

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
ІНН ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

_____ Г.Є. Монастирський
(підпис) (ініціали, прізвище)

“ ” _____ 2022 р.

Дипломна робота
на здобуття ступеня бакалавра

зі спеціальності _____ 105 «Прикладна фізика та наноматеріали»

на тему: **Фазоконтрастна X-променева радіографія слабопоглинаючих
некристалічних об'єктів**

Виконав: студент 4 курсу, групи ФФ-83

_____ Кобзар Олександр Васильович _____
(прізвище, ім'я, по батькові) (підпис)

Науковий керівник ст. викладач, к.ф.-м.н. Катасонов А. А. _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Консультант 1,2 ст. дослідник, д.ф.-м.н. Лізунов В. В. _____
(номер розділу) (посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Рецензент ст. дослідник, к.ф.-м.н. Владімірова Т. П. _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали) (підпис)

Засвідчую, що у цій дипломній роботі
немає запозичень з праць інших авторів
без відповідних посилань.

Студент _____
(підпис)

Київ – 2022 року

Національний Технічний Університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
НН Фізико-Технічний Інститут
Кафедра прикладної фізики

Рівень вищої освіти — перший (бакалаврський)
Спеціальність 105 «Прикладна фізика та наноматеріали»

ЗАТВЕРДЖУЮ

в.о. завідувача кафедри

_____ Монастирський. Г. Є.
(підпис) (ініціали, прізвище)

« 10 » _____ вересня _____ 2021 р.

ЗАВДАННЯ
на бакалаврську роботу студенту

_____ Кобзарю Олександр Васи́льовичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи: Фазоконтрастна Х-променева радіографія слабопоглинаючих некристалічних об'єктів,
науковий керівник роботи _____ ст. викладач, к.ф.-м.н. Катасонов А.А. _____,
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)
затверджені наказом по університету від «__» _____ 2022 р. № _____
2. Термін подання студентом роботи «_____» _____ 2022 р.
3. Об'єкт дослідження: Методи фазового контрасту.
4. Предмет дослідження: Виконання порівняльного аналізу методів фазового контрасту, висвітлення слабких та сильних сторін.
5. Перелік завдань, які потрібно розробити: Виконати огляд основних шляхів зйомки фазоконтрастних зображень некристалічних об'єктів; показати переваги та недоліки методів фазового контрасту; проаналізувати наявні методи та провести порівняльну роботу.
6. Орієнтовний перелік ілюстративного матеріалу: презентація — 10 аркушів А4.
7. Орієнтовний перелік публікацій: Фазоконтрастна Х-променева радіографія слабопоглинаючих некристалічних об'єктів.

8. Консультанти розділів бакалаврської роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
2	ст. дослідник, д.ф.-м.н. Лізунов В. В.	10.09.2021 - 31.10.2021	11.06.2022
3	ст. дослідник, д.ф.-м.н. Лізунов В. В.	10.09.2021 - 31.10.2021	11.06.2022

9. Дата видачі завдання « 10 » вересня 2021 р.

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання бакалаврської роботи	Термін виконання етапів проекту	Примітка
1.	Опрацювання літератури за темою	10.09.2021 - 31.10.2021	
2.	Написання першого розділу	01.11.2021 - 28.12.2021	
3.	Виконання порівняльного аналізу методів фазового контрасту	05.04.2022 - 15.05.2022	
4.	Написання другої частини дипломної роботи	16.05.2022 - 25.05.2022	
5.	Підготовка тез	25.05.2022 - 28.05.2022	
5.	Виступ на конференції	15.06.2022	
6.	Написання висновків	06.06.2022 - 10.06.2022	
7.	Подання роботи на рецензування	14.06.2022	
8.	Підготовка доповіді та презентації	15.06.2022 - 22.06.2022	

Студент

Науковий керівник роботи

(підпис)

(підпис)

О. В. Кобзар

(ініціали, прізвище)

А. А. Катасонов

(ініціали, прізвище)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка дипломної роботи за обсягом становить 47 сторінок, та містить 20 рисунків. Для дослідження було використано 48 бібліографічних найменувань.

Метою роботи є дослідження методів фазового контрасту. Проведення їхнього порівняльного аналізу та висвітлення їхніх переваг, відносно методів, які працюють на поглинання.

На першому етапі дослідження, ми розглянули методи, які розв'язують поставлені задачі, шляхом поглинання. Проте, вони є не чутливими до медичних обстежень та використовують велику дозу опромінення до обстежуваних об'єктів. Тому наступним етапом є знайдення способів для збільшення чутливості методів та зменшення величини опромінення, якій піддається об'єкт. Вдосконаленою методологією вирішення даного питання є методи фазового контрасту.

Огляд основних методів зйомки фазоконтрастних зображень некристалічних об'єктів показав, що на сьогодні не існує єдиного методу, який переважав би за своїми функціональними можливостями решту. Таким чином, існує необхідність створення строгої теорії, яка б враховувала ефекти багатократного (динамічного) розсіювання, що дозволить більш точно описати процес формування фазоваріаційних зображень і як наслідок покращити якість діагностики.

Ключові слова: фазовий контраст, поглинання, рентгенівське випромінювання, растр, кристал.

SUMMARY

The diploma work explanatory note includes 47 pages of the text and 20 illustrations. At the problem modern state analysis, overall 48 references were used.

The aim of the work is to study the methods of phase contrast. Conducting their comparative analysis and highlighting their advantages in relation to methods that work on absorption.

In the first phase of the study, we looked at methods that solve problems by absorbing them. However, they are not sensitive to medical examinations and use a large dose of radiation to the examined objects. Therefore, the next step is to find ways to increase the sensitivity of the methods and reduce the amount of radiation to which the object is exposed. An improved methodology for solving this problem are the methods of phase contrast.

A review of the main methods of capturing phase-contrast images of non-crystalline objects showed that there is currently no single method that outperforms the rest in its functionality. Thus, there is a need to create a rigorous theory that would take into account the effects of multiple (dynamic) scattering, which will more accurately describe the process of formation of phasovariate images and as a consequence improve the quality of diagnosis.

Keywords: phase contrast, absorption, X-ray, raster, crysta.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	7
РОЗДІЛ 1.....	9
РОЗСІЯНЕ РЕНТГЕНІВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ	9
1.1 Розсіяне рентгенівське випромінювання, як засіб впливу на рентгенівські зображення.....	9
1.2 Фізичні основи розсіювання та поглинання рентгенівського випромінювання	11
1.3 Апаратні засоби зменшення впливу розсіяного випромінювання підчас створення рентгенівських зображень	18
1.3.1Протирозсіювальний растр	18
1.3.2. «Повітряний інтервал»	21
1.3.3. Проміжкові схеми.....	22
1.4 Резюме щодо поглинальних методів	23
РОЗДІЛ 2.....	24
МЕТОДИ ФАЗОВОГО КОНТРАСТУ	24
2.1 Вступ до методів за контрасту.....	24
2.2. Рентгенівська кристалічна інтерферометрія	24
2.3. Гратковий інтерферометр Бонзе-Харта.....	26
2.4. Граткова інтерферометрія (інтерферометрія Талбота).....	28
2.5. Метод вільного поширення	32
2.6. Схема з кристалом-аналізатором (АВІ).....	35
2.7. Метод освітлення краю	38
ВИСНОВКИ	41
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	43

ВСТУП

Побудова великої кількості теперішніх сфер науки та технологій вимагає деякого покращення шляхів неруйнівної діагностики складу та внутрішньої будови обстежуваних об'єктів. Ці об'єкти можуть у своєму складі мати різні речовини та матеріали, наприклад, із композитних, та володіти не простою структурою. Потрібно зазначити, що у залежності від сфери застосування розміри та форма об'єктів міняється у розгорнутому діапазоні. Тоді як наслідок, удосконалення методів та побудова моделей, які дають можливість вдосконалити чутливість та збільшити інформативність діагностики використовуючи нові фізичні ефекти, є важливою задачею.

Сьогочасні шляхи структурного обстеження сформовані використовуючи високоенергетичне випромінювання зображень розсіяння об'єкта, котра водночас володіє інформацією про внутрішню структуру і склад, та її майбутній розшифровці базуючись на застосуванні теорій, які відображають зв'язок між властивостями об'єкту та дифракційним зображенням. Здобуття розгорнутої інформації про не прості об'єкти вимагає варіювання умов експерименту та веде до зростання часу обстеження та, як наслідок, дози опромінення, що в більшості має не хороший вплив на обстежуваний об'єкт. Найбільш небезпечним є отримання такого випадку, під час обстежувані не кристалічних біологічних об'єктів, для яких особливо дифракційні методи не можуть бути застосовані. Звичайні методи рентгенографічної діагностики некристалічних об'єктів побудовані на явищі абсорбації, що для більшої частини речовин спостерігається набагато слабше чим заломлення.

Водночас, у переважній більшості теперішніх підходів, котрі базуються на ефекті заломлення випромінювання та дають можливість отримувати фазоконтрастні зображення, у більшості користуються більш простою теорією для описання процесу розсіяння, як напрям у обстежуваних об'єктах, так і у складових оптичних схем. Особливо, у більшості користуються наближенням геометричної оптики та не беруть до уваги вплив чинників, які мають здатність

створити неможливість такого наближення. Разом із цим, для відтворення розсіювання випромінювання на складових оптичних схем, які в більшості є монокристалами, найчастіше використовують або кінематичну або динамічну теорію розсіювання, проте тільки для ідеальних кристалів та, хоч наближення геометричної оптики, що робить не можливим точний опис формування фазоконтрастних картин.

Тому для зростання величини інформативності сучасних шляхів діагностики некристалічних об'єктів, вагомим є формування теорій, котрі надають адекватніший опис процедур розсіювання та, відповідно, генерування фазоконтрастних картин. Отже, теоритична модель тривісного методу генерування фазоконтрастних зображень базуючись на динамічній теорії розсіювання беручи до уваги існуючі мікроефекти у монокристалах оптичної схеми та процесів багаторазового розсіювання в некристалічних багат шарових об'єктах вільної форми надає можливість докорінно підвищити інформативність діагностики та значно понизити дозу випромінювання, та до того ж, здобувати картини, чутливі до структурних властивостей, що є невидимими для звичайних методів

Саме тому проблема створення даної теорії, котра дає повніший опис процесу генерування фазоконтрастних картин та разом із цим може надати розв'язок зворотньої задачі розсіювання, є важливою.

РОЗДІЛ 1

РОЗСІЯНЕ РЕНТГЕНІВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

1.1 Розсіяне рентгенівське випромінювання, як засіб впливу на рентгенівські зображення

Рентгенівська візуалізація [2, 3] ґрунтується на простій ідеї отримання тіньових зображень об'єкта за допомогою рентгенівського випромінювання. Зазвичай, до частин рентгенівського апарату входять детектор та джерело. Джерело служить для випромінювання рентгенівських променів, а детектор є чутливим до випромінювання джерела. Для опромінення рентгенівськими променями об'єкту, його потрібно розмістити між детектором та джерелом. Під час розстановки, випромінювання пронизує об'єм об'єкту та дістається детектора. Фотони рентгенівського випромінювання можуть піддаються впливу розсіювання, поглинання, або без перешкод пронизувати об'єкт, через взаємодію із речовиною об'єкту. Приклад цього ми можемо бачити на рис.1.1.

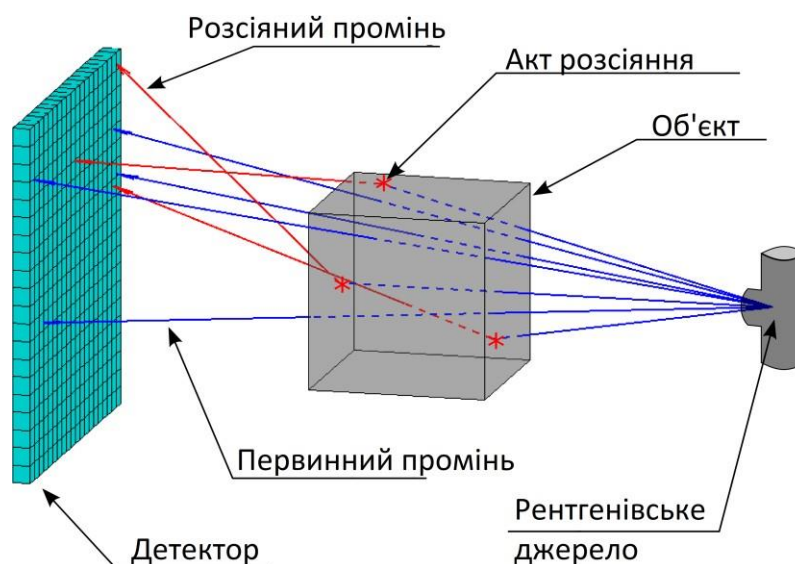


Рисунок. 1.1. Схема рентгенологічного обстеження

Первісне випромінювання — є частиною випромінювання, що вийшло з джерела рентгенівського випромінювання, яке пронизує об'єкт дослідження, без

будь якої реакції із речовиною об'єкта. Чітке тіньове відображення досліджуваного об'єкту є результатом цього випромінювання.

Первісне випромінювання та випромінювання рентгенівських фотонів, що є розсіяними, які є спричинені процесами Релея та Комптона, є в не значній мірі колінеарними [1].

Ми не можемо отримати інформацію про геометрію об'єкту із розсіяння фотонів, але на рівні із первісними фотонами, що відстежуються детектором, які є джерелом зменшення контрасту отриманого тіньового відображення [4, с.128-129]. На рис. 1.2 можемо спостерігати рентгенівське відображення реалістичного фантома Дюка [5] зліва знаходиться розсіяна складова, а справа без цієї складової.



Рисунок 1.2. Рентгенівське зображення реалістичного фантому Дюка.

Звідси випливає, що розсіювання нівечить результуюче рентгенівське зображення зменшуючи її чіткість та контрастність, накладаючи лишній шум і нерівноважний фон до отриманої нами рентгенівської картини. Також піддається нівеченню градація зображення Хаунсфілда. Вирішення проблеми відшкодування розсіяного випромінювання є важливим у медицині. Розв'язання задачі

«розсіяного випромінювання» у рентгенівському зображенні, ділиться на 2 типи:

«зменшення розсіяного випромінювання» - засоби, де за основну мету береться зменшення кількості випромінювання, що розсіюється, яке приймає участь у створенні рентгенівського відображення;

«відшкодування та оцінка випромінювання, що розсіюється» - засоби, де за основну мету береться корегування рентгенівського відображення, яке було створене під дією розсіяного випромінювання.

1.2 Фізичні основи розсіювання та поглинання рентгенівського випромінювання

Рентгенівська трубка має закріплених за собою 2 електроди: анод, який є позитивним та негативний катод, який при збільшенні температури виділяє електрони. Електроди знаходяться у вакуумі. Емітовані катодом електрони, рухаються у бік анода, під впливом напруги, що подається на електроди до енергій, які встановлюються добутком значення напруги на заряд електрона (елементарний заряд). Зазвичай енергію визначають у одиницях вимірювання еВ (електрон-вольти, $1\text{eV} = 1.60218 \cdot 10^{-19}\text{Дж}$).

Підчас контакту електрона з анодом, більша частина кінетичної енергії електрону використовується для збудження та іонізації процедур атомів аноду (на далі, більша частина даної енергії переходить у тепло). Коли електрони проходять біля атомних ядер, вони отримують прискорення, яке впливає на напрямок їхнього руху. Можна ввести поняття гальмівного фотона для закінчення випромінювання кожної такої взаємодії («bremsstrahlung» або синхротронне випромінювання). Фотони цього типу є більшою частиною випромінювання рентгенівського джерела, яке використовується для медичного відображення. Гальмівні фотони мають значення у межах від 0 до кінетичної енергії частинки (добуток елементарного заряду на напругу трубки). Зі зростанням анодного атомного номеру матеріалу та зростанням кінетичної енергії частинки, відносне число гальмівних фотонів збільшується. Фотони, які мають малі енергії, в більшості

абсорбуються матеріалом аноду, трубки (скло) або іншими чинниками, що визначені для зміння спектру випромінювання. Приблизно 1% енергії електронів трансформується у рентгенівське випромінювання, а решта 99% енергії з'являється у якості тепла на аноді. Для створення теплостійкості (анод не повинен розтанути під час використання), як матеріал для аноду беруть вольфрам у суміші із ренієм.

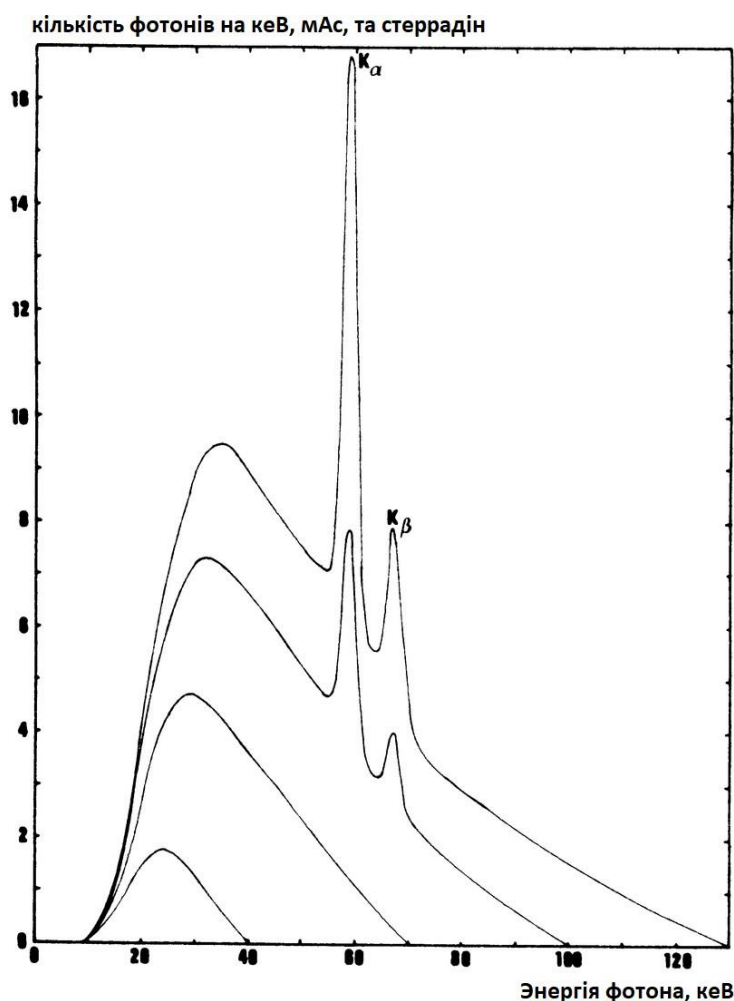


Рисунок 1.3. Спектр випромінювання рентгенівської трубки (фільтр з 3 алюмінію)

Звичайний спектр випромінювання рентгенівської трубки [6, 7] відділеного 3-ма мм алюмінієвої пластини, показано на рис 1.3.

Фотони, які мають енергію до 10 кеВ, в більшості дистилуються, а найбільше значення спектру трохи переходить у сторону вищих енергій підчас зростання енергії електронів (пришвидшуючої напруги). Різкі верхні границі на спектрі для енергій 100 кеВ та 130 кеВ відносяться характеристичними

фотонами вольфраму, які утворюються, як наслідок збудження атомів вольфраму (переміщення електрона із вищих оболонок на вакантну позицію К-оболонки). Щоб у спектрі рентгенівської трубки з'явилися К-фотони, пришвидшуючий потенціал повинен бути більше 70 кВ (енергія електрону не менше 69.6 кеВ). Наслідком зростання пришвиджуючого потенціалу, як це наведено на рис. 1.3, є зростання чисельності характеристичних фотонів. Реакцію взаємодії рентгенівських фотонів з предметом рентгенологічного обстеження характеризується двома однозначно відмінними процесами: фотоелектрична абсорбація та розсіювання (збільшення або зменшення енергії у бік поширення фотону). Розсіювання відбувається у два способи: некогерентне (Комптонівське) розсіювання та когерентне розсіювання. У разі фотонів з однаковою енергією, число фотонів dN «прибраних» із первісного пучка, як наслідок проходження малого шару об'єкту на пряму залежить від числа первісних фотонів N та розміру даного шару:

$$dN = -\mu N dx, \quad (1.1)$$

де μ – стала пропорційності (лінійний коефіцієнт зменшення сили рентгенівського випромінювання).

У визначеннях позначених нами процесів лінійний коефіцієнт зменшення сили отримується, як суперпозиція поглинання та розсіювання:

$$\mu = \tau + \sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{неког}} \quad (1.2)$$

А вихідна к-ть фотонів, яка пройшла через шар певного розміру, отримується інтегруванням записуючи закон Ламберта-Бера:

$$N(x) = N(0) \cdot e^{-\int \mu(x) \cdot x \cdot dx}, \quad (1.3)$$

де запис під експонентною має назву променевого інтегралу.

Наслідком фотоелектричного поглинання атому фотоном, є випромінювання «фотоелектрону», який має енергію T

$$T = h\nu - B_i, \quad (1.4)$$

де B_i – енергія зв'язку електрона в атомній оболонці.

Наслідком фотоелектричної абсорбації [8, 9] (рис. 1.4) є утворення вакантного місця у атомній оболонці. Заповнення цього вакантного місця електроном зовнішньої оболонки звільняє енергію, яка дорівнює результату віднімання енергій зв'язку двох оболонок. Дана енергія випромінюється, як фотон (характеристичне рентгенівське випромінювання) або у форматі електрону із старших оболонок (Отже електрон).

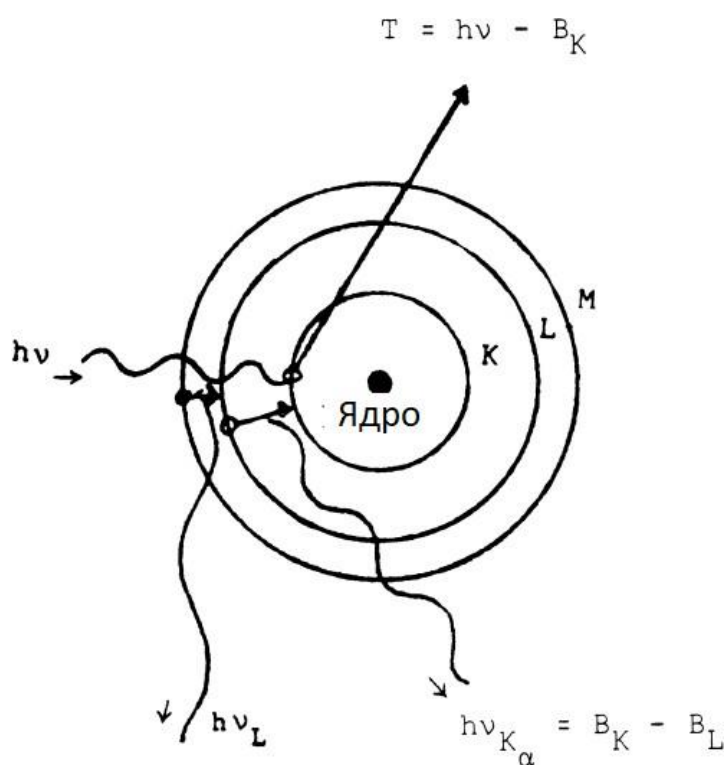


Рисунок 1.4. Фотоелектричне поглинання

Імовірність того, що характеристичні фотони будуть випромінюватись збільшується із зростанням атомного числа та є найбільшою для вакантних місць у К-оболонці. Емісія характеристичних фотонів і насамперед електронів є

ізотропною (це означає, що напрямків, які були би виділені не існує). Коефіцієнт прямопропорційності фотоелектричної абсорбції рентгенівського випромінювання, τ , зменшується зі збільшенням енергії фотону до певного граничного рівня. Збільшення енергії фотону більше цієї границі може призвести до використання великої порції електронів, від чого відчутно зростає коефіцієнт поглинання, котрий який при майбутньому збільшенні енергії фотона продовжує зменшуватись, що ми можемо бачити на прикладі йоду на рис. 1.5 [8, 10] (коефіцієнт поглинання нормовано на густину).

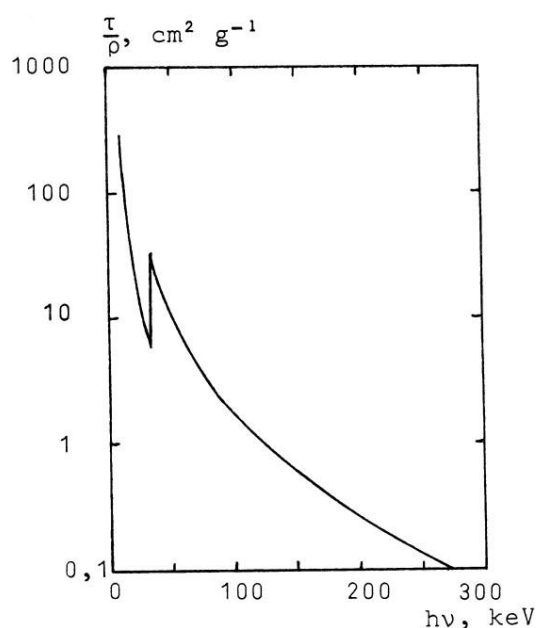


Рисунок 1.5. – Коефіцієнт фотоелектричного поглинання йоду як функція енергії фотона

Якщо взяти процес некогерентного розсіювання, то фотон у реакції із електроном у атомі, зменшує свою енергію. Електрон отримує кінетичну енергію $T = h\nu - h\nu'$, де $h\nu$ є енергією фотона що падає та $h\nu'$ енергія фотона, який розсіяний. Відношення (рис. 1.6) між енергія електрону та фотону можемо показати у вигляді:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2 (1 - \cos \theta)}} \quad (1.5)$$

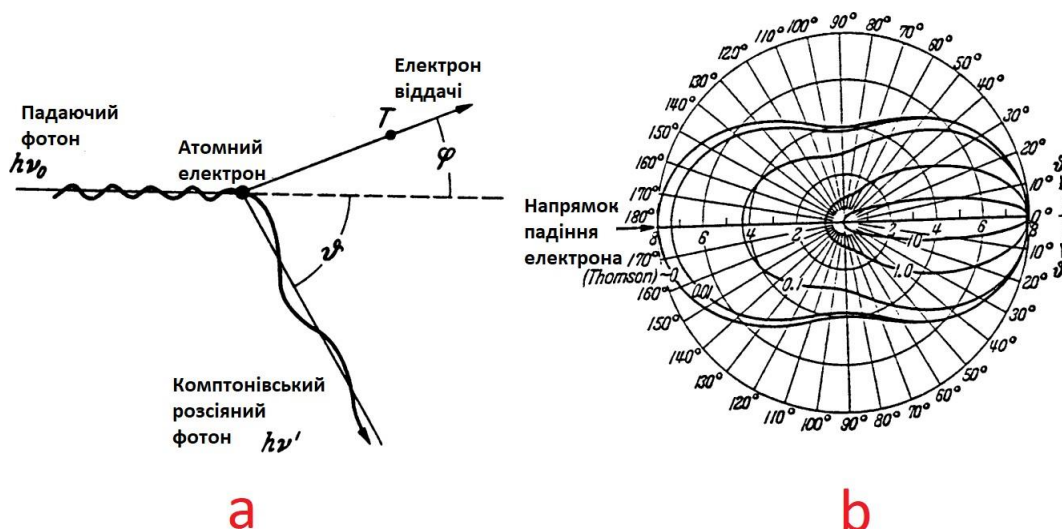


Рисунок 1.6. Комптонівське розсіювання: (а) схема процесу, (б) діаграма направленості (дистанція визначає відносне число розсіяних фотонів у одиничному куті для деякого напрямку: 0.01, 0.1, 1.0, 10 MeV)

Ми можемо спостерігати діаграму направленості, розсіяних фотонів, на рис. 1.6 (б). У випадку високоенергетичних фотонів більшу роль відіграє розсіювання «вперед», в протилежному випадку (низькоелектронні фотони) вперез та назад є рівноможливими. Внесок некогерентного розсіювання [8, 11] до загального коефіцієнту прямопропорційності зменшення сили рентгенівського випромінювання можемо спостерігати на рис. 1.7. Необхідна нам складова коефіцієнту не швидко змінюється під час зміни енергії фотона та не сильно збільшується із зростанням атомного числа. Під час когерентного розсіювання відбувається розсіювання фотонів із пов'язаними електронами, без отримання ними енергії. Повний атом забирає енергію віддачі, це і є причиною, того що зміна енергії фотону є близькою до 0. Зміна траєкторії переміщення фотону задається інтерференцією на електронах атома. Напрявлення уперед, у більшості випадках є найбільш можливою (можливість розсіювання за ними збільшується зі збільшенням енергії фотону та спаданням атомного номеру).

Можливість когерентного розсіювання спадає зі збільшенням енергії

фотона та зростає зі зростанням атомного числа [11] (зростання числа інтерферуючих електронів). Когерентне розсіювання є чинником найбільшого тиску на зміну загального лінійного коефіцієнту знесилення рентгенівського випромінювання для відносно легких ядер ($Z \sim 10$), а також низько енергетичних фотонів, які знаходяться у проміжку 30-50 кеВ.

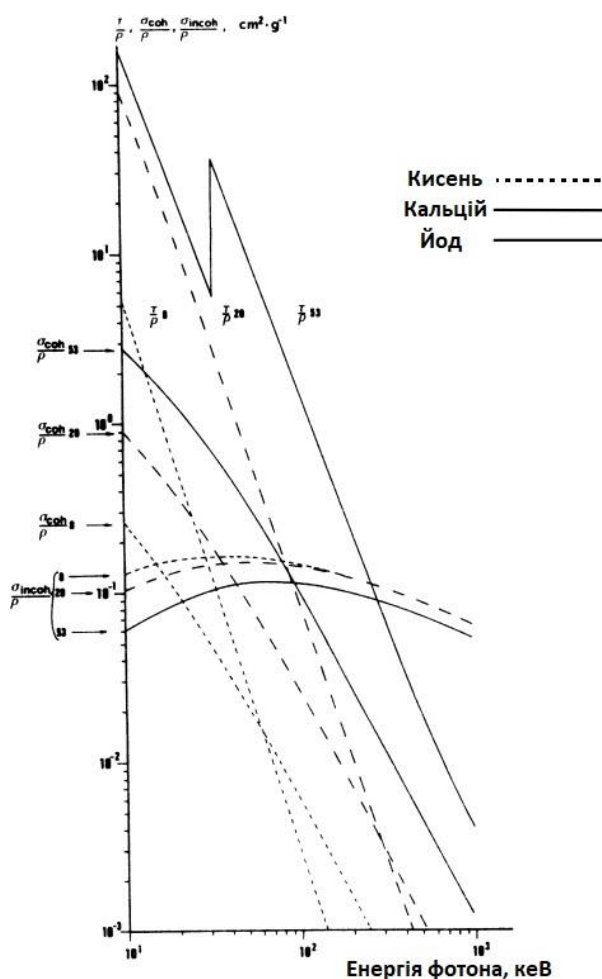


Рисунок 1.7. – Коефіцієнт лінійного послаблення первісного пучка рентгенівського випромінювання - порівняння найбільш імовірних процесів: фотоелектрична абсорбція, когерентне та некогерентне розсіювання (на зразку 3-х матеріалів - кисень, кальцій, йод)

Для атомів, що мають більшу вагою більшу роль починає відігравати фотоелектричне поглинання (якщо взяти алюміній, що має енергію фотону в 50 кеВ відносна імовірність когерентного розсіювання дорівнює 13%)

1.3 Апаратні засоби зменшення впливу розсіяного випромінювання підчас створення рентгенівських зображень

Основна методологія роботи засобів зменшення розсіяного рентгенівського випромінювання складається у використанні того факту, що більша частина розсіяного рентгенівського випромінювання є неколінеарною відносно первісного рентгенівського випромінювання. Найбільш використовувані методи, які експлуатують цю ідею: «щілинні схеми», «оперування повітряним проміжком», який існує між детектором і самим об'єктом та експлуатація «протирозсіювальних растрів». Щоб порівняти дві крайні методики, використаємо змінну «вибірковість» ξ [12]. Ця змінна складається із відношення між первісним та розсіяним випроміненням із обмеженням розсіяного випромінювання (δ') та без (δ), наведеним способом: $\xi = \delta/\delta'$.

1.3.1 Протирозсіювальний растр

Протирозсіювальний растр, найчастіший спосіб розв'язку даної задачі впливу розсіювального випромінення на добротність рентгенівських картин, це двовимірна сітка із металевих пластинок (у більшості матеріалом служить свинець) направлена на «фокус» рентгенівського випромінювача, що наведено на рис. 1.8, так, що первісне випромінення в більшості перетинає комірки ґратки, а не колінеарне відносно первісного розсіяне випромінення абсорбується ламелями ґратки. Параметри растру в більшості задаються матеріалами пластинок, фокусною відстанню F , частотою ґратки N , відношенням розмірів пластин

ґратки до дистанції між ними (параметр растру) g , шириною пластин d та шириною відступів D (рис. 1.8). Частота растру N (число пластин, що припадає на 1 см) та параметр растру g задається наведеним способом:

$$N = \frac{1}{d + D}, r = \frac{h}{d}. \quad (1.6)$$

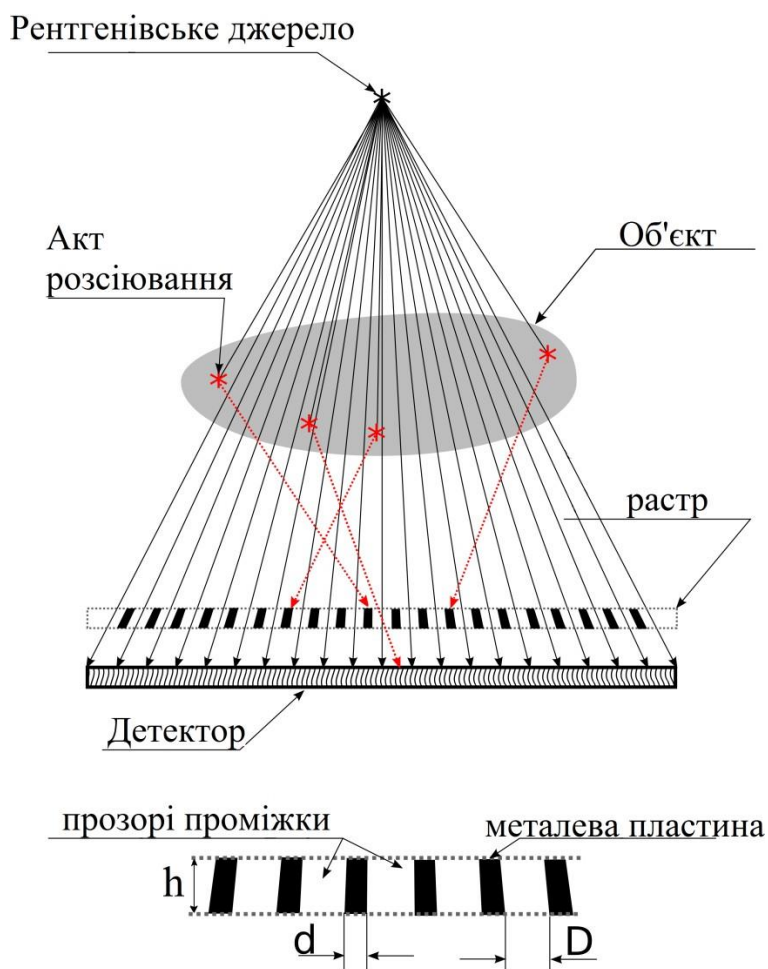


Рисунок 1.8 – Протирозсіювальний растр

Всі наведені вище параметри растру (зокрема параметр растру), налаштування рентгенівського апарату і його колімація із растром (растр повинен бути явно напрямлений на «фокус» джерела рентгенівського випромінювання). Потрібно додати, що а також будова піддослідного об'єкта може вносити зміни на чистоту растру, як для розсіяного, так і для первісного випромінювання. Попри дуже зменшення розсіяного випромінювання, растри містять певний список недоліків, що впливає у багатьох випадках знаходити інакший метод.

До загальних слабкостей можна віднести. Використання растрів веде до вагомого зниження значення сигналу, що вносить зміни на відношення

параметрів шум-сигнал. Відшкодування цього твердження веде до пропорційного зростання міри опромінювання поглиненої піддослідним об'єктом, що є надзвичайно не корисним, у випадку медичної діагностики. Тому, у [13] підчас використання біоеквівалентних фантомів було наведено твердження, що у залежності від об'єму досліджуваного тіла, використання растру у дитячій кардіо-рентгенівській системі може потребувати до 4 кратнього зростання мірного навантаження. В [14] автори зробили оптимальну підбірку відносно вибіркості та чинника Бакі розмірності растру получивши зростання мірного навантаження у мамографії 2.5 рази. Автори [15] виконали велику роботу із оцінення впливу растрів розбіжної конфігурації на добротність рентгенівських відображень різноманітних поділів людського тіла поразивши потрібне для всіх випадків дозового навантаження: відображення використовуючи самого ефективного растру поперечної частини хребту дорослої особи, потребує у 2.5 рази більшої міри при зростанні контрасту у 4 рази; відображення грудної клітини дорослої особи застосовуючи самого ефективного растру потребує у 2 рази вищої дози при зростанні контрасту в 1.5 рази та в 3.5 рази вищої дози під час зростання контрасту у 2.5 рази. Беручи до уваги зростання дози автори [16] починають сумніватись у доцільності використання растрів для вимог рентгенівського відображення грудної клітини у педіатрії. Растр, як і піддослідне тіло приймає участь у створенні картини, та отримане рентгенівське зображення містить частини зображення растру [17, 18]. Використання протирозсіювального растру потребує доброї колімації рентгенівської системи. «Фокусні точки» джерела рентгенівського випромінення та растру мають сходитись, в противному випадку прозорість растру стає гіршою, слідом за цим створюються артефакти. У деяких ситуаціях зростання маси та розмірів растру є дуже не хорошим (у випадку комп'ютерної томографії, КТ). Якщо взяти комп'ютерні томографи новітнього покоління складно створити детектор із протирозсіювальним растром, так як детектор у цих система має володіти широким індикатрисним сприйняттям рентгенівського випромінення.

1.3.2. «Повітряний інтервал»

Інакший шлях пониження числа розсіяного випромінення в площині детектора є зростання дистанції (роміра «повітряного інтервалу») між піддослідним об'єктом та детектором.

У цьому способі для пониження впливу розсіяного випромінення використовується той факт, що при зростанні дистанції між досліджуваним об'єктом та детектором просторовий кут, під яким видно детектор із площини піддослідного об'єкту стає меншим (умовний фокус джерела розсіяного випромінення геометрично знаходиться біля об'єкту), а тому число розсіяного випромінення, яке попадає на детектор, також спадає. З протилежного боку даного явища впливає, що зі збільшенням масштабу відображення, яке може потребувати сильнішої інтенсивності рентгенівського випромінення (або часу експозиції) та, як наслідок більшої дози [4, с.133]. Одночасно із цим, повітряний зазор, що втратив деякі слабкості растрів: первісне випромінення стає слабшим у рази меншим (в більшості завдячуючи переміщенню через грубий шар повітря). Тому, якщо доза є меншою, вихідне рентгенівське відображення, що втратило елементи растру, не має сенсу у досконалій колімації растру із рентгенівським. Однак даному способу властива тривіальна слабкість – в основній масі випадків складно створити достатнього розміру повітряний проміжок (Передусім у випадку КТ).

У своїй більшості, літературні видання наполягають, що достатньо об'ємний «повітряний інтервал» видає ліпші результати, чим використання протирозсіювального растру. В рентгенографії органів грудної клітки [19], зростання «повітряного проміжку» веде до зростання контрасту для задньо-передньої проекції із однаковою дозою та пониження дози підчас не великого зменшення контрасту в випадку бокової проекції, у відношенні зі використання протирозсіювального растру. В дослідях цефалометричної рентгенографії [20] «повітряний інтервал» у відношенні до растру веде до ліпшої селективності, збільшення якості співвідношення сигнал/шум та зниження дози більше чим у 2

рази. Певні дослідження показують значну продуктивність, враховуючи випадок малого інтервалу для суттєвого збільшення якості рентгенографічних картин, деяких інтервалів людського тіла. В [21] наведено, що для вимог мамографії протирозсіювальний растр може бути заміщений 20 сантиметровим повітряним інтервалом, якщо дистанція джерела рентгенівського випромінення від піддослідного об'єкту на 70 сантиметрів і далі. Подібні результати були одержані авторами [22]: аксіолатеральні рентгенограми тазостегнового суглобу одержані зі тридцяти сантиметрів повітряним інтервалом (дистанція між рентгенівським випромінювачем та детектором дорівнює 200 см) покрили однаковий поріг інформативності, як і традиційний для цього зображення растр.

1.3.3. Проміжкові схеми

Основною задумкою цього методу [23] – сканування піддослідного об'єкту, висококолімованою парою тонкого променю та детектору, який зчитує випромінення у надзвичайно тонкому просторовому куті (рис. 1.9). Число розсіяного випромінення знижується пропорційно до збільшення або зменшення опроміненої площини. Мале число центрів розсіяння є наслідком малого опроміненого об'єму. Використовуючи або не використовуючи високолімітований детектор, проміжкова схема сильно обмежує розсіяне і частіше всього показує результати, що не вимагають майбутніх коректувань розсіяння. Попри чудове пригнічення розсіяного випромінення, даний спосіб характеризується вагомими недоліками, що у значній мірі обмежують його використання.

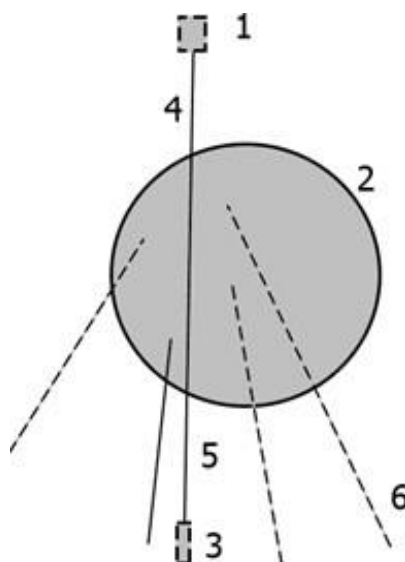


Рисунок – 1.9. Проміжкова схема: 1) Рентгенівське джерело; 2) досліджуваний об'єкт; 3) вузьконаправлений детектор; 4) промінь котрий робить сканування; 5) промінь первісного випромінювання; 6) промені розсіяного випромінювання

Спосіб вимагає великої кількості часу, для побудови зображення. Він не дає можливості добротно відтворити об'єкти, котрі перебувають у русі (скажімо, грудну клітину із серцем та легеньми, які не перебувають у стані спокою). Побудова та колімація не широкого пучка задовільної інтенсивності спричиняє чимале теплове навантаження на техніку.

1.4 Резюме щодо поглинальних методів

Вище ми розглянули методи, які розв'язують поставлені задачі, у спосіб поглинання. Вони мають, як переваги, так і недоліки, проте все ж, мінуси, які їм притаманні переважають. До них можна віднести: не чутливість до медичних обстежень та велика доза опромінення об'єкту. В медицині зазвичай цим об'єктом виступає людина. І можна точно сказати, що доза, яка перевищує міру, є абсолютно не припустимою. Тому перед нами постає нова задача, а саме збільшення чутливості методів та зменшення величини опромінення, якій піддається об'єкт. Вдосконаленою методологією вирішення даного питання є методи фазового контрасту, про які ми поговоримо у наступних розділах

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИ ФАЗОВОГО КОНТРАСТУ

2.1 Вступ до методів за контрасту

У теперішній час не має кінцевої диверсифікації методів фазового контрасту. Відповідно до праці [24], потрібно підкреслити слідуючі методи: рентгенівські інтерферометри Бозе-Ханта, що базується на кристалах та ґратках, ґраткова інтерферометрія Талбота, спосіб вільшого розповсюдження, схема із аналізатором, спосіб висвітлення краю та решта.

2.2. Рентгенівська кристалічна інтерферометрія

Першим цей метод вивели Бонзе і Харт у 1965 році [25]. У майбутньому рентгенівська кристалічна інтерферометрія здобула розвиток у працях. У іноземних джерелах жаний метод в більшості має назву Crystal interferometry. Розберемо оптичну схему та методику роботи рентгенівського кристалічного інтерферометра [25]. Інтерферометр має наступні частини: джерело рентгенівського випромінювання, три кристалічні пластини, які зазвичай застосовуються у геометрії Лауе, та інколи в геометрії Бреґґа, об'єкта та детектора (див. рис. 2.1).

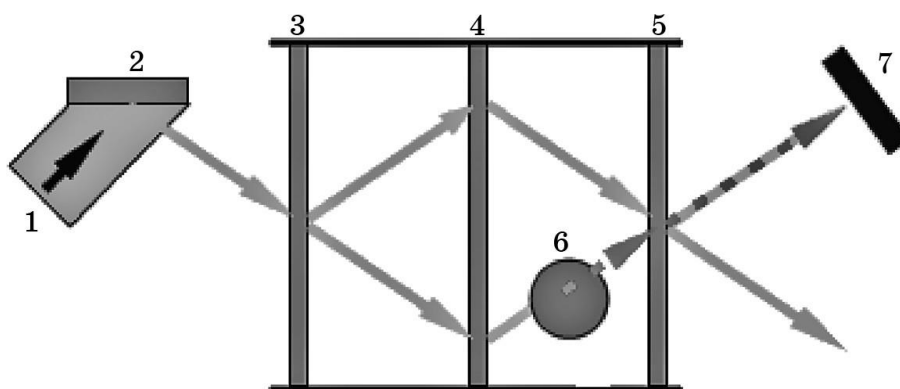


Рисунок 2.1. — Схема кристалічного інтерферометра [26]: 1 — рентгенівське випромінювання, 2 — монохроматор, 3–5 — кристали, 6 — об'єкт, 7 — детектор.

Кристалічні пластинки є перпендикулярними до площини малюнка 2.1, що сходиться із площиною падіння рентгенівські промені на дані пластини. Пластини направлені таким чином, що вектор $\mathbf{b}$ зворотньої ґратки для кожної із них знаходиться в площині падіння та є паралельним до поверхні всіх пластин. Рентгенівський пучок, який має хвильовий вектор $\mathbf{k}$ (рис. 2.1), який лежить на першій кристалічній пластині (3), в першу чергу, заломлюється майже без переміни напрямку і значення хвильового вектору, а також, піддається дифракційному розсіянню із хвильовим вектором $\mathbf{k}'$. Звідси слідує факт формування пучків $\mathbf{k}$ та $\mathbf{k}'$, на виході першого кристала, котрі лягають на інший кристал (4). Після зміни напрямку на другому кристалі, частинки даних пучків відходять у бік, та не беруться до уваги. Цікавість формують пучки (котрі можна вважати продовженням та відповідно найменувати $\mathbf{k}$ та $\mathbf{k}'$), дифраговані на іншому кристалі із кутом θ . Дані дифраговані пучки збігаються на третьому кристалі, що служить аналізатором (5). Водночас пучок $\mathbf{k}'$ передше проходить крізь певний зразок (6). Стосовно пучка $\mathbf{k}$, можна сказати, що він піддається впливу із зовні та є важливим, як опорний пучок. Детектор розміщений таким чином, що на нього попадає заломлена частина, оберненого крізь об'єкт пучка $\mathbf{k}'$ та дифрагована частинка пучка $\mathbf{k}$, що є важливим, як опорний пучок. Дані частини зазначених пучків інтерферують один із одним, формуючи голографічну картину об'єкту. Ця голограма фіксується детектором.

Потрібно зазначити, що промені, котрі переміщуються через зразок, у жорстких рентгенівських межах, не піддаються будь якому очевидному поглинанню, проте піддається впливу їхня фаза, а особливо ця зміна є різною для різних променів. Фазовий контраст, який створюється, виникає на базі інтерференційного зображення, це прийнято називати голограмою. Даний спосіб є більш всього чутливим до зсуву фаз, у порівнянні, із інакшими способами фазового контрасту, а звідси слідує і причина високої роздільної здатності. До слабкостей можна віднести високі стандарти до монохроматичності ($\Delta E/E \sim 10^{-4}$) та кутової розбіжності ($\Delta \alpha/\alpha \sim 10^{-4}$) рентгенівського випромінення, тому метод вимагає сильного когерентного джерела, скажімо синхротронного

випромінення. Також метод володіє високою чутливістю до механічних і температурних коливань і вимагає точного юстування кристалів, а поновлення картини об'єкту стало складнішим [24]. Ще одна проблема стосується виникнення зміни траєкторії скануючого променя, під час заломлення, а за підсумком сильної чутливості до кута падіння на кристал, та великого коефіцієнту підсилення веде до нечіткості картини. Щоб зробити меншим цей ефект, а значить і підвищити роздільну здатність натомість геометрії Лауе, кристали розсташовуються у геометрії Бреґґа. Потрібно також зазначити існування великих складнощів, практичного типу, під час отримання картин значних за розміром об'єктів, так як обстежувані об'єкти мають розсташовуватись, між достатньо відюстованими кристалами. У роботі автори дають оцінку, того що розміри обстежуваного об'єкту не можуть бути більшими чим $5 \times 5 \text{ см}^2$, у разі застосування кристалу із розмірами сторони у 6 дюймів. Попри наведені слабкості, цей метод здобув розвиток у роботах, де описується методи отримання сильного контрасту, для біо-медичних об'єктів, способи розрахування фазового фронту, із профілів розсіяння та способи томографії, котрі базуються на кристалічному інтерферометрі.

2.3. Гратковий інтерферометр Бонзе-Харта

Першим даний метод відтворив Вен Хан у 2013 році [27]. У іноземних джерелах він має назву Grating Bonse–Hart (interferometry). Схема функціонування даного методу є подібною до кристалічного інтерферометра, так як кожен за основу бере розщеплення пучка, що входить та наступній інтерференції “опорного” променя а також того, який робить переміщення через об'єкт. Але деякі складові оптичної схеми а також принципи відрізняються, що вносить корективи на особливості використання методу. Найлегше окреслення інтерферометра має три однакових рівновіддалених фазових дифракційних ґраток періоду P , розміщених у паралельних площинах (рис. 2.2).

Промінь, що входить створюється проміжками у десятки міліметрів, такий

спосіб, щоб поперечний розмір когерентності був більшим, чим період ґратки. Промінь, котрий падає, дифрагує на початковій ґратці та поділяється на два промені, котрі потім дифрагують на другій дифракційній ґратці, та створюють 4 променя. 2 із 4 променів сходяться на третій ґратці, після цього всі вони дифрагують на третій ґратці (безперервні ґратки). Закріплюється, що що багаторазово дифраговані промені розповсюджуються на певній достатній відстані, щоб відмінні порядки дифракції розбивалися на камері. Наявність пари дифрагуючих променів, котрі сукупно розповсюджуються із третьої ґратки на камеру. У випадку дифрагованих променів, котрі сукупно розповсюджуються із третьої ґратки на камеру. У випадку, коли ґратки мають відхилення одна відносно одної, промені починають разом інтерферувати, наслідком цього є створення інтерференційних смуг сили [26].

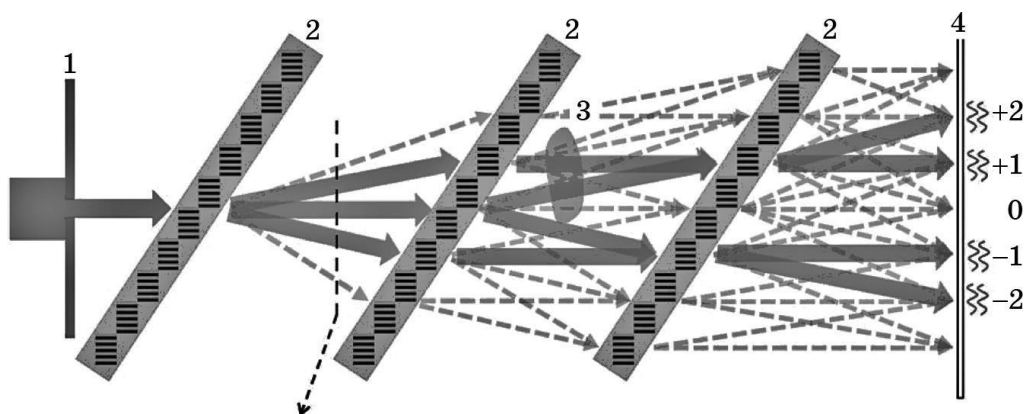


Рисунок 2.2. – Найлегша будова інтерферометра, що базується на ґратках [28]: 1 — вхідна щілина, 2 — дифракційні ґратки, 3 — зразок, 4 — детектор.

Різність фаз між двома симетричними траєкторіями задається відносним розташуванням смуг дифракційної ґратки та не має залежності від того, наскільки довга хвиля та кута падіння, це і є основною властивістю системи. Звідси випливає, що інтерференційні зображення, для хвиль різної довжини та кутів падіння, мають фазові синхронізації. Ця властивість дає змогу застосовувати у інтерферометрі широколінійні та продовжні джерела. Візуалізований предмет, розташовується неподалік центральної ґратки.

Взірці, у яких масштаб є меншим, чим висота вхідної щілини, мають змогу бути підходящим до одного із декількох інтерферуючих пучків, другий пучок в даній ситуації являється у форматі опорної фази. Дане окреслення фіксує абсолютні фазові зсуви, створені взірцем. Для отримання фазоконтрастних картин, використовується фазовий степінг. Інтерферометр, котрий базується на ґратках, є більш чутливим, чим решта методологій фазового контрасту, за винятком кристалічного інтерферометра. Основним плюсом даного способу, у порівнянні із кристалічним інтерферометром є можливість застосування джерела рентгенівського випромінення, котрий має більш малу інтенсивність. Відтак головним мінусом даного способу є не велике вертикальне поле зору, створене застосуванням щілин, котрі потрібні для диверсифікації дифракційних періодів ґраток інтерферометра. Дане питання можна вирішити способом випускнення значного числа недалеко розташованих вертикальних проміжків. Можна додати, що метод є надзвичайно чутливим до змін розміщення ґраток [32]. В кінці можна сказати, що як слідство властивостей оптичної схеми, беручи до уваги плюси і мінуси, як кристалічного, так і ґраткового інтерферометрів Бонзе-Харта, вони володіють великими недоліками зі збільшенням розмірів, та є слабшими відносно решти методів фазового контрасту.

2.4. Ґраткова інтерферометрія (інтерферометрія Талбота)

За базу для цього методу взято ефект, який винайшов Генрі Фокс Талбот у 1836 році, сенс є у том, що періодичний хвильовий фронт робить повторення на певній відстані. Дана дистанція має назву - довжина Талбота. Щоб створити такий фронт потрібно застосувати просторово когерентне джерело спрямоване на періодичну структуру, скажімо дифракційну ґратку. Як наслідок, інтерференційне зображення на відстані Талбота, буде достовірно відображати структуру дифракційної ґратки, що отримало назву «само-відображенням» (self-image) [26]. Раніше інтерферометр Талбота був винайдений та вивчений для видимого світла, але потім було отримано факт, що він в достатній мірі може

використовуватись і для грубого рентгенівського випромінювання [32]. Першим застосування ефекту Талбота, для втілення методу фазового контрасту, висунув Клаузер у 1998 році. У іноземних джерелах даний метод має назву Grating-based imaging (потрібно не приймати його за ґратковий інтерферометр Бонзе-Харта). Подивимось на оптичну схему та алгоритми дій інтерферометра Талбота. Метод базується на використанні дифракційного інтерферометра, котрий невелику зміну хвильового фронту, створену присутністю екземпляру, конвертує у зсув інтерференційного зображення на детекторі. Фазова ґратка (2) (рис. 1.3) під час опромінення просторово-когерентним випромінюванням (1), будує на дистанції Талбота інтерференційне зображення “самовідображення”.

Під час розміщення неподаліе ґратки об’єкта (5), створюється зміна фаз випромінювання, завдяки чому з’являється перетворення інтерференційного зображення, котре може бути поміченим детектором.

Працездатність інтерферометра вимагає лише фазової ґратки, що розміщена на дистанції довжини Талбота від детектору, проте за таких обставин, для фіксування перетворень у інтерференційному зображенні потрібно мати детектор із величезною чіткістю та використовувати джерело значної інтенсивності. Щоб зробити аналіз інтерференційного зображення простішим, напроти детектору розташовують іншу ґратку із однаковим періодом, як і у першій [24].

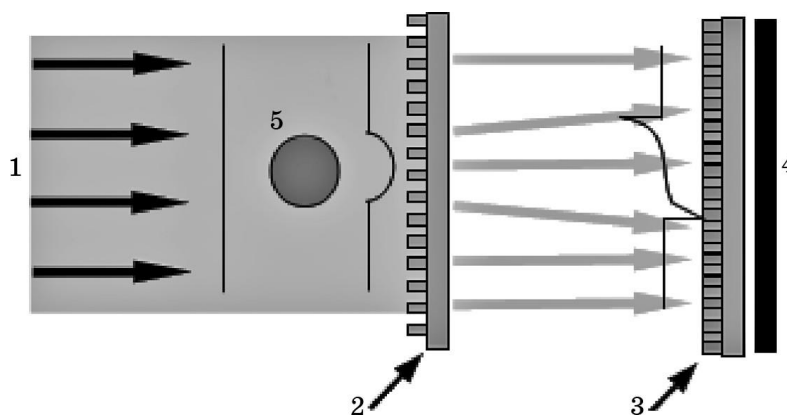


Рисунок 2.3. – Схема дифракційного інтерферометра, який містить: джерело рентгенівського випромінювання (1), котре створює паралельний пучок рентгенівських променів; фазової ґратки (2); аналізуючої ґратки (3) та детектора (4) [26].

Щоб далі покращувати роздільну здатність застосовують різноманітні шляхи здобуття іншої інформації із інтерференційного зображення. До прикладу, таким шляхом виступає отримання зображень муару: дослідивши ґратку обертають кругом оптичної осі на невеликий кут, після цього генерується множина періодичних рисок, але вони мають набагато більший період, чим у інтерференційної ґратки (рис. 2.4). Тому, для реєстрації змін у зображенні муару досить детектору, із набагато меншою роздільною здатністю, чим для первісного інтерференційного зображення. До того ж, зробивши Фур'є аналіз зображення муару, є перспектива отримати інформацію про зсув фаз та абсорбацію у піддослідному об'єкті.

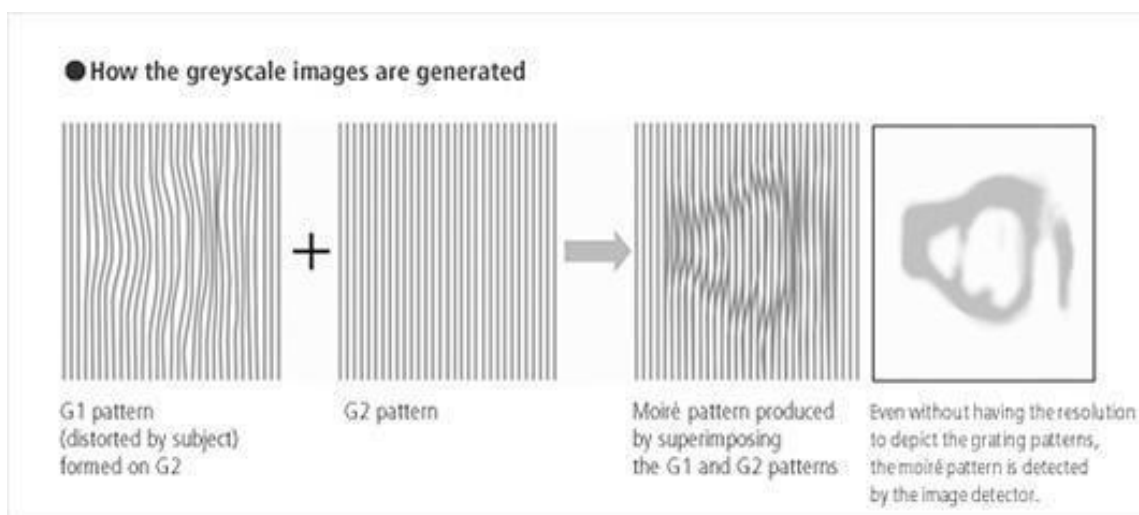


Рисунок 2.4. Порядок генерації картини базуючись аналізом Муару.

Фазовий степпінг є інакшим шляхом вирішення даного питання: будь яку із ґраток зміщують перпендикулярно осі інтерферометра, що призводить до змін зареєстрованої інтенсивності у всіх пікселях. Потім, із множини інтенсивностей при відмінних зсувах ґраток, використовуючи ряди Фур'є отримують інформацію про зсув фаз [25]. Щоб обминути проблеми, які відносяться до механічного зсуву ґратки, застосовують поняття, яке має назву електронний фазовий степпінг: використовуючи електромагнітне поле, змінюють напрямок руху пучка електронів у джерелі, що дає змогу змінити місце вильоту випромінювання та безпосередньо забезпечує зсув ґратки (рис. 2.5) [31].

Використовуючи здатність знайти поглинання та зміщення фаз (які є залежними від сталої заломлення) обстежуваний об'єкт реєструють із відмінних сторін, після чого отримують його форму, застосовуючи методи томографії.

Цінною властивістю цього шляху є здатність фіксування дуже гострих кутів рефракції під час розсіяння на мікроскопічних неоднорідностях матеріалу. Це дає змогу отримати допоміжну інформацію у межах способу темного поля, однотипно методу із кристалом аналізатором [32].

Плюсами даного способу є сильна чутливість до градієнту фази та здатність застосування лабораторних джерел рентгенівського випромінювання із формою фокальної плями $0,8 \times 0,4$ мм та монохроматичністю $\Delta E/E \sim 1$.

Якщо подивитись на мінуси, то потрібно позначити чутливість лише до єдиного компоненту градієнту фази, який створює потребу повороту зрачка або системи ґраток для здобуття всієї інформації про обстежуване тіло. Як наслідок, додаються ліміти на параметри системи детектування, що може бути застосоване підчас вимірювань.

Так як просторова чіткість локалізується періодом ґратки, то цей спосіб вимагає застосування ґраток, із мікронним періодом та значним аспектним відношенням, які вимагають юстування [29]. Проте, ослаблення ефекту Талбота, є наслідком зниження періоду ґратки. Зазвичай для зменшення сили ефектів на межах зразку, його поміщають у посудину із рідиною. Рідиною може виступати парафін, який робить контраст створеної картини гіршим.

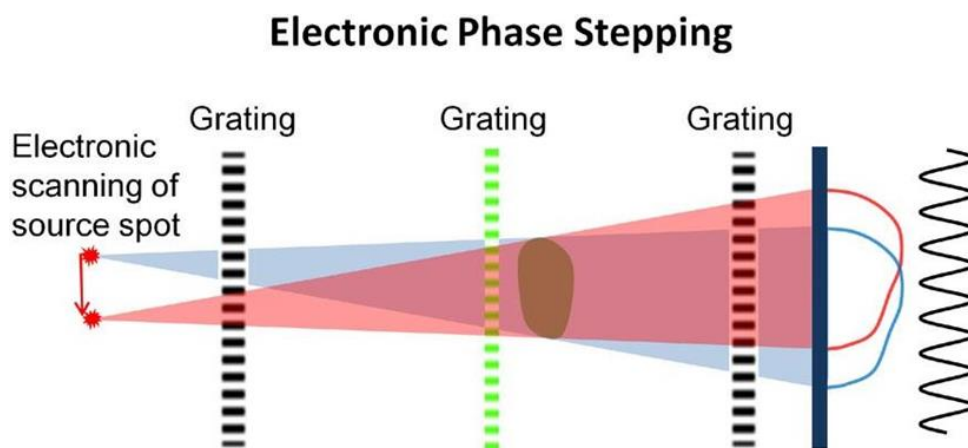


Рисунок 2.5. – Зміщення позиції джерела випромінювання

Великим мінусом також є потреба великої просторової когерентності випромінювання. Тому в більшості застосовують синхротрони, але існує множина шляхів, що дають змогу дійти до достатніх параметрів випромінювання застосовуючи не такі сильні джерела. Щоб обчислити залежності сили від різноманітних характеристик, а звідси і для представлень чутливостей цих шляхів комфортно застосовувати деяку функцію G , яка представляє залежність зареєстрованої інтенсивності від кута рефракції, так само як для смуги гойдання у способі із аналізатором.

Найвища пікова сила, а звідси і найвища чутливість інтерферометру, що базується на ґратках, відстежується неподалік найбільшого значення 1-ї похідної функції G , звідси слідує залежність куту рефракції. Тобто, значним при використанні даного способу, коректний підбір геометрії та правильне розташування ґраток [35]. Не можливо не помітити, що залежність сигналу до шуму, є обернено пропорційним квадрату енергії випромінювання [38]. Цей спосіб стає менш важливим, у відношенні до однотипних методів таких як ABI, під час існування високоенергетичних джерел.

2.5. Метод вільного поширення

Першим пропозицію використання цього даного способу зробила група Снегірьова на джерелі синхротронного випромінювання ESRF [39], в майбутньому метод розвивався у працях [40– 42]. У іноземних джерелах даний метод знають, як Propagation-based imaging, або також In-line holography.

Розберемо оптичну схему та алгоритм роботи установки. Схема (рис. 2.6), має у собі джерело рентгенівського випромінювання, обстежуваного об'єкту та детектору. Будь яких других елементів схема не володіє. Основна різниця способу від традиційної рентгенографії складається із того, що детектор розташовується не прямо перед об'єктом, на певній дистанції. Як наслідок цього випромінювання, заломлене об'єктом, може інтерферувати, із опорним пучком [39]. Створена у такий спосіб інтерференційне зображення, надалі реєструється

детектором, як зображення зразку.

Головним плюсом цього способу є не тривіальність схеми, та як слідство, зменшення конструкційних запитів. Щоб відтворити даний спосіб, необхідно джерело із високою просторовою когерентністю. Щоб досягнути цього, застосовують або точкові джерела (сферична хвиля), або джерела на певній відстані (квазі-плоска схема). При цього потрібні до монохроматичні є достатньо простими.

Так монохроматичність може дорівнювати $\Delta E/E \approx 1$, то спосіб може бути застосований не лише із синхронним джерелом, але і з поліхроматичними штучними джерелами, які надають задовільну просторову когерентність, наприклад як мікрофокусні рентгенівські трубки [40].

До того ж, залежність сигналу до шуму, у цьому способі обернено пропорційне квадрату енергії випромінювання, слідством котрого при використанні з синхротронним випромінюванням першість отримують інші методи, скажімо ABI.

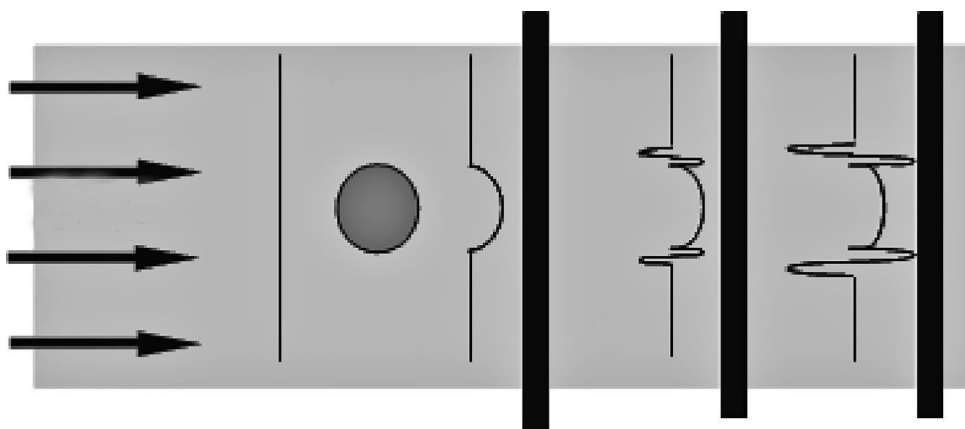


Рисунок 2.6. – Схема методу із джерелом квазі-плоских хвиль [26].

Використовуючи просторово-когерентне випромінювання, середніх відстанях, між об'єктом та детектором (порядку 1 м), генерується інтерференційне зображення, із френелівських ліній, інакше кажучи інтерференційні лінії генеруються при вільному розповсюдженні у режимі дифракцій Френеля, що завбачає можливість використання дифракційної формули Кіргофа до

недалекого поля. У порівнянні із кристалічною інтерферометрією, АВІ контраст на зображенні є залежним від лапласіана хвильового фронту. Тобто, цей метод має більшу чутливість до сильних змін коефіцієнту заломлення, наслідком чого є сильніше виділення поверхонь та границь будови об'єкту у зрівнянні із базовою рентгенограмою [40], проте даний спосіб видає слабший контраст, порівняно з іншими методами фазового контрасту [24]. Тобто метод може бути застосований, як вагоме підкріплення стандартної рентгенографії на абсорбацію. Так як, до попадання на детектор, промінь проходить достатньо велику дистанцію, утворюється множина додаткових вагомих ефектів.

До першого можна віднести відхилення під великим кутом, через комптонівське розсіювання випромінювання не буде попадати на детектор, що значним чином зменшує шум, якщо порівняти із традиційною рентгенограмою [38]. До другого можна віднести, що в залежності від чіткої відстані можна досліджувати самостійні «режими» утворення картин. Скажімо, коли дистанція дорівнює 0, по факту утворюємо традиційне рентгенівське зображення.

Під час зростання дистанції, утворюються вузькі полоси, великого контрасту біля меж об'єкту. А при подальшому зростанні дистанції контрастні поля, піддаються розмиванню зі зростанням товщини, проте зі зниженням чіткості.

Тому, коректуючи дистанції, можемо отримувати найбільшої видимості неоднорідностей певного масштабу (рис. 2.7).

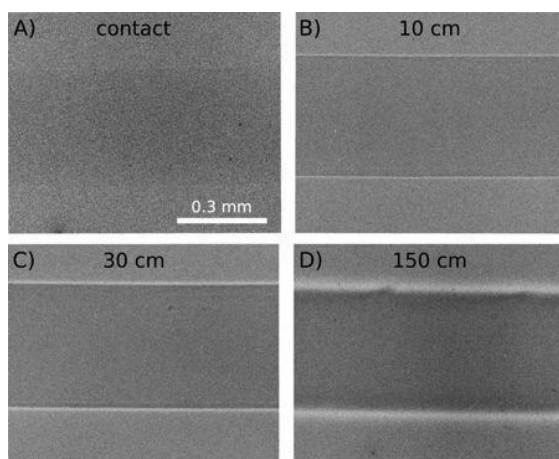


Рисунок 2.7. – Фото нейлонового волокна при різних дистанціях між об'єктом і детектором.

Також, володіючи значеннями про зміни фаз на поверхнях, можна отримати просторовий розподіл сталої заломлення, а тому і окреслення об'єкту.

Мінусом цього способу є те, що для поділу інтерференційних полос, необхідно детектор із великою роздільною здатністю. Це додає межі на поле зору або вимагає засобів значних масштабів. Тому, як слідство того, що у оптичній схемі не має інших деталей, просторова роздільна здатність способу, у певній мірі велика, та є обмеженою тільки ступенем просторової когерентності джерела.

Значним плюсом методу є здатність отримувати двовимірні картини та просто перетворювати здобуту інформацію [24], так як на зображення має вплив кожен із складників фазового фронту, у порівнянні з методами, де площа заломлення є виділеною, скажімо ABI чи інтерферометрія Талбота.

2.6. Схема з кристалом-аналізатором (ABI)

Винайдення даного методу було в кінці 20-го сторіччя. Першим даний спосіб реалізував Девіс у 1995 році та в інземних джерелах він добре знайомий, як *Analysers-based imaging (ABI)*. Також із ним у Радянському союзі, схожими дослідженнями займалися Інгал і Беляєвська [47, 48]. Спосіб був добре оцінений та за короткий час отримав подальший розвиток. Поглянемо на оптичну схему та алгоритм роботи установки. Установка зазвичай складається із монохроматора (одного або кількох кристалів, котрий безпосередньо слугує для колімації пучка), розміщеного перед об'єктом, самого об'єкту та детектору (рис. 2.8). Також, кути направлення усіх елементів піддаються вимірюванню з великою точністю використовуючи чутливий гоніометр.

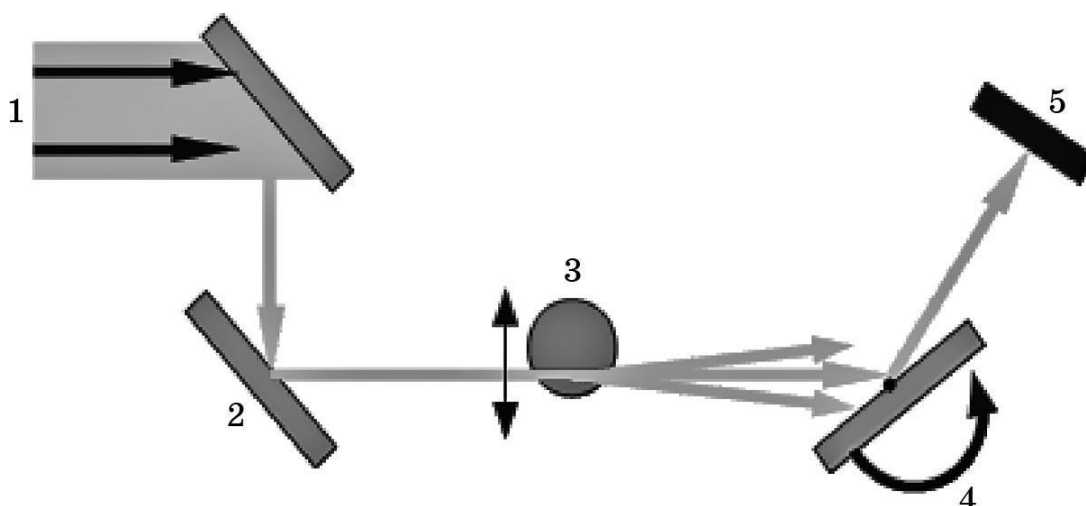


Рисунок 2.8. – Схема установки АВИ [26]: 1 — рентгеновское излучение, 2 — монохроматор, 3 — объект, 4 — кристалл-анализатор, 5 — детектор.

Кристалл-анализатор играет роль угловой фильтрации для излучения, которое перемещается через объект. Лишь очень малый спектр углов между поверхностью кристалла и рентгеновскими лучами, которые падают на него, удовлетворяют условию Брегга, потому в то время как рентгеновское излучение обладает углами падения, за пределами этого диапазона, они не отражаются от поверхности кристалла, выходя из этого не повлияют на результирующий сигнал детектора. В противном случае, рентгеновские лучи отражаются от краев кристалла, дивлячись от угла падения. Кривая гойдана — отношение интенсивности отраженного излучения к углу падения (в иностранных источниках *rocking curve*). Кривая гойдана показывает интенсивность на детекторе, в период кристалл анализатор не быстро поворачивает без объекта на установке.

Обычный угловой акцептанс, по факту принадлежит промежутку, от нескольких микроградусов, до десятков, так связан шириной кривой гойдана кристалла. В случае, когда анализатор отдельно юстован с монохроматором, в такой способ, что установка на максимум кривой гойдана, картина на детекторе имеет максимальное отношение сигнал-шум для этого способа, так как не имеет размытия, вызванного рассеянными фотонами. В случае, когда между анализатором и монохроматором образован некоторый угол, то лучи заломлены в объекте в один бок будут становиться слабее, а лучи заломлены в другую

сторону (по факту кути заломлення під різним знаком), будуть володіти вищою інтенсивністю, у порівнянні з фоном. Тому контраст картини базується на різності кутів виходу заломлених у об'єкті променів. В цей час, кут відхилення аналізатору традиційно вибирають посередині правого або лівого нахилу, у полі максимального градієнту. Чисельну інформацію про зміни фази отримують методом реєстрації кількох картин у відмінних частинах кривої гойдання. Зображення, здобуте використовуючи даний метод, просто добре інтерпретувати.

До того ж, спосіб є чутливим до не чіткості реєструючого променю (а як слідство і кривої гойдання) на мікроскопічних нерівномірностях у зразку. Це дає можливість здобувати дані про субпіксельну будову (у іноземних джерелах це має назву Ultra-Small Angle X-ray Scattering, коротко USAXS) використовуючи, що називається метод темного поля (рис. 2.9).

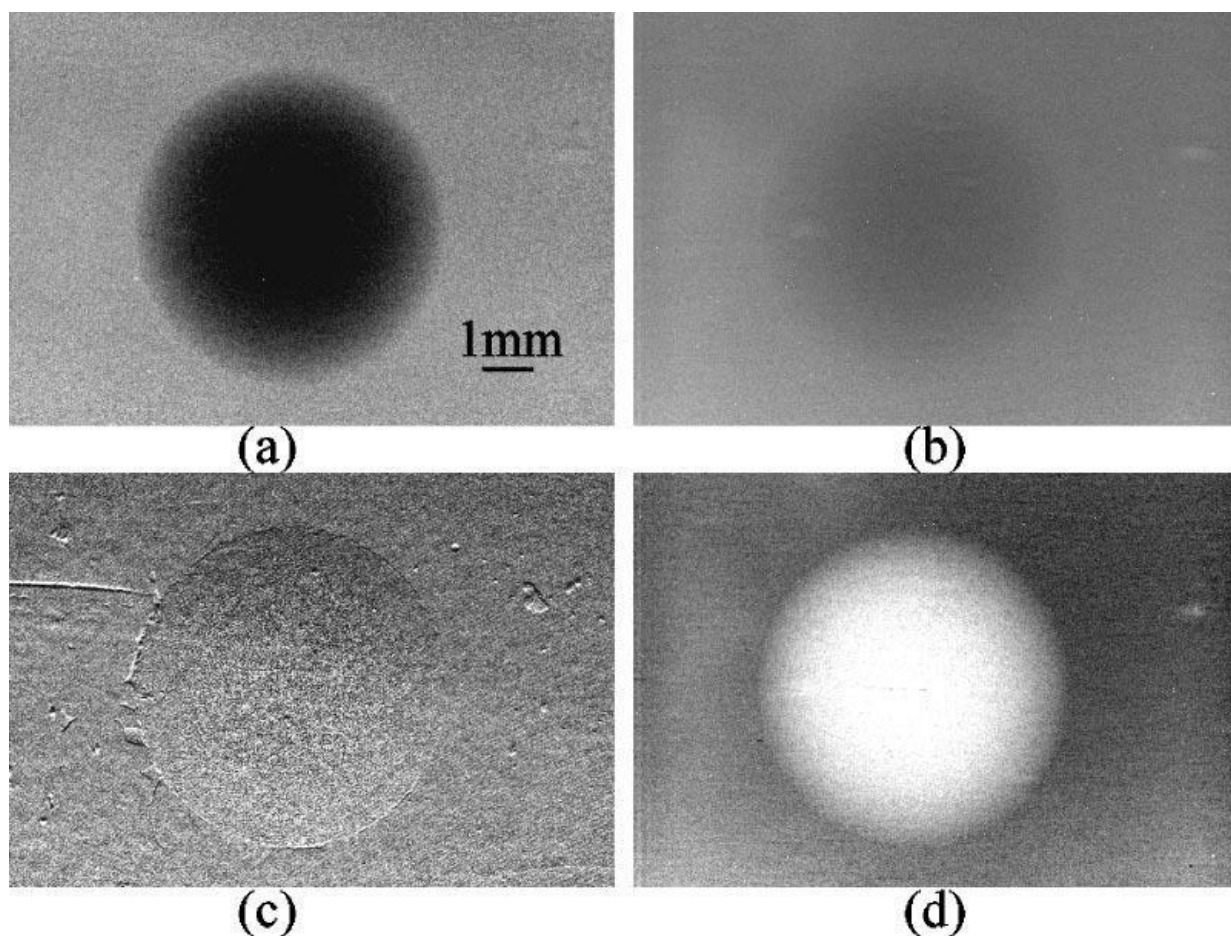


Рисунок 2.9. – Пікове поглинання (a), інтегральне поглинання (b), інтегральне заломлення (c) та USAXS картина (c)

Так як заміряється не безпосередньо фаза, а перша похідна фазового фронту, тоді даний спосіб є менш чутливим до не різких змін характеристик, чим рентгенівська кристалічна інтерферометрія, проте є трохи більше чутливим відносно методом вільного розповсюдження.

2.7. Метод освітлення краю

Першим даний метод представила група Оліво на джерелі синхротронного випромінювання Elettra [43], в майбутньому спосіб дифракції на межа здобув піднесення у працях [44, 45]. У іноземних джерелах він його кличуть Edge-illumination.

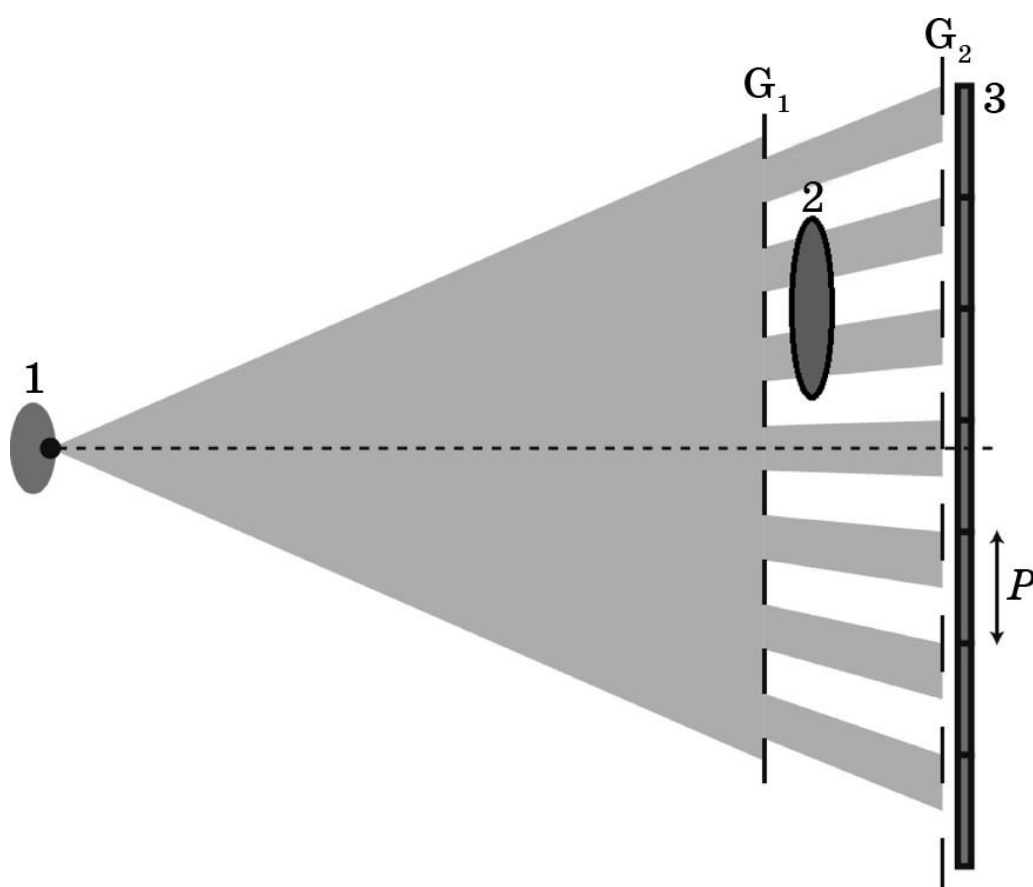


Рисунок 2.10. – Схема методу: джерело (1), об'єкт (2), детектор (3), маски (G_1 та G_2), пікселі детектору (P) [45].

Оптична схема способу (рис. 2.10) містить: джерело, маску G_1 за нею розміщується піддослідний об'єкт, маску G_2 та детектор. Маска G_1 (деколи має назву “кодована апертура”) утворює із єдиного пучка від джерела множину різних пучків, поділених промітками тіней. Маска G_2 розміщена прямо навпроти детектору на краю освітлених та не освітлених площин, до того ж безпосередньо маску G_2 можна поміняти на спеціальний детектор зі сліпими зонами. Як наслідок рефракції випромінювання на об'єкті у залежності від кута рефракції, деякі “відкриті” поля на детекторі змінюють значення освітленості (рис. 2.11).

Відношення між інтенсивністю та кутом рефракції (перша похідна фазового фронту), надзвичайно подібною до кривої гойдання ABI [43].

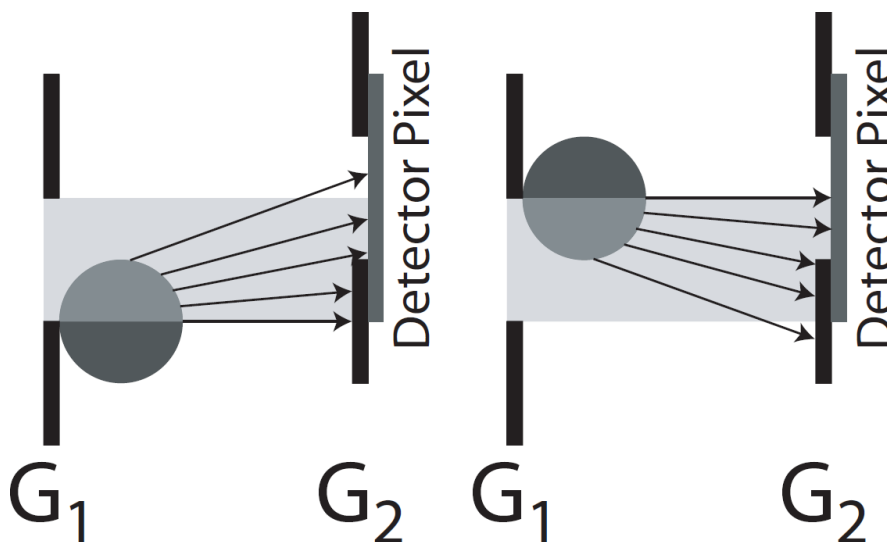


Рисунок 2.11 – алгоритм створення контрасту.

Також, для здобуття субпіксельних даних можна відтворювати сканування об'єкту у спосіб зсуву фаз у поперечний бік до прорізів маски [45]. До того ж, для здобуття даних по двох частинах рефракції можна застосовувати маски із прорізами певної форми, скажімо L-подібні [48]. Так як оптична схема не володіє кристалами та при цьому не використовується алгоритм інтерференції, цей спосіб має відносно низькі потреби до джерела випромінювання. Потрібно додати, що є вимоги до масштабів джерела, так як певній відстані між G_1 та детектором виникнення перекриття окремих променів не має бути можливим. Фокальна пляма має мати розмір до 100 мкм [47], проте вона не має бути більшою за піксель детектору [44].

Попри те, що дякуючи не сильним вимогам в добротності джерела мають можливість використовувати відмінні типи джерел рентгенівського випромінення без великих збитків інтенсивності, які зазвичай утворюються, як слідство потреби виконати вимоги способів рентгенівського фазового контрасту до джерела, збитки інтенсивності однаке проходять через необхідність застосування апертур. Потрібно додати, що цей метод має низькі потреби у точності юстування апертур — порядком пари мікрометрів [46], і як слідство він достатньо міцний до коливань у відношенні до інших способів.

Так як, оптична схема є простою, даний спосіб достатньо просто збільшувати об'єм для сканування об'єктів значних розмірів, але у цьому разі збільшуються потреби до джерела.

Згідно із вище сказаним, вагомим питанням у напрямку до розробки способів фіксування та інтерпретації фазоконтрастних картин хорошої роздільної здатності є здобуття точного описання процедур розсіювання у кристалах зважаючи на не однорідність їхньої будови, мікропроблем, і таке інше. Це надає можливість аналітично здобути криві кутової залежності розсіяної інтенсивності і як слідство робить простішим юстування устаткування та робить меншою можливість похибок під час обстеження не простих об'єктів. Застосування результатів вищеописаної теорії не лише надало можливість прийняти до уваги властивості розсіювання випромінювання монокристаллами, проте дало коріння для майбутнього підсумовування теорії для не кристалічних матеріалів та покращення не обхідних фазоваріаційних методів та способів обстеження.

ВИСНОВКИ

В роботі зроблено огляд основних методів зйомки фазоконтрастних зображень некристалічних об'єктів. В рамках проведеного порівняльного аналізу переваг та недоліків описано найбільш перспективні області їх застосування та показано, що на сьогодні не існує єдиного методу, який переважав би за своїми функціональними можливостями решту.

При цьому, частина методів попри високу чутливість мають дуже жорсткі вимоги до елементів схеми. Зокрема, інтерферометри Бонзе–Харта вимагають надзвичайно високої точності юстування приладів, і, при цьому, погано масштабуються для дослідження великих об'єктів. Навпаки, метод вільного поширення має дуже просту оптичну схему, але не завжди дозволяє отримати зображення необхідної контрастності, крім цього цей метод потребує джерела випромінення з високою просторовою когерентністю.

Схема з кристалом-аналізатором є відносно простою та дозволяє отримати висококонтрастні зображення. Це пов'язано із використанням кристала-аналізатора який має вузьку криву відбивання. Рефракція у некристалічному об'єкті приводить до зміщення робочої точки по кривій відбивання кристала-аналізатора. Якщо кут заломлення достатньо великий, ця частина випромінення не потрапить на детектор. У випадку менших кутів заломлення будуть утворюватися області із збільшеною або зменшеною інтенсивністю порівняно із випадком, коли некристалічний об'єкт відсутній. Таким чином, АВІ-метод дозволяє отримати зображення, контраст якого утворюється внаслідок заломлення випромінення у некристалічному об'єкті.

При цьому для правильного аналітичного опису АВІ-зображень необхідно врахування ефектів багатократності розсіювання у кристалах аналізатора та монохроматора, а також у самому об'єкті. Більшість існуючих на сьогодні підходів базуються на наближенні геометричної оптики для розрахунку заломлення випромінення у некристалічному об'єкті та навіть у кристалі-аналізаторі. Такий підхід справедливий лише для плавних полів зміщень і, отже,

не може бути кількісно правильним при описі рентгенівської дифракції на кристалі-аналізаторі з мікродефектами. Крім того, наближення геометричної оптики для некристалічного об'єкту добре працює для великих однорідних об'єктів з гладкими границями, але може бути некоректним в інших випадках.

Таким чином, існує необхідність створення строгої теорії, яка б враховувала ефекти багатократного (динамічного) розсіювання як в некристалічному об'єкті, так і в кристалах аналізатора і монохроматора, що дозволить більш точно описати процес формування фазоваріаційних зображень і як наслідок покращити якість діагностики.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Уэбб, С. (1991). Физика визуализации изображений в медицин: Пер. с англ. Москва: Мир.
2. Huda, W., Abrahams, R. B. (2015). X-ray-based medical imaging and resolution. *AJR. American journal of roentgenology*, 204(4), 393–397. <https://doi.org/10.2214/AJR.14.13126>
3. Hill, D.R. (1975) Image Intensifier and Television Technique. In: Hill D.R. (eds) *Principles of Diagnostic X-Ray Apparatus*. Philips Technical Library. Palgrave, London. https://doi.org/10.1007/978-1-349-02452-0_16
4. Monnin, P., Verdun, F., Bosmans, H., Perez, S. R., & Marshall, N. (2017). A comprehensive model for x-ray projection imaging system efficiency and image quality characterization in the presence of scattered radiation. *Physics in Medicine and Biology*, 62(14), 5691–5722. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aa75bc>
5. Badal, A., Badano, A. (2009). Accelerating Monte Carlo simulations of photon transport in a voxelized geometry using a massively parallel graphics processing unit. *Medical physics*, 36(11), 4878–4880. <https://doi.org/10.1118/1.3231824>
6. Poludniowski, G. G. (2007). Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part II. X-ray production and filtration in x-ray targets. *Medical Physics*, 34(6), 2175–2186. <https://doi.org/10.1118/1.2734726>
7. Mika, N., Reiss, KH. (1969). *Tabellen zur Röntgendiagnostik I*, Siemens AG, Erlangen
8. Carlsson C. A., Carlsson, G. A. (1996). Basic physics of X-ray imaging. Series: Report / Linköpings högskola, Institutionen för radiologi; 8 ISRN: LIU-RAD-R-008
9. Wagenfeld, H. (1966). Normal and Anomalous Photoelectric Absorption of X Rays in Crystals. *Phys. Rev.*, 144(1), 126-224. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.144.216>
10. Besenbacher, F. (1987). Fundamentals of surface and thin film analysis by L.C. Feldman and J.W. Mayer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 26(4), 620. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(87\)90553-2](https://doi.org/10.1016/0168-583X(87)90553-2)

11. Berger, M.J. et al. (2010). XCOM: Photon Cross Sections Database. National Institute of Standards and Technology (NIST). <https://dx.doi.org/10.18434/T48G6X>
12. Мазуров, А., Потрахов, Н. (2012). Влияние рассеянного рентгеновского излучения на качество изображения и методы его подавления. Биотехносфера, (3-4 (21-22)), 10-14.
13. Ubeda, C., Vano, E., Gonzalez, L., Miranda, P. (2012). Influence of the antiscatter grid on dose and image quality in pediatric interventional cardiology X-ray systems. Catheterization and Cardiovascular Interventions, 82(1), 51-57. <https://doi.org/10.1002/ccd.24602>
14. Al Kafi, M. A., Maalej, N., Naqvi, A.A. (2009). Scatter dose calculation for anti-scatter linear grids in mammography. Applied Radiation and Isotopes, 67(10), 1837- 1841. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2009.06.009>
15. Sandborg, M., Dance, D. R., Carlsson, G., Persliden, J. (2014). Selection of anti-scatter grids for different imaging tasks: the advantage of low atomic number cover and interspace materials. The British Journal of Radiology, 66(792). <https://doi.org/10.1259/0007-1285-66-792-1151>
16. Sabic, I., Ključevšek, D., Thaler, M., Žontar., D. (2016). The effect of anti-scatter grid on radiation dose in chest radiography in children. The Central European Journal of Paediatrics, 12(1), 75-80. <https://doi.org/10.5457/P2005-114.138>
17. Yu, Y., Wang, J. (2021). A novel grid regression demodulation method for radiographic grid artifact correction. Medical Physics, 48(7), 3790-3803. <https://doi.org/10.1002/mp.14932>
18. Cobos, S. F., Nikolov, H. N., Pollmann, S. I., Holdsworth, D. W. (2020). Reduction of ring artifacts caused by 2D anti-scatter grids in flat-panel CBCT. Proceedings Volume 11312, Medical Imaging 2020: Physics of Medical Imaging, 11312. <https://doi.org/10.1117/12.2548778>
19. Robert, G., John, H. (1974). Control of scattered radiation by air gap techniques: applications to chest radiography. American Journal of Roentgenology, 121(1), 109- 118. <https://doi.org/10.2214/ajr.122.1.109>

20. Tsuji, Y., Araki, K., Endo, A. (2006). Scatter radiation and the effects of air gaps in cephalometric radiography. *Oral Radiol*, 22(7). <https://doi.org/10.1007/s11282-006-0038-7>
21. Krol, A., Bassano, D. A., Chamberlain, C. C., Prasad, S. C. (1996). Scatter reduction in mammography with air gap. *Medical Physics*, 23(7), 1263-1270. <https://doi.org/10.1118/1.597869>
22. Kivistö, S., Kotiaho, A., Henner, A., Nevala, T., Niinimäki, J., Nieminen, M. T., Hanni, M. (2020). Air gap technique is recommended in axiolateral hip radiographs. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 21(10), 210-217. <https://doi.org/10.1002/acm2.13021>
23. Boone, J. M., Seibert, J. A., Tang, C., Lane, S. M. (2002). Grid and Slot Scan Scatter Reduction in Mammography: Comparison by Using Monte Carlo Techniques. *Radiology*, 222(2). <https://doi.org/10.1148/radiol.2222010491>
24. Nesterets, Y., & Wilkins, S. (2008). Phase-contrast imaging using a scanning-doublegrating configuration. *Optics Express*, 16(8), 5849.
25. Bonse, U., & Hart, M. (1965). An X-ray Interferometer. *Applied Physics Letters*, 6(8), 155-156.
26. Phase-contrast
27. Wen, H., Gomella, A., Patel, A., Lynch, S., Morgan, N., & Anderson, S. et al. (2013). Subnanoradian X-ray phase-contrast imaging using a far-field interferometer of nanometric phase gratings. *Nature Communications*, 4(1).
28. Wen, H., Gomella, A., Patel, A., Wolfe, D., Lynch, S., Xiao, X., & Morgan, N. (2014). Boosting phase contrast with a grating Bonse-Hart interferometer of 200 nanometre grating period. *Philosophical Transactions Of The Royal Society A: Mathematical, Physical And Engineering Sciences*, 372(2010), 20130028-20130028.
29. Momose, A., Kawamoto, S., Koyama, I., Hamaishi, Y., Takai, K., & Suzuki, Y. (2003). Demonstration of X-Ray Talbot Interferometry. *Japanese Journal Of Applied Physics*, 42(Part 2, No. 7B), L866-L868.
30. Weitkamp, T., Diaz, A., David, C., Pfeiffer, F., Stampanoni, M., Cloetens, P., &

- Ziegler, E. (2005). X-ray phase imaging with a grating interferometer. *Optics Express*, 13(16), 6296.
31. Talbot, H. (1836). LXXVI. Facts relating to optical science. No. IV. The London, Edinburgh, And Dublin Philosophical Magazine And Journal Of Science, 9(56), 401-407.
 32. Cloetens, P., Guigay, J., De Martino, C., Baruchel, J., & Schlenker, M. (1997). Fractional Talbot imaging of phase gratings with hard x rays. *Optics Letters*, 22(14), 1059.
 33. Miao, H., Chen, L., Bennett, E., Adamo, N., Gomella, A., & DeLuca, A. et al. (2013). Motionless phase stepping in X-ray phase contrast imaging with a compact source. *Proceedings Of The National Academy Of Sciences*, 110(48), 19268-19272.
 34. Pfeiffer, F., Bech, M., Bunk, O., Kraft, P., Eikenberry, E., & Brönnimann, C. et al. (2008). Hard-X-ray dark-field imaging using a grating interferometer. *Nature Materials*, 7(2), 134-137.
 35. Diemoz, P., Bravin, A., Langer, M., & Coan, P. (2012). Analytical and experimental determination of signal-to-noise ratio and figure of merit in three phase-contrast imaging techniques. *Optics Express*, 20(25), 27670.
 36. Diemoz, P., Bravin, A., & Coan, P. (2012). Theoretical comparison of three X-ray phase-contrast imaging techniques: propagation-based imaging, analyzer-based imaging and grating interferometry. *Optics Express*, 20(3), 2789.
 37. Snigirev, A., Snigireva, I., Kohn, V., Kuznetsov, S., & Schelokov, I. (1995). On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation. *Review Of Scientific Instruments*, 66(12), 5486-5492.
 38. Wilkins, S., Gureyev, T., Gao, D., Pogany, A., & Stevenson, A. (1996). Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays. *Nature*, 384(6607), 335-338.
 39. Lundström, U., Larsson, D., Burvall, A., Takman, P., Scott, L., Brismar, H., & Hertz, H. (2012). X-ray phase contrast for CO₂ microangiography. *Physics In Medicine And Biology*, 57(9), 2603-2617.
 40. Cloetens, P., Ludwig, W., Baruchel, J., Guigay, J., Pernot-Rejmánková, P., &

- Salomé-Pateyron, M. et al. (1999). Hard x-ray phase imaging using simple propagation of a coherent synchrotron radiation beam. *Journal Of Physics D: Applied Physics*, 32(10A), A145-A151.
41. Ingal, V., & Beliaevskaya, E. (1995). X-ray plane-wave topography observation of the phase contrast from a non-crystalline object. *Journal Of Physics D: Applied Physics*, 28(11), 2314-2317.
 42. Davis, T., Gao, D., Gureyev, T., Stevenson, A., & Wilkins, S. (1995). Phase-contrast imaging of weakly absorbing materials using hard X-rays. *Nature*, 373(6515), 595-598.
 43. Olivo, A., Arfelli, F., Cantatore, G., Longo, R., Menk, R., & Pani, S. et al. (2001). An innovative digital imaging set-up allowing a low-dose approach to phase contrast applications in the medical field. *Medical Physics*, 28(8), 1610- 1619.
 44. Munro, P., Ignatyev, K., Speller, R., & Olivo, A. (2010). Source size and temporal coherence requirements of coded aperture type x-ray phase contrast imaging systems. *Optics Express*, 18(19), 19681.
 45. Munro, P., Hagen, C., Szafraniec, M., & Olivo, A. (2013). A simplified approach to quantitative coded aperture X-ray phase imaging. *Optics Express*, 21(9), 11187.
 46. Endrizzi, M., Diemoz, P., Munro, P., Hagen, C., Szafraniec, M., & Millard, T. et al. (2013). Applications of a non-interferometric x-ray phase contrast imaging method with both synchrotron and conventional sources. *Journal Of Instrumentation*, 8(05), C05008-C05008.
 47. Olivo, A., & Speller, R. (2007). Modelling of a novel x-ray phase contrast imaging technique based on coded apertures. *Physics In Medicine And Biology*, 52(22), 6555-6573.
 48. Olivo, A., Bohndiek, S., Griffiths, J., Konstantinidis, A., & Speller, R. (2009). A non-free-space propagation x-ray phase contrast imaging method sensitive to phase effects in two directions simultaneously. *Applied Physics Letters*, 94(4)