAGANIN, David, S. C. MAYO, Tim E. GUREYEV, Peter R. MILLER a Steve W. WILKINS. Simultaneous phase and amplitude extraction from a single defocused image of a homogeneous object. *Journal of microscopy*. 2002, vol. 206, no. 1, s. 33–40. Dostupné z: doi:10.1046/j.1365-2818.2002.01010.x.
- [47] MOHAMMADI, Sara, Emanuel LARSSON, Frauke ALVES, Simeone DAL MON-EGO, Stefania BIFFI, Chiara GARROVO, Andrea LORENZON, Giuliana TROMBA a Christian DULLIN. Quantitative evaluation of a single-distance phase-retrieval method applied on in-line phase-contrast images of a mouse lung. *Journal of synchrotron radiation*. 2014, vol. 21, no. 4, s. 784–789. ISSN 1600-5775. Dostupné z: doi:10.1107/S1600577514009333.
- [48] DAVIS, T. J., D. GAO, T. E. GUREYEV, A. W. STEVENSON a S. W. WILKINS. Phase-contrast imaging of weakly absorbing materials using hard X-rays. *Nature*. 1995, vol. 373, no. 6515, s. 595–598. ISSN 0028-0836. Dostupné z: doi:10.1038/373595a0.
- [49] CHAPMAN, D., W. THOMLINSON, R. E. JOHNSTON, D. WASHBURN, E. PISANO, N. GMÜR, Z. ZHONG, R. MENK, F. ARFELLI a D. SAYERS. Diffraction enhanced X-ray imaging. *Physics in Medicine and Biology*. 1997, vol. 42, no. 11, s. 2015–2025. ISSN 0031-9155. Dostupné z: doi:10.1088/0031-9155/42/11/001.

- [50] ZHU, Peiping, Kai ZHANG, Zhili WANG, Yijin LIU, Xiaosong LIU, Ziyu WU, Samuel A. MCDONALD, Federica MARONE a Marco STAMPANONI. Low-dose, simple, and fast grating-based X-ray phase-contrast imaging. *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2010, vol. 107, no. 31, s. 13576–13581. Dostupné z: doi:10.1107/S1600577514009333.
- [51] PFEIFFER, Franz, Timm WEITKAMP, Oliver BUNK a Christian DAVID. Phase retrieval and differential phase-contrast imaging with low-brilliance X-ray sources. *Nature Physics*. 2006, vol. 2, no. 4, s. 258–261. ISSN 1745-2473. Dostupné z: doi:10.1038/nphys265.
- [52] WANG, Zhili, Kun GAO, Peiping ZHU, Qingxi YUAN, Wanxia HUANG, Kai ZHANG, Youli HONG, Xin GE a Ziyu WU. Grating-based X-ray phase contrast imaging using polychromatic laboratory sources. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*. 2011, vol. 184, no. 3-6, s. 342–345. ISSN 03682048. Dostupné z: doi:10.1016/j.elspec.2010.12.009.
- [53] TALBOT, H. F. Facts relating to optical science. No. IV. *Philosophical magazine and Journal of science* [online]. 1836, vol. 9, no. 56, s. 401–407. Dostupné z: https://books.google.cz/books?id=ewBbAAAAQAAJ&dq=1836+philosophical+magazine&pg=PA401&redir_esc=y&hl=cs#v=onepage&q&f=false.
- [54] WEN, Jianming, Yong ZHANG a Min XIAO. The Talbot effect: recent advances in classical optics, nonlinear optics, and quantum optics. *Advances in Optics and Photonics*. 2013, vol. 5, no. 1, s. 83–130. Dostupné z: doi:10.1364/AOP.5.000083.
- [55] STUTMAN, D. a M. FINKENTHAL. Talbot-Lau X-ray interferometry for high energy density plasma diagnostic. *Review of Scientific Instruments*. 2011, vol. 82, no. 11, s. 113508. ISSN 00346748. Dostupné z: doi:10.1063/1.3660808.
- [56] ENDRIZZI, Marco, Paul C. DIEMOZ, Thomas P. MILLARD, J. LOUISE JONES, Robert D. SPELLER, Ian K. ROBINSON a Alessandro OLIVO. Hard X-ray dark-field imaging with incoherent sample illumination. *Applied Physics Letters*. 2014, vol. 104, no. 2, s. 024106. ISSN 0003-6951. Dostupné z: doi:10.1063/1.4861855.
- [57] PFEIFFER, F., M. BECH, O. BUNK, P. KRAFT, E. F. EIKENBERRY, Ch. BRÖNNIMANN, C. GRÜNZWEIG a C. DAVID. Hard-X-ray dark-field imaging using a grating interferometer. *Nature Materials*. 2008, vol. 7, no. 2, s. 134–137. ISSN 1476-1122. Dostupné z: doi:10.1038/nmat2096.
- [58] PFEIFFER, F., M. BECH, O. BUNK, T. DONATH, B. HENRICH, P. KRAFT a C. DAVID. X-ray dark-field and phase-contrast imaging using a grating interferometer. *Journal of Applied Physics*. 2009, vol. 105, no. 10, s. 102006. ISSN 00218979. Dostupné z: doi:10.1063/1.3115639.
- [59] *Skyscan 1294: phase-contrast desk-top X-ray micro-CT*. [online]. Dostupné z: <http://bruker-microct.com/products/1294.htm>.
- [60] BONSE, U. a M. HART. An X-ray interferometer. *Applied Physics Letters*. 1965, vol. 6, no. 8, s. 155. ISSN 00036951. Dostupné z: doi:10.1063/1.1754212.
- [61] MOMOSE, Atsushi, Tohoru TAKEDA, Yuji ITAI, Akio YONEYAMA a Keiichi HIRANO. Phase-contrast tomographic imaging using an X-ray interferometer. *Journal of synchrotron radiation*. 1998, vol. 5, no. 3, s. 309–314. Dostupné z: doi:10.1107/S0909049597014271.

LITERATURA

- [62] MOMOSE, Atsushi. Phase-sensitive imaging and phase tomography using X-ray interferometers. *Optics Express*. 2003, vol. 11, no. 19, s. 2303. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.11.002303.
- [63] *X-ray microscope Nano3DX*. [online]. Dostupné z: <http://www.rigaku.com/en/products/xrm/nano3dx>.
- [64] *V/tome/x L240*. [online]. Dostupné z: <http://www.ge-mcs.com/en/3d-computed-tomography/tomography-group/vtomex-1-240.html>.
- [65] *Datos/x reconstruction: CT data optimisation and reconstruction software*. GE Sensing & Inspection Technologies GmbH phoenix|x-ray.
- [66] *Phoenix datos/x CT software*. [online]. Dostupné z: <https://www.gemeasurement.com/inspection-ndt/radiography-and-computed-tomography/phoenix-datosx-ct-software>.
- [67] *VGStudio MAX 2.2 Reference manual*. Volume Graphics GmbH, 2012.
- [68] *VGStudio MAX 2.2*. [online]. Volume Graphics GmbH. Dostupné z: <http://www.volumegraphics.com/en/products/vgstudio-max/basic-functionality>.
- [69] RASBAND, W. S. *ImageJ* [online]. Bethesda, Maryland, USA: U. S. National Institutes of Health, 2016. Dostupné z: <http://imagej.nih.gov/ij>.
- [70] *MATLAB and Statistics Toolbox Release 2014b*. [online]. Natick, Massachusetts, United States: The MathWorks, Inc. Dostupné z: <http://www.mathworks.com/products/matlab>.

Seznam použitých zkratk a symbolů

$a_0(x, y), a_1(x, y), a_i(x, y)$	amplitudové koeficienty ve Fourierově řadě
A	amplituda vlnění rozptýleného atomem
A_0	amplituda vlnění rozptýleného elektronem
A_m	atomová hmotnost
a.u.	angl. <i>arbitrary unit</i> , relativní jednotka
angl.	obvykle používaný výraz v angličtině
c	rychlost světla [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
C	kontrast
CEITEC VUT	Středoevropský technologický institut – Vysoké učení technické v Brně
CT	rentgenová počítačová tomografie (angl. <i>computed tomography</i>)
CTF	funkce přenosu kontrastu, angl. <i>contrast transfer function</i>
d	charakteristický rozměr předmětu
d_M	charakteristická transversální velikost předmětu
D	efektivní vzdálenost šíření
e	elementární náboj $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
E	energie
$\mathcal{F}\{f(x)\}$	Fourierova transformace funkce $f(x)$
$\mathcal{F}^{-1}\{f(x)\}$	inverzní Fourierova transformace funkce $f(x)$
$f(x, y)$	funkce popisující předmět v souřadnicích x, y
$f(\omega)$	atomový rozptylový faktor
$f_1(\omega)$	reálná část atomového rozptylového faktoru
$f_2(\omega)$	imaginární část atomového rozptylového faktoru
$F(u, v)$	Fourierova transformace předmětu

SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

$g(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$	normovaná vzájemná intenzita
$g(\tau)$	komplexní stupeň časové koherence
G_0, G_1, G_2	mřížky
I	intenzita záření prošlého předmětem
I_F	Fourierova transformace intenzity záření prošlého předmětem
I_0	intenzita záření
I_{obj}	intenzita objektu
I_{poz}	intenzita pozadí
$j_0(E)$	spektrální hustota intenzity
k	vlnové číslo
$\vec{k}$	vlnový vektor
K, L, M	absorpční hrany
l_1, l_2	vzdálenost mezi mřížkami G_0, G_1 , resp. G_1, G_2
l_{long}	podélná (longitudální) koherenční délka
l_{shear}	<i>shearing length</i>
l_{tran}	příčná (transverzální) koherenční délka
m	hmotnost
m_a	absorbance materiálu
m_H	hmotnost vodíku
M	koeficient zvětšení
n	index lomu
N	počet, přirozené číslo
N_F	Fresnelovo číslo
p	velikost pixelu
$p_s(\Phi)$	funkce charakterizující závislost μ na trajektorii Φ paprsku v materiálu
$p(\varrho, \theta)$	projekce vzniklá prozářením předmětu
$p_f(\varrho, \theta)$	filtrovaná projekce
$P(\omega, \theta)$	Fourierova transformace projekce
$P(\xi)$	polarizační faktor

p_0, p_1, p_2	perioda mřížky
r	vzdálenost (velikost polohového vektoru)
$\vec{r}$	polohový vektor
r_0	klasický poloměr elektronu ($r_0 = 2,8 \text{ fm}$)
rtg	rentgen, rentgenový
s	velikost stopy zdroje
$s(u)$	řez procházející počátkem ve frekvenční doméně
S	ostrost
SNR	poměr signál–šum
t	čas
$t(x, y)$	tloušťka předmětu
$T(x, y)$	funkce propustnosti
U	neostrost
u, v	souřadnice ve frekvenční doméně
V	objem
x, y	prostorové souřadnice v rovině kolmé ke směru šíření záření
x_g	poloha mřížky ve směru osy x
$\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$	jednotkové vektory ve směru souřadnicových os
z	prostorová souřadnice ve směru šíření záření
z_0	vzdálenost zdroj–detektor
z_1	vzdálenost předmět–detektor
Z, Z_p	protonové číslo
z_T	Talbotova vzdálenost
β	imaginární část indexu lomu vyjadřující útlum vlny
δ	reálná část indexu lomu vyjadřující snížení indexu lomu (angl. <i>index refraction decrement</i>)
$\Delta\lambda$	spektrální šířka svazku
θ	úhel od osy x v rovině x, y , úhel od osy u ve frekvenční doméně u, v
Θ	úhlová velikost zdroje

SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

λ	vlnová délka
$\bar{\lambda}$	střední vlnová délka
μ	lineární absorpční koeficient
μ_{mass}	hmotnostní absorpční koeficient
μCT	rentgenová počítačová mikrotomografie (angl. <i>computed microtomography</i>)
ϱ	hustota, vzdálenost od počátku souřadnicové soustavy v rovině x, y
τ	čas
τ_c	koherenční doba
φ	fáze
$\varphi_i(x, y)$	fázové koeficienty ve Fourierově řadě
Φ	přímka
ω	úhlová frekvence
Ω	vzdálenost od počátku souřadnic ve frekvenční doméně
$\psi(\vec{r}, t)$	komplexní vlnová funkce
ξ	úhel odklonu šíření záření vůči původnímu směru
ζ	filtr aplikovaný na projekce
x^*	veličina komplexně sdružená k x
$f(x) * g(x)$	konvoluce funkcí $f(x)$ a $g(x)$
$\langle x \rangle$	střední hodnota veličiny x