

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Applicazioni della Tomografia Neutronica nel Campo dei Beni Culturali

Relatore:
Prof.ssa Maria Pia Morigi

Presentata da:
Serena Vezzani

Correlatore:
Dott. Matteo Bettuzzi

Anno Accademico 2021/2022

Sommario

Questa tesi illustra una nuova tecnica di imaging per la diagnostica dei Beni Culturali basata sull'utilizzo di neutroni, e la confronta con la più comune tecnica a raggi X. Dopo una panoramica sui due diversi tipi di radiazioni, si evidenziano le loro differenze e la loro complementarità nella realizzazione di radiografie e tomografie di opere d'arte riscontrate in letteratura. L'utilizzo dei neutroni si mostra in grado di ampliare le informazioni ricavabili con i raggi X, consentendo una visualizzazione completa dell'opera e un migliore approccio in eventuali interventi di restauro. Successivamente sono analizzati e elaborati alcuni dati acquisiti nell'ambito del progetto NICHE (*Neutron Imaging for Cultural Heritage*) proposto da alcuni laboratori della rete INFN-CHNet (*Cultural Heritage Network* dell'*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare*), il cui obiettivo principale è la realizzazione della prima facility per l'imaging a neutroni in Italia.

Indice

Introduzione	4
1 Interazione radiazione-materia	6
1.1 Raggi X	6
1.1.1 Sorgenti	6
1.1.2 Interazione raggi X-materia	8
1.2 Neutroni	13
1.2.1 Sorgenti	13
1.2.2 Interazione neutroni-materia	15
1.3 Raggi X e neutroni a confronto	19
2 Tecniche di imaging per i Beni Culturali	22
2.1 Tomografia computerizzata	22
2.1.1 Imaging tramite attenuazione	23
2.1.2 Sistema di acquisizione	24
2.2 Casi-studio	26
3 Materiali e metodi	34
3.1 CHNet NICHE	34
3.2 Set-up sperimentale	35
3.2.1 Sorgente di radiazione	35
3.2.2 Sistema di rivelazione	37
4 Elaborazione dei dati	42
4.1 Campo di vista	42
4.2 Risposta degli scintillatori	43
4.3 Risoluzione spaziale	45
4.4 Verifica della legge di assorbimento	48
4.5 Ricostruzione tomografica	50
Conclusione	58

Introduzione

L'utilizzo sempre crescente di tecniche di imaging applicate ai Beni Culturali nasce dall'esigenza di attuare indagini non invasive sulle opere d'arte, permettendo così la caratterizzazione dei materiali e delle tecniche utilizzate dall'artista. La diagnostica consente inoltre di valutare lo stato conservativo di un'opera, permettendo ai tecnici, in un intervento di restauro, di mettere a punto le migliori tecniche operative per la conservazione del bene.

Le radiografie digitali e le tomografie computerizzate a raggi X sono ormai ampiamente utilizzate per questi scopi; di più recente applicazione sono invece le tecniche di imaging basate sui neutroni. Questi due metodi possono essere utilizzati per lo studio di problematiche molto diverse, grazie al loro differente e parzialmente complementare comportamento nell'interazione con la materia.

Nella prima parte di questa tesi ci si concentrerà proprio su questo aspetto, andando prima ad analizzare le sorgenti dei due diversi tipi di radiazioni, e poi il loro comportamento nell'interazione con la materia.

Successivamente saranno introdotti il funzionamento di un sistema per la tomografia computerizzata, che consente la ricostruzione del volume dell'oggetto analizzato a partire da un set di acquisizioni radiografiche bidimensionali, e i concetti alla base della formazione delle immagini, legati all'attenuazione del fascio di radiazione in seguito all'attraversamento di un campione. Dopo aver brevemente descritto i principali componenti di un sistema tomografico saranno riportati alcuni casi-studio incontrati in letteratura, evidenziando ulteriormente la differenza tra le informazioni ricavabili tramite l'utilizzo dei raggi X e dei neutroni.

In seguito sarà introdotto il progetto NICHE (*Neutron Imaging for Cultural Heritage*), oggetto di studio della tesi. Il progetto vuole dotare la rete CHNet (*Cultural Heritage Network*) dell'INFN (*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare*) del primo sistema di imaging a neutroni in Italia per la diagnostica dei Beni Culturali, sfruttando un fascio di neutroni termici prodotti nel centro LENA (*Laboratorio di Energia Nucleare Applicata*) di Pavia. In particolare, verranno descritti il set-up sperimentale e le sue caratteristiche.

Infine, saranno riportati i risultati dell'elaborazione di alcuni dati radiografici e tomografici acquisiti nei due anni di ricerca. In particolare, sarà confrontata la risposta di diversi scintillatori, valutata la risoluzione spaziale del sistema, verificata la legge di

assorbimento tramite la radiografia di un campione metallico ed eseguita la ricostruzione di una tomografia di prova acquisita nel 2022.

Capitolo 1

Interazione radiazione-materia

In questo capitolo sono analizzati due metodi utilizzabili in tecniche di imaging; raggi x e neutroni. In particolare si valuta inizialmente la loro interazione con la materia, e successivamente si confrontano le due modalità.

1.1 Raggi X

I raggi X fanno parte dello spettro elettromagnetico con una lunghezza d'onda compresa tra 1 nm e 1 pm. Sono una delle forme di radiazione più energetiche e quindi dotati di un potere di penetrazione molto elevato.

Scoperti nel 1895 da Wilhelm Conrad Röntgen, sono stati fondamentali nello studio della materia su scala atomica, e della meccanica quantistica in generale. Data la loro capacità di penetrare oggetti opachi alla luce visibile, sono utilizzati in metodi di imaging per visualizzare le strutture interne di tali oggetti.

1.1.1 Sorgenti

Tra i principali processi responsabili della produzione di raggi X si trovano [1]:

Bremsstrahlung

Si tratta di una radiazione elettromagnetica che viene prodotta in seguito all'accelerazione o decelerazione di una particella carica, tipicamente un elettrone, deviata da un'altra particella carica, tipicamente un nucleo atomico. Supponiamo di avere un elettrone in moto che interagisce con delle particelle cariche in una porzione di materia. Queste faranno deviare l'elettrone, con una conseguente perdita di energia cinetica, che viene emessa sotto forma di fotoni. L'energia della radiazione prodotta aumenta con l'energia degli elettroni, ed è maggiore quando il materiale con cui è avvenuta l'interazione è costituito da atomi di numero atomico elevato. Lo spettro di radiazione ottenuto è continuo,

e il massimo dipende dall'energia cinetica secondo la relazione $E = h\nu_{max}$, dove h è la costante di Planck. Questo processo è alla base del funzionamento dei tubi a raggi X.

In aggiunta al processo di bremsstrahlung, quando gli elettroni attraversano un corpo, sono prodotti anche i raggi X caratteristici, descritti in seguito. Quindi lo spettro di emissione di una qualsiasi sorgente di bremsstrahlung è costituito dal tipico spettro continuo sovrapposto a delle righe di emissione di raggi X. Un esempio è riportato in Fig. 1.1.

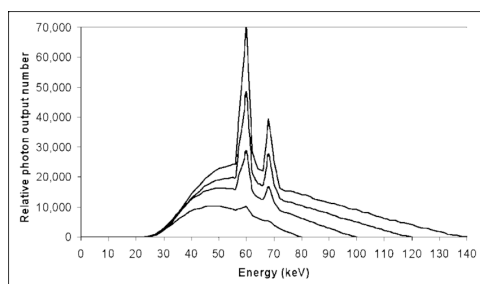


Figura 1.1: Spettro di bremsstrahlung con righe caratteristiche prodotto da un tubo a raggi X.

Diseccitazione atomica

Gli atomi, in seguito a fenomeni di eccitazione, per esempio l'assorbimento di un fotone, possono trovarsi per un breve intervallo di tempo in uno stato eccitato, diverso dalla configurazione standard. Gli elettroni negli orbitali più esterni tenderanno in questo caso a riarrangiarsi, per riportare l'atomo al suo stato fondamentale. Tale transizione è accompagnata da emissione di energia sotto forma di fotoni X, la cui energia è data dalla differenza tra l'energia dello stato iniziale e quella dello stato finale. I raggi X della serie K (cioè prodotti da transizioni elettroniche con stato iniziale n e stato finale $n = 1$) sono quelli più energetici, e quindi quelli che trovano maggiori applicazioni. La loro energia varia da 1 keV per il sodio ($Z = 11$) fino a 100 keV per il radio ($Z = 88$).

Di seguito sono elencati i meccanismi di eccitazione più utilizzati in laboratorio.

- **Decadimento radioattivo.** Per atomi ad elevato numero atomico può avvenire il processo di cattura elettronica da parte del nucleo, che diminuisce così la sua carica di un'unità. In questo modo si crea una lacuna in una delle shells interne. Quando questa è riempita, si generano raggi X caratteristici dell'elemento prodotto.

Un altro processo associato all'emissione X è la conversione interna, nel quale un nucleo eccitato interagisce con un elettrone di uno degli orbitali atomici più bassi, causando l'emissione dell'elettrone dall'atomo.

- **Radiazione esterna.** Quando una sorgente esterna di radiazione (raggi X, elettroni, particelle alfa etc) colpisce un bersaglio, può eccitare o ionizzare gli atomi che lo costituiscono. Si ha quindi un elevato numero di atomi, o ioni, che si diseccitano uno dopo l'altro con conseguente emissione di raggi X. Così il bersaglio diventa una sorgente localizzata di radiazione. Il processo è schematizzato in Fig. 1.2.

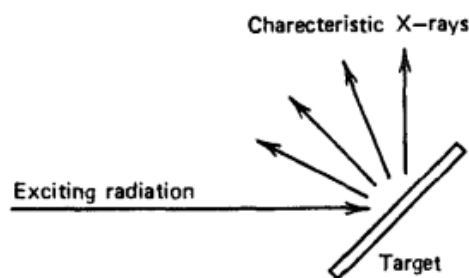


Figura 1.2: Sistema per la produzione di raggi X caratteristici a partire da un bersaglio costituito da un elemento specifico.

Radiazione di Sincrotrone

È la radiazione prodotta a partire da un fascio di elettroni vincolato in un'orbita circolare. Dalla teoria elettromagnetica è noto che ad ogni giro il fascio emette una piccola frazione di energia. Quando viene estratta in direzione tangente rispetto all'orbita del fascio, la radiazione appare come un fascio di fotoni intenso e collimato, con un'energia compresa tra quella associata alla luce visibile (pochi eV) fino a quella tipica dei raggi X ($\sim 10^4$ eV).

1.1.2 Interazione raggi X-materia

In seguito sono descritti i principali meccanismi di interazione della radiazione con la materia. Tutti questi processi portano ad un parziale o completo trasferimento di energia dai fotoni agli elettroni. Come risultato il fotone o scompare completamente (si parla allora di processi di assorbimento) oppure viene deviato di un angolo significativo (processi di scattering).

Assorbimento fotoelettrico

In questo processo il fotone, dopo aver interagito con un atomo del bersaglio, scompare totalmente. Al suo posto l'atomo espelle un *fotoelettrone* da una delle sue shells. È un'interazione che può avvenire solo in presenza di atomi, non di elettroni liberi. L'energia del fotoelettrone è data dalla differenza tra l'energia del fotone incidente e l'energia

di legame E_b del fotoelettrone nella sua shell originale:

$$E_{\text{fotoelettrone}} = h\nu - E_b \quad (1.1)$$

Oltre alla produzione di fotoelettroni, l'assorbimento ionizza gli atomi, creando quindi lacune che vengono rapidamente riempite, o per cattura di elettroni liberi all'interno del materiale o in seguito a una riorganizzazione degli elettroni nelle shells più esterne. Quindi l'effetto fotoelettrico è sempre accompagnato da emissione di raggi X caratteristici, che tuttavia sono subito riassorbiti, dando luogo a ulteriore emissione di fotoelettroni. Statisticamente i processi di assorbimento ed emissione di fotoni possono essere considerati come un'unica interazione, quindi l'effetto fotoelettrico è considerato come un processo indiretto fotone-fotone [2].

La probabilità che il processo avvenga aumenta col numero atomico Z degli atomi che costituiscono il bersaglio, ed è più significativa per fotoni X meno energetici. Non esiste un'unica espressione che esprima il legame tra questa probabilità, l'energia E_X e Z che sia valida in tutto il range energetico, tuttavia può essere approssimata con

$$\tau \simeq \text{const} \times \frac{Z^n}{E_X^{3.5}} \quad (1.2)$$

dove τ esprime la probabilità per atomo, e n varia tra 4 e 5.

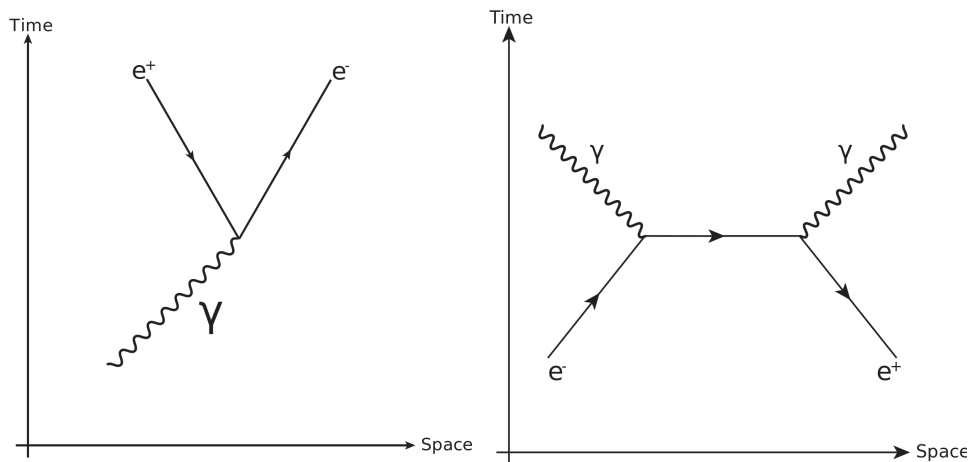
Produzione di coppie elettrone-positrone

Questo processo avviene negli intensi campi elettrici vicino ai nuclei del bersaglio, e consiste nella creazione di una coppia di particelle elettrone(e^-)-positrone(e^+) a partire dal fotone X incidente, che sparisce completamente. Per la legge di conservazione il processo risulta energeticamente possibile solo se l'energia dei raggi X vale almeno il doppio della massa a riposo dell'elettrone (1.02 MeV). In realtà la probabilità κ che questa interazione avvenga diventa significativa a energie ancora maggiori (qualche MeV), ragion per cui il fenomeno è associato ai fotoni X più energetici. L'eccesso di energia portata dal fotone si trasforma in energia cinetica, spartita tra le due particelle generate. Vale quindi la formula

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (1.3)$$

in cui il primo termine è la somma delle due energie cinetiche e $m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ è l'energia a riposo dell'elettrone (e anche del positrone).

Il positrone tenderà poi a rallentare nel mezzo in cui si trova, per poi annichilire, emettendo così due fotoni che diventano il prodotto secondario dell'interazione. In Fig. 1.3 sono schematizzati i processi appena descritti.



(a) Processo di produzione di una coppia e^-e^+ a partire da un fotone. (b) Processo di annichilazione di un e^- e un e^+ in due fotoni.

Figura 1.3: Diagrammi di Feynman

Effetto Compton

Si tratta di un processo di scattering che avviene tra un fotone X incidente e un elettrone che si suppone a riposo. Il fotone trasferisce parte della sua energia all'elettrone e viene deflesso di un certo angolo θ rispetto alla direzione di incidenza. Poiché sono possibili tutti gli angoli di scattering, l'energia trasferita può variare da zero fino a una grande frazione dell'energia iniziale del fotone.

È possibile ricavare la relazione tra l'energia trasferita e l'angolo di scattering θ imponendo una semplice conservazione dell'energia. Si ottiene quindi

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (1.4)$$

dove le notazioni sono quelle rappresentate in Fig. 1.4.

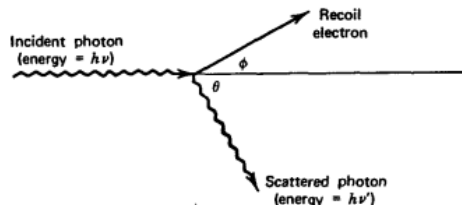


Figura 1.4: Schematizzazione dello scattering Compton.

La probabilità per atomo associata all'effetto Compton, indicata con σ_C , dipende dalla quantità di elettroni disponibili, quindi aumenta linearmente con Z .

Scattering di Rayleigh

Oltre all'effetto Compton può avvenire anche un altro tipo di scattering, dato dall'interazione con elettroni fortemente legati all'atomo, il quale si comporta rigidamente durante il processo. Si parla in questo caso di scattering di Rayleigh, o scattering coerente. In questo processo vi è un temporaneo aumento di energia dell'elettrone coinvolto, senza che però questo sia rimosso dall'atomo. L'elettrone ritorna poi al suo stato iniziale emettendo un fotone X con stessa energia di quello incidente, ma diversa direzione; si tratta di un fenomeno di scattering elastico. I raggi X sono in generale scatterati in avanti, o deviati di un piccolo angolo, poiché deviazioni significative di direzione comportano anche l'espulsione dell'elettrone dall'atomo [3].

La probabilità σ_R che avvenga questo processo è significativa solo per fotoni X poco energetici che interagiscono con materia costituita da atomi ad elevato Z. L'angolo di deflessione, invece, diminuisce all'aumentare dell'energia.

Attenuazione dei raggi X nella materia

I meccanismi di interazione appena discussi si combinano e portano ad un'attenuazione del fascio di fotoni quando questo attraversa la materia. Consideriamo un fascio monoenergetico di N_0 fotoni che incide su un sottile strato di materiale di spessore x con un *coefficiente di attenuazione lineare* μ . Tale coefficiente esprime la probabilità per unità di lunghezza che un fotone del fascio sia rimosso durante l'attraversamento (ha quindi le dimensioni dell'inverso di una lunghezza), ed è dato dalla somma delle probabilità associate ai singoli processi:

$$\mu = \tau + \kappa + \sigma_C + \sigma_R \quad (1.5)$$

dove i simboli sono quelli indicati nei paragrafi precedenti. Come per i singoli coefficienti di interazione, il valore di μ dipende fortemente dall'energia del fascio incidente e dalla densità della materia che viene attraversata.

Esiste una relazione esponenziale tra il flusso (numero di fotoni per unità di area) di fotoni incidenti e il flusso di fotoni trasmessi allo spessore x , che prende il nome di *Legge di Lambert-Beer*:

$$N_x = N_0 e^{-\mu x} \quad (1.6)$$

il cui andamento è rappresentato in Fig. 1.5.

I fotoni possono anche essere descritti dal loro *libero cammino medio* λ , definito come la distanza media che un fotone può percorrere nella materia prima che avvenga un'interazione. Il suo valore si ottiene da:

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \quad (1.7)$$

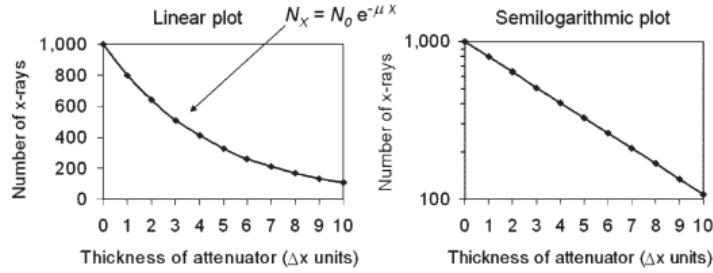


Figura 1.5: Andamento del flusso di fotoni in funzione dello spessore del bersaglio (in unità di lunghezza). Rappresentato anche in scala logaritmica sulla destra.

λ corrisponde quindi al reciproco di μ , ed ha le dimensioni di una lunghezza. Il suo valore nei solidi per tipiche energie dei raggi X varia in un range che va da pochi millimetri a decine di centimetri.

Ad una data energia il coefficiente di attenuazione può variare in maniera significativa nello stesso materiale se questo presenta discontinuità nella sua densità. È quindi utile introdurre il *coefficiente di attenuazione di massa* (si misura in cm^2/g), definito come $\frac{\mu}{\rho}$, che compensa queste variazioni normalizzando μ con la densità del materiale. Si ha quindi:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} + \frac{\sigma_C}{\rho} + \frac{\sigma_R}{\rho} \quad (1.8)$$

L'Eq. 1.6 può essere riscritta anche nel seguente modo:

$$N_x = N_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x} \quad (1.9)$$

dove il prodotto ρx definisce uno spessore di massa, a cui è convenzionalmente attribuita l'unità di misura mg/cm^2 .

Nell'ambito dei Beni Culturali è utile valutare l'assorbimento per materiali costituiti da più elementi, poiché i campioni in esame sono spesso eterogenei, e gli elementi costituenti possono essere anche molto diversi tra loro (ad esempio tessuti e metalli o legno etc)), quindi i fenomeni di interazione dei fotoni si sommano per ogni materiale. Questo fatto rende difficile ottenere risultati significativi con una singola misura di assorbimento, ed evidenzia l'importanza delle tecniche tomografiche, che consentono una ricostruzione a partire da una sequenza di più radiografie. Per materiali costituiti da N elementi, il coefficiente di attenuazione di massa è dato dalla media pesata dei coefficienti dei singoli costituenti del composto:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{composto} = \sum_{i=1}^N w_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \quad (1.10)$$

dove $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i$ è il coefficiente di attenuazione di massa dell'elemento i -esimo e w_i indica la percentuale in massa di quell'elemento sul composto ($w_i = \frac{m_i}{M}$ con $M = \sum_{i=1}^N m_i$).

1.2 Neutroni

Il neutrone è una particella subatomica di spin $\frac{1}{2}$ costituita da un quark up e due quark down, e insieme ai protoni compone i nuclei atomici. Si tratta di una particella elettricamente neutra, proprietà alla base della sua alta capacità di penetrazione. Le particelle cariche infatti perdono energia quando attraversano la materia a causa delle forze elettromagnetiche, il neutrone invece, essendo privo di carica elettrica, non è soggetto a queste forze, e quindi riesce a penetrare strati più spessi di materia, senza essere diffuso o assorbito [4]. Percepisce però la forza nucleare forte, quella forza che lega protoni e neutroni nei nuclei, che è caratterizzata da un corto raggio di azione. Diventa quindi significativa solo quando il neutrone si avvicina molto ai nuclei degli atomi che costituiscono il bersaglio.

I neutroni vengono classificati in base alla loro energia iniziale (da cui dipende il raggio d'azione della forza di interazione) nel seguente modo:

- **Neutroni termici:** $E_0 < 0.1$ eV;
- **Neutroni lenti:** $E_0 < 100$ keV;
- **Neutroni veloci:** $E_0 < 10$ MeV;
- **Neutroni ad alta energia:** $E_0 > 100$ MeV.

1.2.1 Sorgenti

I principali meccanismi di produzione di fasci neutronici sono sono qui descritti.

Fissione spontanea

Molti dei nuclei più pesanti hanno una probabilità apprezzabile di decadere per fissione spontanea, emettendo neutroni veloci. Quindi un campione di radionuclidi può essere una semplice sorgente di neutroni. La sorgente più comune di fissione spontanea è il ^{252}Cf (isotopo del californio); ha una vita media sufficientemente lunga, è uno degli isotopi transuranici maggiormente prodotti e non sono necessarie grandi quantità di materiale (in genere bastano pochi microgrammi). Lo spettro energetico dei neutroni è riportato in Fig. 1.6.

L'andamento rappresentato può essere approssimato con l'espressione

$$\frac{dN}{dE} = \sqrt{E} e^{-\frac{E}{T}} \quad (1.11)$$

dove T è una costante che per il ^{252}Cf vale 1.3 MeV [1].

Ogni fissione, oltre a emettere neutroni, produce anche fotoni γ molto energetici, emessi entro i primi nanosecondi successivi all'evento.

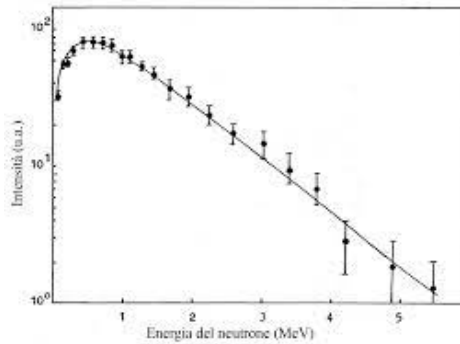


Figura 1.6: Spettro di energia dei neutroni emessi per fissione spontanea del ^{252}Cf .

Reazione (α , n)

Poiché molti processi di decadimento mettono a disposizione particelle alfa molto energetiche, è possibile creare una sorgente di neutroni a partire da un isotopo alfa-emettitore e un bersaglio di materiale opportuno; la scelta più conveniente risulta essere il berillio (Be). I neutroni sono prodotti dalla reazione

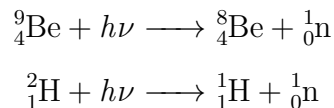


in cui l'energia di reazione Q vale $+5.71$ MeV. La repulsione coulombiana delle particelle alfa da parte dei nuclei di Be diminuisce la probabilità di collisione quando le particelle incidenti sono lente. Il prodotto di neutroni infatti è maggiore quando queste sono molto energetiche.

Le particelle alfa possono essere fornite da sostanze spontaneamente radioattive come radio (Ra), radon (Rn) e polonio (Po).

Sorgenti di fotoneutroni

Alcuni emettitori di raggi X possono essere utilizzati per produrre neutroni, se combinati con materiali appropriati. Se si fornisce sufficiente energia di eccitazione ai nuclei del bersaglio attraverso assorbimento di fotoni X (o fotoni γ) si può avere emissione di neutroni liberi, o *fotoneutroni*. Soltanto i nuclei ${}^9\text{Be}$ e ${}^2\text{H}$ sono utilizzabili a questo scopo. Le reazioni corrispondenti sono:



con energia di reazione $Q_{\text{Be}} = -1.666$ MeV e $Q_{\text{H}} = -2.226$ MeV. Sono necessari fotoni X di energia almeno pari a $-Q$ per rendere la reazione energeticamente possibile.

Per produrre una quantità significativa di neutroni sono necessarie enormi quantità di raggi X. Se consideriamo lo schema in Fig. 1.7 solo 1 fotone ogni $10^5 - 10^6$ interagisce per produrre neutroni, quindi questi avranno un background di raggi X molto intensi.

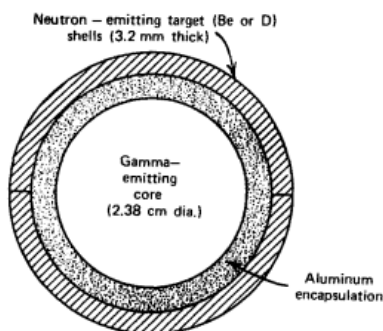
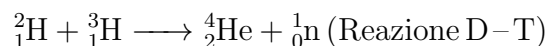
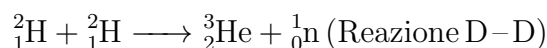


Figura 1.7: Costruzione di una semplice sorgente di fotoneutroni sferica.

Reazioni da particelle cariche accelerate

Reazioni che sfruttano particelle artificialmente accelerate, ad esempio protoni (^1H), deuterio (^2H), etc, possono portare alla produzione di neutroni. Due delle più comuni reazioni di questo tipo sono



con energia di reazione che vale +3.26 MeV nel primo caso e +17.6 MeV nel secondo. La barriera coulombiana tra il deuterio incidente e i nuclei leggeri del bersaglio è relativamente piccola, quindi il deuterio non deve essere accelerato a energie molto elevate per ottenere un prodotto di neutroni significativo.

1.2.2 Interazione neutroni-materia

Poiché i neutroni sono soggetti unicamente alla forza nucleare forte, questi interagiscono con i nuclei del materiale del bersaglio, venendo assorbiti oppure diffusi. I neutroni possono o scomparire totalmente oppure essere rimpiazzati da una o più reazioni secondarie, che consistono quasi sempre nell'emissione di particelle cariche pesanti. Queste particelle sono prodotte a seguito di una reazione nucleare indotta dai neutroni, ma può anche trattarsi dei nuclei stessi del bersaglio che hanno acquistato energia in seguito alla collisione.

Ci sono cinque principali processi con cui i neutroni interagiscono coi nuclei [5]:

- *Scattering elastico;*
- *Scattering anelastico;*
- *Cattura neutronica;*
- *Spallazione;*
- *Fissione.*

La probabilità associata ad ognuna di queste interazioni dipende fortemente dall'energia cinetica dei neutroni e dalle caratteristiche del materiale che costituisce il bersaglio.

Scattering elastico

Si ha scattering elastico quando un neutrone collide con un nucleo di massa M e viene deviato di un angolo θ rispetto alla direzione di incidenza. L'energia cinetica e la quantità di moto sono conservate nell'interazione.

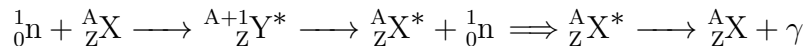
Si può dimostrare che un neutrone di massa m_n e energia cinetica iniziale E_0 in seguito alla collisione avrà in media un'energia finale E_f data da:

$$E_f = E_0 - \overline{\Delta E} = E_0 \frac{m_n^2 + M^2}{(m_n + m)^2} \quad (1.12)$$

dove $\overline{\Delta E}$ è l'energia media trasferita al nucleo. Se per esempio $M = m_p \approx m_n$ (cioè se il bersaglio è costituito da atomi di idrogeno il cui nucleo è un protone di massa m_p) il neutrone trasferisce metà della sua energia al protone, che percorre però una breve distanza poiché cede energia cinetica attraverso l'interazione coulombiana con gli altri nuclei e con gli elettroni del bersaglio. Il trasferimento dell'energia del neutrone al nucleo è molto meno efficiente quando $m_n \ll M$.

Scattering anelastico

Nel processo di scattering anelastico il neutrone viene prima catturato dal nucleo, e poi è rimesso con energia minore e in una direzione diversa da quella di incidenza. Il nucleo, che si trova in uno stato eccitato, emette raggi γ ad alta energia per tornare al suo stato fondamentale. Il processo è illustrato dalla seguente relazione:



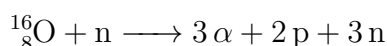
dove ${}^A_Z\text{X}$ è il nucleo bersaglio, ${}^{A+1}_Z\text{Y}^*$ è un nucleo composto instabile e ${}^A_Z\text{X}^*$ è un nucleo bersaglio eccitato.

Cattura neutronica

Nel processo di cattura neutronica si ha la fusione del neutrone con il nucleo del bersaglio. Tale processo dà origine a un isotopo in uno stato altamente eccitato; per ritornare all'equilibrio il nucleo emette energia sotto forma di raggi γ o di protoni.

Spallazione

Il fenomeno della spallazione avviene quando un neutrone veloce penetra in un nucleo cedendo una quantità di energia tale che questo si disintegra in piccole componenti residue, quali particelle alpha e protoni. Un esempio di spallazione è qui riportato:



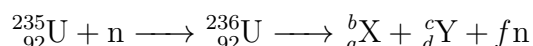
La maggior parte dell'energia rilasciata durante il processo è portata via dai frammenti più pesanti, che la depositano localmente nel bersaglio. Tuttavia i neutroni e i raggi γ di diseccitazione prodotti trasportano l'energia a maggiori distanze.

Il processo della spallazione può essere sfruttato come sorgente di neutroni dotati di una certa energia cinetica, quando vengono usati protoni o particelle alfa come proiettile.

Fissione

Quando neutroni termici bombardano nuclei con Z molto elevato ($Z > 80$) si ha il fenomeno della fissione. Il prodotto di tale reazione consiste in nuclei di Z minore e, di solito, in neutroni veloci. I principali materiali che possono essere soggetti a fissione sono l'uranio 235 (${}^{235}\text{U}$), il plutonio 239 (${}^{239}\text{Pu}$) e l'uranio 233 (${}^{233}\text{U}$).

L'equazione generale per la fissione dell' ${}^{235}\text{U}$ si può scrivere come



dove il nucleo ${}^{235}\text{U}$ è stato penetrato da un neutrone termico n per produrre il nucleo composto ${}^{236}_{92}\text{U}$. Tale nucleo è instabile e si separa, attraverso il processo di fissione, in due nuclei generici instabili di Z minore e di numero di massa A tale che $a + d = 92$ e $b + c + f = 236$ con f numero di neutroni veloci prodotti.

Le reazioni di fissione sono accompagnate da un rilascio di enormi quantità di energia; in media si rilasciano 200 MeV e si producono 2.5 neutroni per fissione del nucleo ${}^{235}\text{U}$. I nuovi neutroni possono essere utilizzati per ulteriori processi di fissione, portando così a una crescita esponenziale del numero di neutroni prodotti. Per questa ragione il flusso di fotoni in uscita anche a una certa distanza prodotto da una reazione a catena di fissione controllata come in un reattore può essere sufficiente a costruire una facility per imaging.

Sezione d'urto neutronica

Per i neutroni, la probabilità associata ad ogni tipo di interazione è espressa in termini della *sezione d'urto* σ . Questa ha le dimensioni di un'area, ed è tradizionalmente misurata in barn ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$). Ogni processo ha associata una sua sezione d'urto, si può quindi definire la sezione d'urto totale σ_{tot} come la somma di questi termini:

$$\sigma_{tot} = \sigma_s + \sigma_a \quad (1.13)$$

dove per semplicità le interazioni sono state raggruppate in fenomeni di scattering (s) e di assorbimento (a).

La sezione d'urto dipende fortemente dall'energia dei neutroni incidenti e dal numero atomico Z degli atomi del bersaglio. In Fig. 1.8 è rappresentata l'andamento della sezione d'urto totale per tre diversi elementi in funzione dell'energia dei neutroni incidenti.

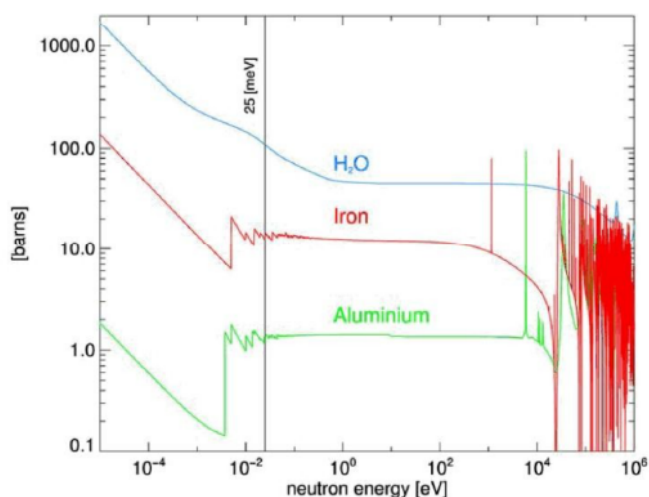


Figura 1.8: Sezione d'urto totale per il Fe, l'Al e la molecola di H₂O al variare dell'energia dei neutroni.

In generale diminuisce all'aumentare dell'energia. Per energie al di sotto di 1 MeV può avere un andamento quasi costante o decrescere con l'energia, a seconda di quale processo domina (scattering elastico nel primo caso, scattering anelastico e assorbimento nel secondo) [6]. A energie più elevate la sezione d'urto può presentare dei picchi sovrapposti all'andamento generale (proporzionale all'inverso della velocità dei neutroni), detti di *risonanza*, in corrispondenza di energie che portano alla formazione di stati metastabili.

Moltiplicando σ per il numero N di nuclei per unità di volume si ottiene la *sezione d'urto macroscopica* Σ

$$\Sigma = N\sigma \quad (1.14)$$

che ha le dimensioni dell'inverso di una lunghezza. Σ si può interpretare come la probabilità per unità di lunghezza che avvenga un preciso processo descritto dalla sezione d'urto microscopica σ . Analogamente a quanto detto precedentemente, la sezione d'urto macroscopica totale è data da

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_s + \Sigma_a \quad (1.15)$$

Σ_{tot} è la probabilità per unità di lunghezza che si verifichi qualsiasi tipo di interazione. Questa quantità è l'analogo del coefficiente di assorbimento lineare per i raggi X. Vale anche la stessa relazione esponenziale; il numero di neutroni diminuisce esponenzialmente con lo spessore del bersaglio. Così l'Eq. 1.6 si scrive

$$\frac{N_x}{N_0} = e^{-\Sigma_{tot}x} \quad (1.16)$$

Il libero cammino medio dei neutroni λ è, in analogia, dato da $\frac{1}{\Sigma_{tot}}$. Nei solidi λ è dell'ordine del centimetro per neutroni lenti, ma raggiunge decine di centimetri se i neutroni sono veloci.

Se il bersaglio è un composto di N elementi, la sezione d'urto macroscopica totale è data da:

$$\Sigma_{tot} = \sum_{i=1}^N \Sigma_{tot_i} \quad (1.17)$$

dove Σ_{tot_i} è la sezione d'urto macroscopica totale dell'elemento i -esimo.

1.3 Raggi X e neutroni a confronto

Come visto precedentemente, i raggi X interagiscono solo con gli elettroni nelle shells atomiche, poiché la loro energia non è sufficientemente elevata da permettere effetti sui nuclei. La probabilità che avvenga l'interazione è direttamente proporzionale al numero di elettroni nel materiale considerato, e quindi al numero atomico Z degli atomi che lo costituiscono. Elementi leggeri, come l'idrogeno, presentano un ridotto coefficiente di attenuazione (hanno bassa probabilità di assorbire la radiazione), mentre materiali pesanti, come i metalli, assorbono più facilmente.

I neutroni termici possono presentare un comportamento complementare. Questa differenza è dovuta alla diversa natura dell'interazione dei neutroni con la materia. I neutroni interagiscono solo con i nuclei, e gli elettroni sono trascurati. Non esiste una regola sistematica per stabilire l'andamento del coefficiente di attenuazione per i neutroni,

che non presenta un andamento definito al variare di Z , tuttavia i suoi valori sono ben noti per ogni materiale [7].

I neutroni a bassa energia interagiscono soprattutto con nuclei di idrogeno, che ha un'elevata sezione d'urto, e quindi con tutti i composti organici, che invece sono molto più trasparenti ai raggi X. Le sezioni d'urto dei neutroni di bassa energia con alcuni metalli comuni quali Fe, Cu, Pb, Al sono invece molto più basse di quelle dei raggi X, quindi questi materiali risulteranno trasparenti ai neutroni là dove risultano molto più radiopachi ai raggi X.

Tale differenza è ben visibile in Fig. 1.9.

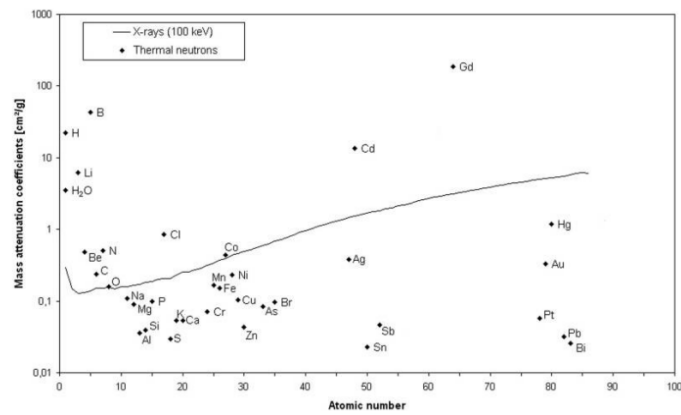


Figura 1.9: Coefficiente di attenuazione di massa in funzione del numero atomico per neutroni termici (25 meV) e raggi X (100 KeV).

Capitolo 2

Tecniche di imaging per i Beni Culturali

In questo capitolo è descritta la tecnica tomografica per la diagnostica dei beni culturali. Nell'analisi dei casi-studio riportati si evidenzia la complementarità tra l'utilizzo dei neutroni e dei raggi X.

2.1 Tomografia computerizzata

La tomografia è una tecnica di imaging volta alla rappresentazione a strati dei campioni in esame, che si basa sull'attenuazione di un fascio di raggi X o di neutroni. Si differenzia dalla radiografia convenzionale poiché questa ha come risultato un'unica immagine per l'intero spessore dell'oggetto. Alla base della tomografia computerizzata, indicata con l'acronico CT, vi è il Teorema di Radon, secondo cui a partire da proiezioni in molte direzioni si può ricostruire in maniera più o meno precisa la struttura in tre dimensioni dell'oggetto. La CT consente così di ottenere delle sezioni bidimensionali, dette *slices*, del campione, da cui si può ricavare anche una rappresentazione tridimensionale virtuale attraverso opportuni software detti di *rendering*.

La CT trova maggiormente applicazioni in ambito medico, può tuttavia essere utilizzata anche per lo studio non invasivo di materiali, in campo industriale o dei beni culturali. In tale ambito in particolare risulta utile, insieme alla radiografia digitale, sia a fini conservativi che per approfondimenti storico-artistici.

Per esempio un esame radiografico nel caso dei dipinti può rivelare dipinti sottostanti, fratture, stuccature etc e in generale fornire una mappatura dei materiali utilizzati dall'artista e nel corso dei restauri precedenti. La CT consente di collocare spazialmente tutti gli elementi che costituiscono il volume indagato, fornendo una lettura tridimensionale dei risultati, e può quindi risultare particolarmente vantaggiosa.

2.1.1 Imaging tramite attenuazione

La tomografia e la radiografia si basano sull'attenuazione di un fascio incidente di fotoni o altre particelle in seguito all'attraversamento dell'oggetto da analizzare. L'immagine risultante da un'acquisizione radiografica è un set di punti di dimensione finita (*pixels*) che rappresenta il grado di attenuazione dell'intensità del fascio lungo una particolare direzione che attraversa il campione e che congiunge un pixel del rivelatore alla sorgente di radiazione. La tomografia fornisce invece la mappatura bidimensionale puntuale in sezione del coefficiente di attenuazione lineare dell'oggetto.

Come visto precedentemente, l'attenuazione di un fascio segue la legge di Lambert-Beer (Eq. 1.6). Quando si ha a che fare con un oggetto tridimensionale attraversato da un fascio parallelo la legge si scrive

$$I(x, y) = I_0(x, y)e^{-\int \mu(x, y, z) dz} \quad (2.1)$$

dove x e y sono le coordinate sul piano del detector e z è la coordinata lungo la direzione del fascio. La distribuzione dell'intensità $I(x, y)$ trasmessa attraverso l'oggetto costituisce la radiografia, o proiezione. La radiografia contiene informazioni integrali, cioè sovrapposte lungo una direzione, riguardo la distribuzione del coefficiente di attenuazione lineare nell'oggetto; tuttavia per ricostruzioni complete tridimensionali della funzione $\mu(x, y, z)$ è necessario ottenere un set di radiografie al variare dell'angolo tra la direzione di incidenza del fascio e l'orientazione del campione. Allo scopo di ottenere una ricostruzione delle sezioni tomografiche a partire da un set di radiografie acquisite al variare dell'angolo tra la direzione del fascio e l'oggetto si utilizzano opportuni algoritmi, i più usati sono quelli di retro proiezione filtrata (*filtered back-projection*) [8]. In questo

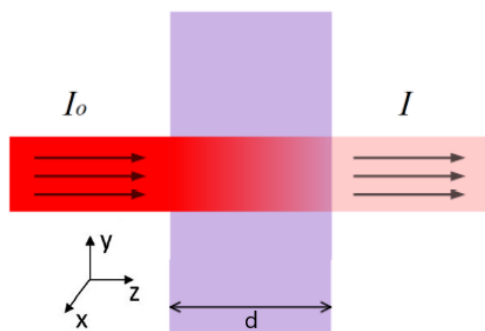


Figura 2.1: Attenuazione di un fascio di radiazione attraverso un oggetto.

modo la tomografia è in grado di superare un'importante limite della radiografia: la sovrapposizione di elementi appartenenti a diversi strati del campione. Nella radiografia convenzionale la struttura tridimensionale dell'oggetto in esame viene proiettata in un

detector bidimensionale, e ogni punto dell'immagine risultante fornisce l'attenuazione complessiva lungo una certa direzione congiungente la sorgente con un determinato pixel del rivelatore. Quindi, come si evince dall'Eq. 2.1, si perde completamente la dipendenza dalla variabile z ; non si hanno cioè informazioni sulla profondità. Se per oggetti che si sviluppano prevalentemente nelle due dimensioni orizzontali, come i dipinti, la radiografia risulta essere un ottimo strumento di indagine, per campioni tridimensionali diviene necessario l'utilizzo della tomografia per ottenere risultati maggiormente accurati.

2.1.2 Sistema di acquisizione

Il sistema di acquisizione è costituito da 4 elementi principali:

- Sorgente di radiazione (raggi X o neutroni);
- Meccanismo di rotazione su cui viene posizionato il campione;
- Detector;
- Computer che controlla il processo di scansione.

Un altro elemento spesso utilizzato che può in alcuni casi migliorare la qualità dell'immagine è il collimatore. Alcuni di questi elementi sono qui descritti qualitativamente, e analizzati più nello specifico nel capitolo successivo.

Sorgente di radiazione

Come si è visto in precedenza, raggi x e neutroni presentano un differente e in parte complementare comportamento nell'interazione con la materia, quindi la scelta della radiazione incidente sul campione dipende dai risultati che si vogliono ottenere. Le sorgenti maggiormente utilizzate per la produzione di raggi X sono quelle che si basano sui processi di bremsstrahlung (raggi prodotti nei *tubi a raggi X*), e di sincrotrone (Sezione 1.1.1). Per la produzione di neutroni si sfruttano invece prevalentemente i processi di fissione nucleare e di spallazione (Sezione 1.2.1).

Collimatore e geometria del fascio

Il sistema di collimazione installato tra la sorgente e il campione è importante per la qualità delle immagini raggiungibile con uno specifico set-up sperimentale. Questo consiste in varie aperture ottenute da un materiale fortemente assorbente distribuite lungo la direzione di incidenza del fascio, così da definirne un preciso cammino.

La maggior parte delle sorgenti produce un cono di radiazione con una certa apertura. Un collimatore interposto tra la sorgente e l'oggetto può essere utilizzato per ottenere una configurazione diversa, detta *fan beam*, in cui il fascio si apre a ventaglio nelle

due direzioni e interferisce con un detector lineare (Fig. 2.2a). Nella geometria *cone beam* il fascio di forma conica colpisce un detector piano bidimensionale (Fig. 2.2b). In questo caso un collimatore può essere utilizzato per delimitare il fascio alle dimensioni del detector.

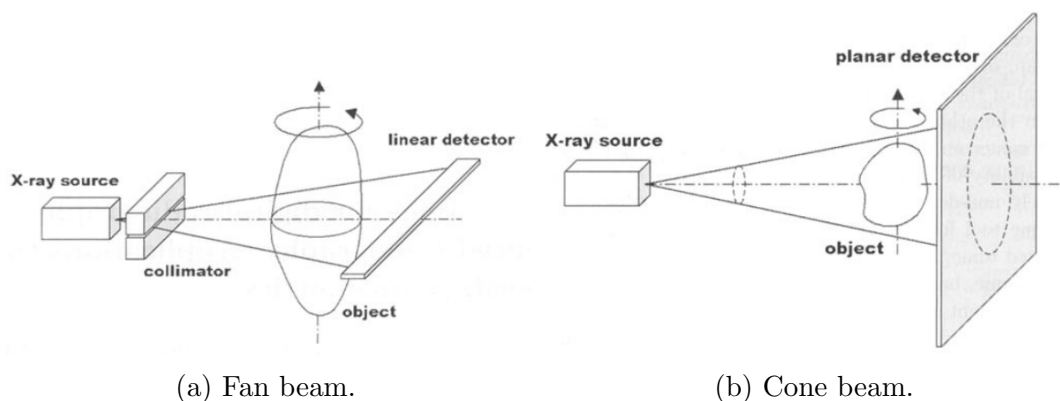


Figura 2.2: Configurazioni tomografiche nel caso dei raggi X.

La collimazione è definita dalla dimensione della prima apertura D e la lunghezza del cammino del fascio L dalla prima apertura alla posizione del campione. Il rapporto $\frac{L}{D}$ è utilizzato per caratterizzare la collimazione di un set-up radiografico [9]; maggiore è il suo valore, migliore è la collimazione del fascio. Se consideriamo la configurazione cone beam rappresentata in Fig. 2.3, per un preciso valore di $\frac{l}{D}$ ogni punto del campione è proiettato

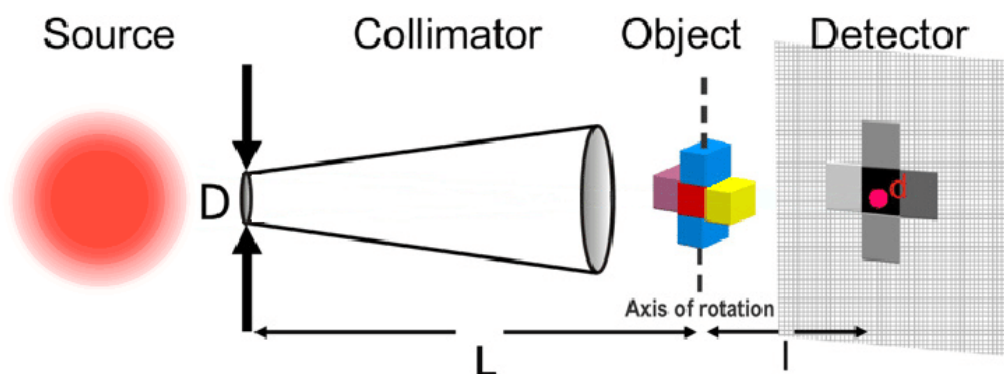


Figura 2.3: Rappresentazione schematica della geometria di un sistema tomografico a neutroni.

sul detector come un punto di diametro $d = \frac{lD}{L}$, dove l è la distanza tra il campione e il detector. Nelle tomografie il valore minimo di l è dato dalla dimensione maggiore del campione nella direzione perpendicolare all'asse di rotazione, nelle radiografie è invece possibile ottenere immagini di contatto.

Detector

La risoluzione dell'immagine ottenuta dipende fortemente dal detector utilizzato. I detector sensibili alla posizione per immagini ad alta risoluzione sono basati sulla rivelazione di fotoni emessi da sottili schermi scintillatori.

Per quanto riguarda i neutroni, viene utilizzato un ulteriore materiale convertitore, che cattura neutroni ed emette radiazione, raggi X o particelle alfa. Il ${}^6\text{Li}$ è comunemente usato a questi scopi, e tramite una reazione (n, α) produce particelle alfa. Queste sono poi convertite in luce da un materiale scintillatore standard, come il solfuro di zinco (ZnS).

Un tipico sistema di detezione per una tomografia neutronica è costituito dalla combinazione di uno schermo scintillatore e un sensore CCD (*charge-coupled device*), che registra la luce emessa dallo schermo attraverso un sistema di specchi e lenti; in generale si preferisce posizionare l'elettronica fuori fascio per non danneggiarla, quindi si utilizza uno specchio inclinato di 45° rispetto alla direzione di incidenza che riflette la luce visibile verso la telecamera. La luce prodotta dallo schermo scintillatore si legge poi con uno specifico dispositivo ottico. In Fig. 2.4 è rappresentato un tipico set-up tomografico che utilizza un sensore CCD.

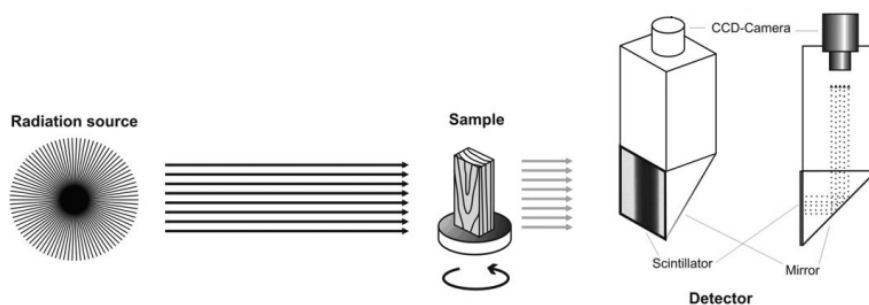


Figura 2.4: Set-up per tomografia neutronica con un sistema di detezione con sensore CCD.

2.2 Casi-studio

Le tecniche di imaging appena descritte, si basano come detto sulla rivelazione di radiazione trasmessa attraverso un campione. L'attenuazione del fascio varia per i diversi elementi che costituiscono il campione, e il risultato è un'immagine che presenta variazioni nel contrasto, dipendenti dalla composizione del campione e dal modo in cui la radiazione interagisce con la materia. L'attenuazione dipende quindi dalla scelta della radiazione.

Come discusso in Sezione 1.3 i raggi X e i neutroni si comportano in maniera diversa, quasi complementare.

In un'immagine ottenuta tramite radiografia o tomografia a raggi X i materiali più leggeri, come l'idrogeno, sono quasi invisibili, le componenti metalliche sono invece quelle che attenuano maggiormente la radiazione. Viceversa, nel caso dei neutroni i metalli sono in generale più trasparenti e i materiali organici forniscono un contrasto nettamente maggiore.

Di seguito sono riportati alcuni esempi incontrati in letteratura di applicazione delle tecniche radiografica e tomografica, con raggi X e neutroni.

Come detto precedentemente, per lo studio dei dipinti la radiografia risulta particolarmente utile; in generale non sono richieste informazioni sulla profondità in quanto le opere pittoriche si sviluppano prevalentemente nelle due dimensioni.

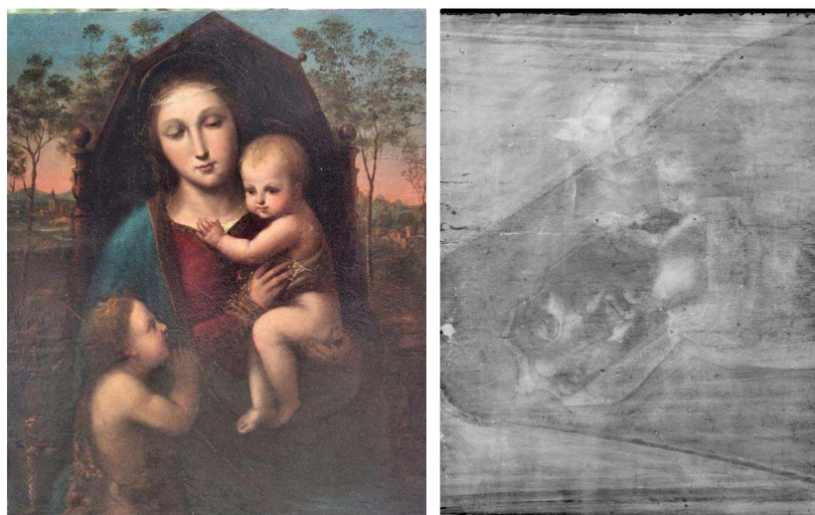


Figura 2.5: *Madonna con Bambino e San Giovannino*, fotografia e radiografia X [10].

In Fig. 2.5 è riportato un ottimo esempio di tale applicazione. L'indagine radiografica risulta particolarmente utile per l'individuazione di casi di riutilizzo del supporto, cosa che notiamo avvenire proprio in questo caso. La diversa capacità dei materiali di assorbire la radiazione permette di ottenere una radiografia in cui risultano osservabili contemporaneamente sia il dipinto visibile che quello sottostante. In questo caso si nota un volto di Vergine ruotato di 90° .

Per oggetti che si sviluppano nelle tre dimensioni diviene invece molto più utile la tomografia. Un esempio è riportato in Fig. 2.6.

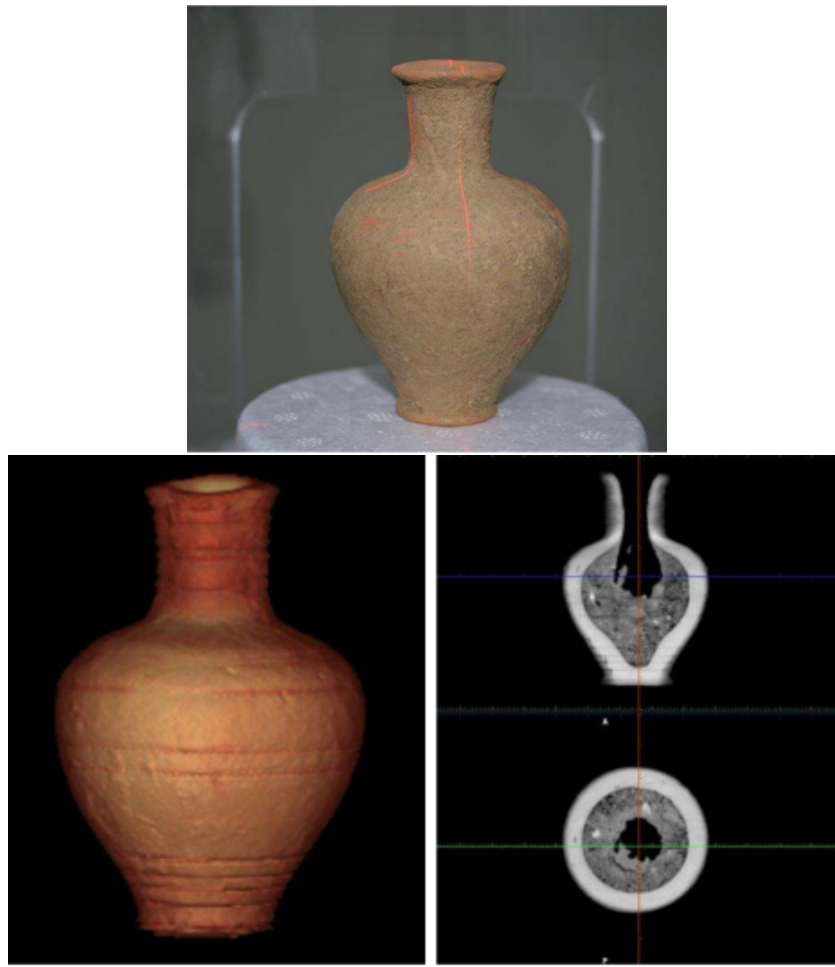


Figura 2.6: Fotografia (in alto), tomografia a raggi X (sulla destra) e ricostruzione 3D di un vaso di ceramica (sulla sinistra) [10].

L'immagine tomografica consente di individuare porosità, deformazioni dovute alla modalità di produzione e materiale di deposito che si è accumulato nel sito di interramento. Notiamo inoltre come la tomografia consenta, oltre alla ricostruzione tridimensionale del campione in esame, di operare tagli virtuali, così da permettere un'analisi non invasiva dell'interno.

Lo studio di bronzi della collezione del Rijksmuseum di Amsterdam costituisce un ottimo esempio di applicazione della tomografia neutronica per la diagnostica dei beni culturali [11]. Gli obiettivi principali dell'analisi erano la visualizzazione e la misura della struttura interna degli oggetti, scopi non raggiungibili con i raggi X, non essendo questi in grado di penetrare strati relativamente spessi di bronzo (miscela di rame (Cu),

stagno (Sn), zinco (Zn) e piombo (Pb)). Ciò si nota anche nel grafico in Fig. 2.7, in cui è evidente la netta differenza tra i coefficienti di attenuazione dei materiali citati, quando questi sono attraversati da raggi X e neutroni.

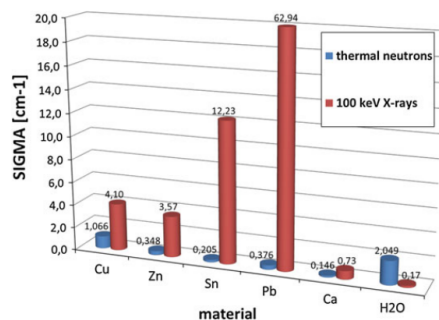


Figura 2.7: Confronto dei coefficienti di attenuazione per le diverse componenti del bronzo.

Di seguito sono riportate la analisi di alcuni campioni.

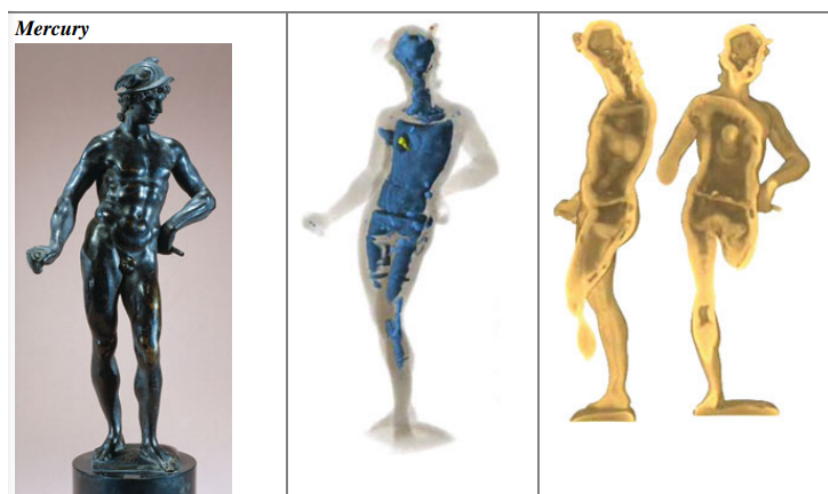


Figura 2.8: Fotografia di *Mercurio* e analisi tomografica. Altezza = 32.3 cm

In Fig. 2.8 è riportato lo studio della statua di Mercurio. Nell'immagine centrale sono evidenti le aree vuote (in blu) dove l'interno ceramico è stato parzialmente rimosso. Nella regione del busto si nota un altro materiale (in giallo) che può essere dovuto a lavori di restauro oppure costituire il punto di riempimento durante la creazione dell'opera, chiuso in seguito. I tagli nell'immagine a destra mostrano la distribuzione del bronzo all'interno dell'oggetto. Sono inoltre evidenti una linea di separazione a metà altezza del corpo, e resti di materiale di riempimento.

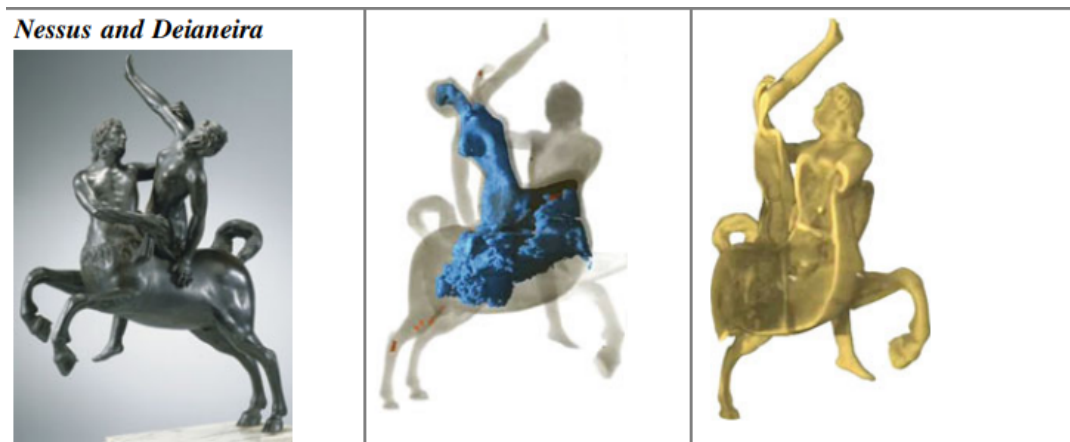


Figura 2.9: Fotografia di *Nesso e Deianeira* e analisi tomografica. Altezza = 33 cm

Dall'analisi in Fig. 2.9 è possibile notare che la scultura presenta grandi aree vuote (in blu), in particolare in corrispondenza del busto della principessa e del corpo del centauro. Il taglio (immagine a destra) mostra invece che le regioni vuote sono stabilizzate da aste e fili di natura metallica.

Per evidenziare ulteriormente la differenza tra l'utilizzo dei raggi X e dei neutroni, e in particolare per sottolinearne la complementarità, è utile riportare lo studio condotto su antiche statue metalliche tibetane raffiguranti Buddha [7]. Sculture di questo tipo spesso racchiudono materiale organico (legno, carta, tessuti, pelle etc), non visibile con radiografie a raggi X, per le quali questi risultano trasparenti. Anche in questo caso l'utilizzo dei neutroni consente un'analisi non invasiva; le particelle penetrano facilmente lo strato metallico esterno, e sono schermate dal materiale organico interno, consentendone così la visualizzazione.

Osservando Fig. 2.10 risulta evidente il concetto appena illustrato; la radiografia a raggi X (2.10b) non fornisce alcuna informazione sull'interno della statua, ben visibile invece nella radiografia neutronica (2.10c). Si nota qui un'asta lignea centrale chiamata *tsog-sin*, avvolta da uno strato di tessuto o carta fissata con un filo. La parte bassa risulta particolarmente assorbente, poiché è presente uno spesso strato di fiori e piante. Dalla radiografia neutronica si può inoltre stimare, osservando i bordi, lo spessore dello strato metallico (bronzo) che risulta essere di pochi millimetri o meno in alcune zone.

Oltre alle semplici immagini radiografiche bidimensionali, la tecnica tomografica fornisce anche diverse opzioni per la visualizzazione dei dati. Quelle più comunemente utilizzate sono le seguenti:

- Tagli virtuali a diversi angoli di osservazione e diverse coordinate spaziali;



(a) Fotografia. (b) Radiografia a raggi X. (c) Radiografia a neutroni.

Figura 2.10: Studio di una statua metallica di Buddha. Altezza = 17.1 cm

- Utilizzo della trasparenza delle regioni esterne per la visualizzazione di dettagli interni;
- Conversione delle regione vuote in zone solide, per visualizzarne la distribuzione;
- Visualizzazione delle superfici che delimitano regioni costituite da materiale con proprietà uniformi.

Esempi di varie visualizzazioni sono riportate in Fig. 2.11

In Fig. 2.12 si può vedere invece la differenza tra immagini radiografiche e strati virtuali ottenuti da analisi di dati tomografici. Nel secondo caso sono accessibili più dettagli, poiché risulta osservabile e misurabile ogni posizione interna al campione.

Le variazioni di contrasto sono osservabili in maniera più precisa quando è coinvolto solo uno strato, così diventa più semplice distinguere i materiali utilizzati e individuare le regioni vuote. Risulta per esempio evidente la presenza di frammenti ceramici all'interno della copertura bronzea, l'asta di legno e i tessuti con cui è avvolta sono più facilmente individuabili, mentre le piante sul fondo presentano un contrasto ridotto.

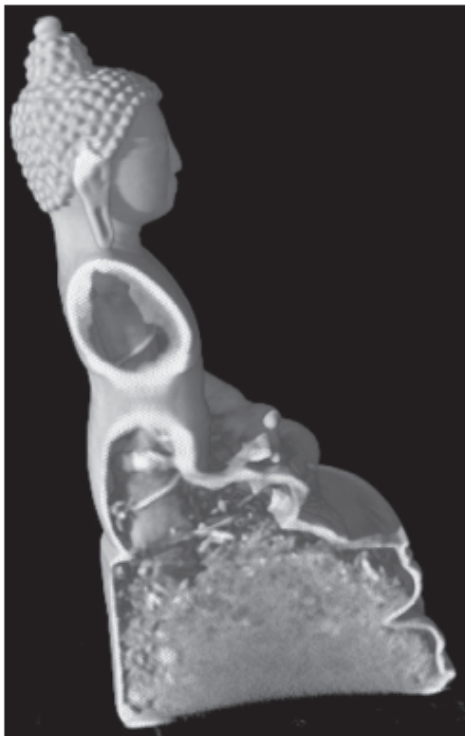
In generale, poiché la trasmissione non è molto elevata nella regione inferiore della statua, le informazioni ricavabili in questo caso sono limitate, sia per la radiografia che per la tomografia.



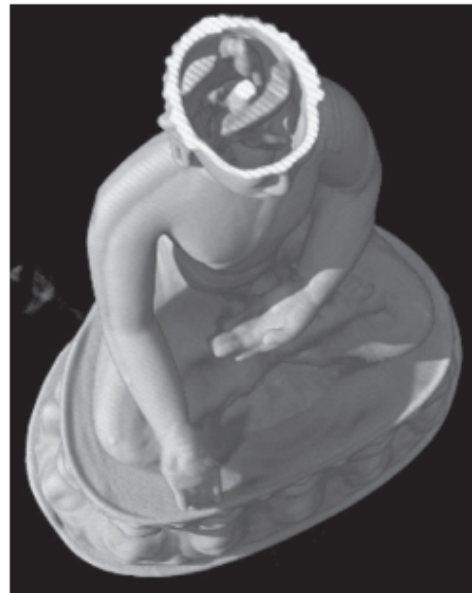
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 2.11: Opzioni per visualizzare e operare tagli virtuali su dati tomografici.

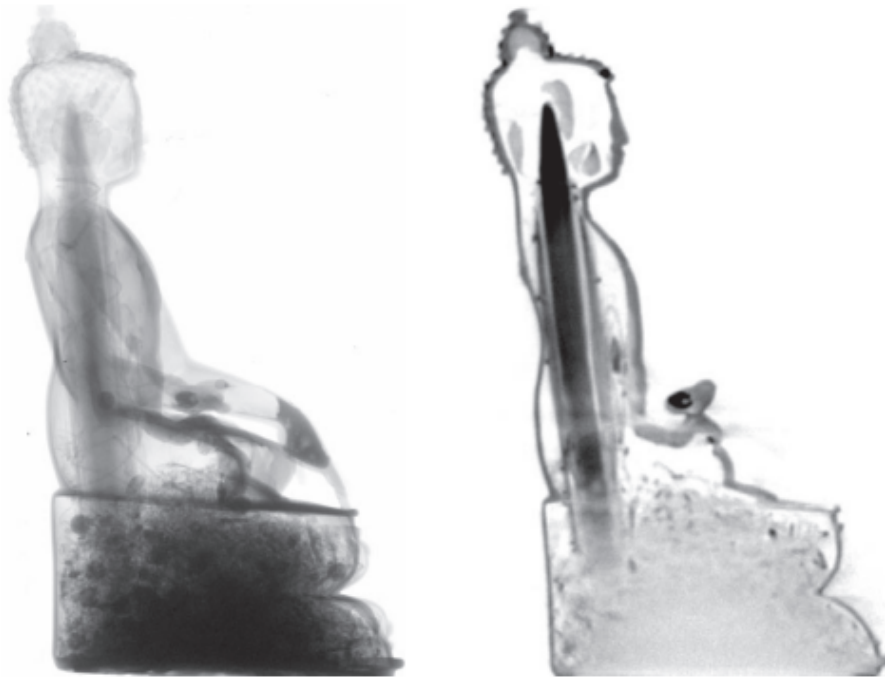


Figura 2.12: Confronto tra radiografia (a sinistra) e taglio virtuale attraverso il centro ottenuto dalla tomografia (a destra).

Capitolo 3

Materiali e metodi

3.1 CHNet NICHE

CHNet (*Cultural Heritage Network*) è la rete dell'INFN (*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare*) che riunisce i laboratori che si occupano di sviluppare e applicare tecniche analitiche per lo studio e la diagnostica dei materiali costituenti i Beni Culturali. CHNet riunisce numerose delle strutture INFN sparse sul territorio nazionale, molte delle quali operano nelle università. I laboratori dell'INFN utilizzano le tecnologie più moderne e grazie a specifici progetti di ricerca ne sviluppano di nuove, cercando soluzioni alle problematiche poste dagli operatori del settore quali archeologi, storici e restauratori. Le diverse tecniche di diagnostica forniscono informazioni utili per pianificare gli interventi di restauro e conservazione, studiare i materiali e la realizzazione dei manufatti, ricostruire il luogo di provenienza dei materiali utilizzati, datare le opere e contribuire alla loro autenticazione.

Il progetto NICHE (*Neutron Imaging for Cultural Heritage*) vuole dotare la rete CHNet di una tecnica di diagnostica spesso utilizzata nel campo dei Beni Culturali: l'imaging di neutroni. NICHE ha l'obiettivo di implementare una stazione imaging basata su un fascio di neutroni termici al reattore TRIGA del centro LENA (*Laboratorio di Energia Nucleare Applicata*) di Pavia che consente di realizzare radiografie e tomografie neutroniche. I centri di Firenze, Pavia, Bologna, Milano Bicocca e Torino hanno collaborato nello svolgimento dei test preliminari, nell'allestimento del set-up sperimentale e nell'analisi dei dati radiografici e tomografici.

Il gruppo di Bologna ha partecipato alla caratterizzazione del detector, costituito da uno schermo scintillatore e una camera CCD. In particolare, la scelta dello spessore dello scintillatore e del materiale scintillante risulta determinante per ottimizzare la risposta in termini di luminosità e di risoluzione spaziale.

3.2 Set-up sperimentale

Di seguito sono elencate le componenti del sistema di misura utilizzato.

3.2.1 Sorgente di radiazione

Reattore TRIGA Mark II

Il reattore TRIGA (*Training Research and Isotopes-production General Atomics*) ha una potenza nominale di 250 kW e un flusso totale massimo di neutroni termici ($E \approx 25\text{meV}$) circa $2 \cdot 10^{13}$ neutroni $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Il combustibile nucleare impiegato è costituito da una lega metallica di uranio (arricchito al 19.95% in ^{235}U) e zirconio (Zr), all'interno del quale viene fatto diffondere dell'idrogeno (H).

L'H conferisce al combustibile nucleare anche la proprietà di moderatore (ossia riduce la velocità dei neutroni prodotti dalla fissione nucleare) aumentando la probabilità di autosostentamento della catena di fissione. Questa proprietà è inversamente proporzionale alla temperatura del combustibile, e quindi anche alla potenza del reattore. La scelta del combustibile conferisce al reattore elevate caratteristiche di sicurezza, legate alla struttura reticolare che assume l'idruro di zirconio (HZr); questa risulta a base tetraedrica composta da quattro atomi di Zr ai vertici e da un atomo di H al centro. L'H nel reticolo cristallino possiede livelli energetici discreti con energia $E = h\nu$ o multipli di tale valore, quindi se un neutrone possiede energia $E_n > h\nu$ può cedere all'H uno o più quanti di energia ed essere termalizzato. In caso contrario ($E_n < h\nu$) il neutrone non può essere ulteriormente termalizzato, ma ha una certa probabilità di ricevere quanti di energia dall'H ed essere accelerato. Perciò un aumento di temperatura nel combustibile, che induce un aumento dell'energia dell'H del reticolo, riduce l'effetto di moderazione e di conseguenza anche la popolazione neutronica e la potenza del reattore.

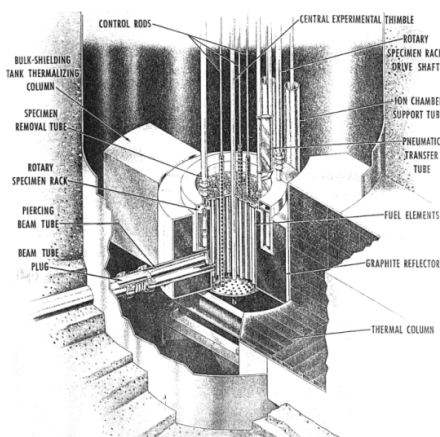


Figura 3.1: Disegno della sezione del nocciolo.

Il nocciolo, rappresentato in Fig. 3.1, è posizionato a circa 60 cm dal fondo di un contenitore (tank) di forma cilindrica con diametro di 2 m e altezza di 6 m e riempito con acqua demineralizzata, che svolge la funzione di fluido termovettore, moderatore e schermo verticale per le radiazioni. È interamente circondato da un riflettore radiale di grafite a forma di anello e spesso circa 30 cm che serve per ridurre le fughe di neutroni dal nocciolo. È dotato di simmetria cilindrica e consiste in un reticolo di 90 elementi (tra combustibile, grafite, barre di controllo e canali di irraggiamento) disposti su cinque anelli concentrici intorno al canale centrale. Il reattore è controllato mediante l'estrazione e l'inserimento di tre barre di controllo costituite da materiali dotati di un'elevata sezione d'urto di cattura per neutroni termici. L'inserimento rapido di tali barre nel nocciolo provoca una drastica diminuzione della popolazione neutronica, rallentando la reazione a catena di fissione fino allo spegnimento del reattore. La rimozione del calore dal tank avviene mediante tre circuiti di raffreddamento e due scambiatori di calore. Il circuito primario (sorgente calda) è alimentato dall'acqua del tank, mentre il terziario (sorgente fredda) dall'acqua della rete idraulica cittadina. Un circuito intermedio chiuso previene qualsiasi possibile contatto tra la sorgente calda e quella fredda. La temperatura dell'acqua del reattore è mantenuta costante a 35-40 °C mediante un sistema automatico di controllo.

Il reattore è dotato di diversi canali d'irraggiamento in-core, che penetrano verticalmente nel nocciolo (Canale Centrale e Canale Rabbit), e out-core (Lazy Susan, Canali Orizzontali A, B, C e D, Colonna Termica e Colonna Termalizzante). Per l'esperimento è stato selezionato il Canale B [12].

In Fig. 3.2 sono riportate le foto del reattore.

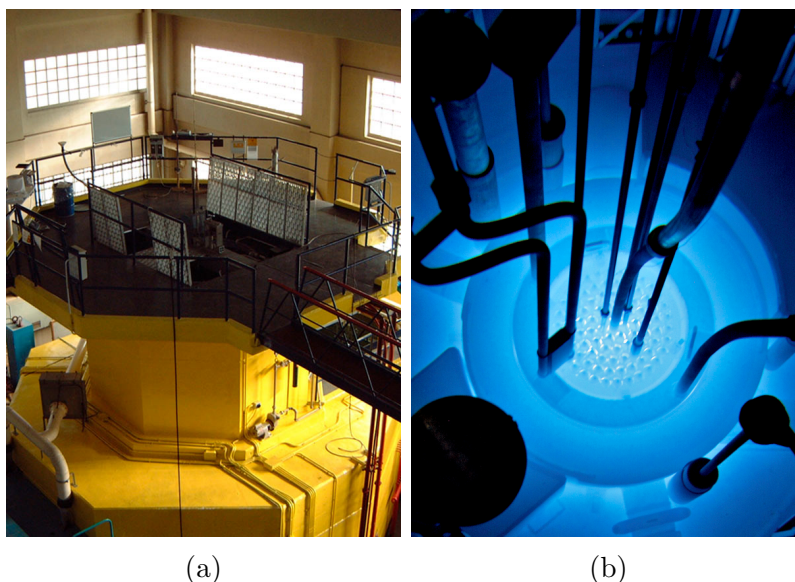


Figura 3.2: Fotografie del reattore (a) e del nocciolo (b).

Filtri

Nel tubo che collega il reattore alla stazione NICHE sono presenti due filtri di zaffiro (Al_2O_3) e bismuto (Bi) che servono per separare e rimuovere i raggi γ e i neutroni veloci dai neutroni termici usati per irradiare i campioni.

Doppio otturatore

Inserito nel tubo, ha un'apertura di 5 cm che può essere regolata per “accendere” e “spegnere” l'irraggiamento del campione.

Pin hole

È posizionato alla fine del tubo e realizzato in carburo di boro (B_4C). Permette il passaggio di neutroni attraverso la sua apertura. Sono utilizzati due diversi pin holes per diverse analisi, uno con un'apertura di 2 cm e uno di 10 mm (Fig. 3.3).



Figura 3.3: Fotografia del pin hole.

3.2.2 Sistema di rivelazione

Rivelatore

È costituito da una scatola a tenuta di luce, riportata in Fig. 3.4, al cui interno vi sono uno schermo scintillatore, uno specchio inclinato di 45° e una camera CCD.

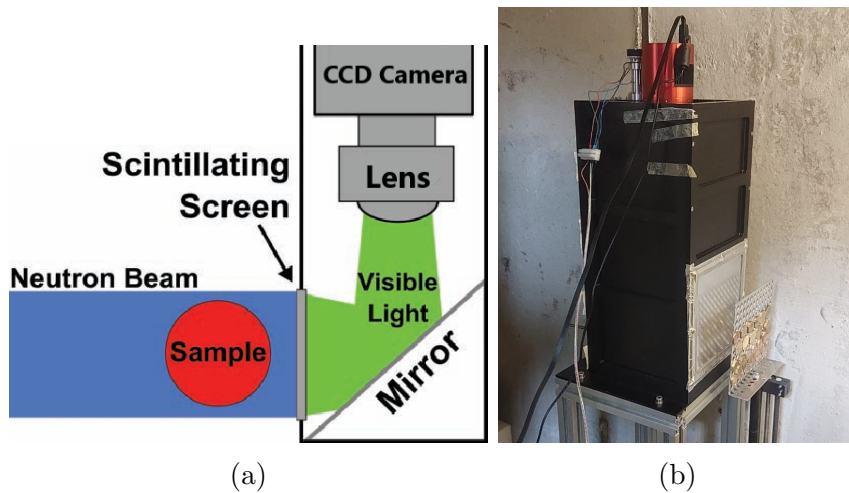
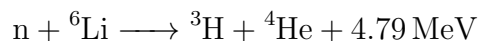


Figura 3.4: Rappresentazione schematica (a) e fotografia del rivelatore (b).

- **Schermo scintillatore**

Come detto in Sezione 2.1.2, lo scintillatore converte le particelle attenuate in luce visibile. Può essere organico o inorganico, a seconda del materiale che lo costituisce, e deve essere accuratamente scelto a seconda della radiazione incidente. Gli scintillatori inorganici sono materiali isolanti costituiti da cristalli di sali inorganici che contengono piccole impurità, che fungono da attivatori per processi di luminescenza. Quelli organici sono composti di idrogeno (H) e carbonio (C) che contengono le strutture ad anello del benzene (C_6H_6), e la fluorescenza è prodotta dalle transizioni degli elettroni di valenza liberi delle molecole.

Quando si irradia il campione con un fascio di neutroni, come nel caso che stiamo considerando, è necessario un passaggio intermedio; la conversione dei neutroni in particelle cariche attraverso reazioni nucleari. I prodotti di tali reazioni possono direttamente interagire con lo schermo scintillatore. Tipicamente questa doppia conversione avviene utilizzando una miscela di un composto in grado di assorbire neutroni, come il fluoruro di litio (LiF) e di un composto fluorescente, come il solfuro di zinco (ZnS). Ha così luogo la seguente reazione:



che produce ioni ${}^3\text{H}$ e particelle alfa (${}^4\text{He}$) in grado di interagire con le molecole di ZnS producendo luce visibile.

Drogando lo strato di ZnS con materiali diversi è possibile shiftare la lunghezza d'onda della luce prodotta. Questa proprietà può essere utilizzata per esempio per portare il massimo dello spettro in corrispondenza della banda in cui la sensibilità del sensore CCD è più elevata.

Per il primo anno di misure sono stati testati tre diversi campioni (rapporto $\text{LiF}:\text{ZnS} = 2:1$) di area = 1 cm^2 , uno drogato con argento (Ag), uno con rame (Cu) e uno con cadmio (Cd), prodotti da “TRITEC AG” nel 2020/2021 e caratterizzati da diversi spessori ($50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$, $250 \mu\text{m}$, $300 \mu\text{m}$, $400 \mu\text{m}$). In aggiunta è stato testato uno scintillatore drogato con il rame di area maggiore, realizzato dallo stesso produttore nel 2013, di spessore $300 \mu\text{m}$.

Nel 2022 sono stati rivalutati i due schermi drogati al Cu e quello drogato ad Ag.

- **Specchio**

Come si può vedere in Fig. 3.4, all’interno della scatola di acquisizione è presente uno specchio inclinato di 45° che devia la luce visibile prodotta dallo scintillatore verso il sensore CCD. Tale configurazione previene anche eventuali danni dovuti al contatto diretto della radiazione col sensore CCD, con l’elettronica di lettura e con le lenti.

- **Sensore CCD**

Un dispositivo di accoppiamento di carica (*Charge Coupled Device*) è un detector di fotoni altamente sensibile. Si tratta di un circuito integrato formato da una griglia di elementi semiconduttori (MOS) sensibili alla luce, chiamati *pixels*. Ogni pixel sul sensore corrisponde a un singolo pixel nell’immagine finale.

In Fig. 3.5 è rappresentato un singolo pixel di un sensore CCD. Notiamo che è

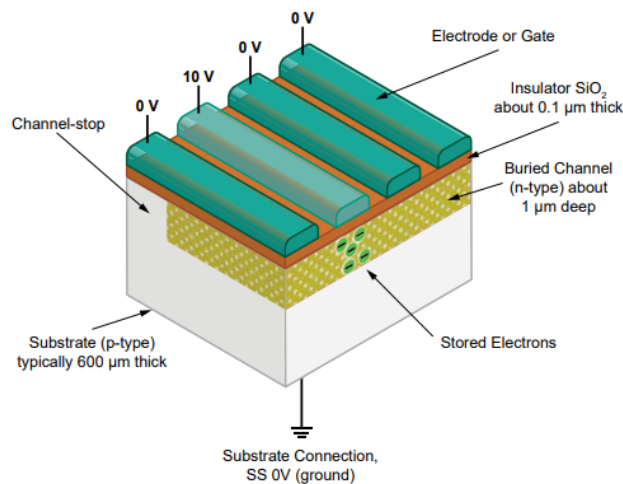


Figura 3.5: Rappresentazione schematica di una sezione di un pixel di un sensore CCD.

costituito da tre strati; gli elettrodi, o gates, su cui incidono i fotoni, uno strato di silice (SiO_2) e il substrato (semiconduttore di tipo p in cui è creato un canale di tipo n). Sono richiesti almeno due elettrodi per pixel, ma tipicamente se ne

utilizzano quattro [13]. Quando la luce incide sul sensore CCD i fotoni colpiscono lo strato di silice, in cui ha luogo l'effetto fotoelettrico; l'energia dei fotoni rompe i legami e gli elettroni sono liberi di muoversi. Il numero di elettroni prodotti dipende dall'intensità della radiazione incidente (cioè dal numero di fotoni che colpisce il sensore). Quando si applica una tensione positiva a uno o più elettrodi, la carica libera è attirata dal campo elettrico generato e si concentra nella regione drogata n del substrato, in prossimità della superficie. Gli elettroni sono poi soggetti a un processo di shifting che li sposta verso un nodo di output, in cui sono amplificati e convertiti in tensione. Tale processo avviene nel modo raffigurato in Fig. 3.6. Il voltaggio nell'elettrodo adiacente a quello in cui sono collezionati inizialmente

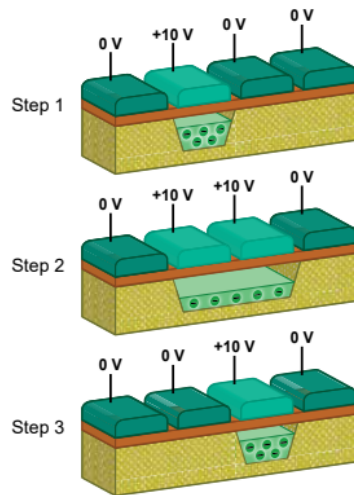


Figura 3.6: Rappresentazione schematica del processo di trasporto di carica elettrica.

gli elettroni viene aumentato a un valore positivo, in questo modo gli elettroni si distribuiscono in corrispondenza dei due gates (step 2). Quando il voltaggio della posizione iniziale è portato a zero, o a valori negativi, gli elettroni sono migrati nella posizione adiacente (step 3). Per un pixel di quattro elettrodi sono necessari quattro di questi passaggi per trasferire la carica al pixel successivo. Poiché il dispositivo CCD è una matrice di pixel, la carica è trasportata in due direzioni perpendicolari; lungo le colonne e lungo le righe. Così la carica è prima trasferita nell'ultima riga, il *readout register*, dove gli elettrodi sono organizzati in modo da trasportarla nella direzione orizzontale. Qui la carica è trasferita, un pacchetto alla volta, a un convertitore analogico digitale che misura il voltaggio creato dagli elettroni e lo trasforma in un segnale elettrico che può essere amplificato. A questo punto l'immagine può essere registrata.

Il modello utilizzato in laboratorio è ZWO ASI 2600 MC/MM PRO. Il sensore è di tipo Chip CMOS (Sony IMX571), ha una risoluzione di 26 Mega Pixels (6248×4176) e i pixels hanno una dimensione di $3.76 \mu\text{m}$. Per ulteriori specifiche si veda il link [14].

Piattaforma mobile

Il sistema è dotato anche di un meccanismo di traslazione e rotazione su cui è posizionato il campione, che può quindi traslare e ruotare (caratteristica fondamentale per le acquisizioni tomografiche). I movimenti sono controllati da un codice LabVIEW (3.7).

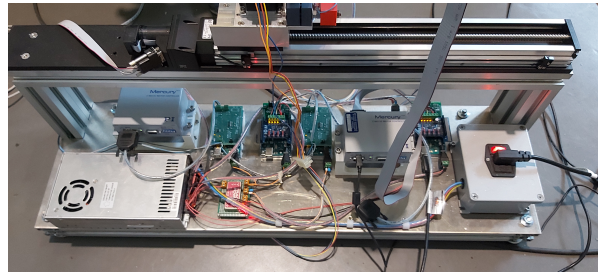


Figura 3.7: Fotografia della piattaforma mobile con il sistema di controllo.

Computer

È utilizzato per controllare i movimenti della piattaforma; il programma LabVIEW consente una rotazione di 360° del campione, così per ogni angolo di rotazione viene acquisita un'immagine, con un tempo di integrazione fissato, e salvata su disco.

Un ulteriore PC è utilizzato in un secondo momento per visualizzare le immagini acquisite, analizzarle ed eseguire la ricostruzione delle sezioni trasversali, le *slices*. Riunendo le varie sezioni in un unico volume con un software di rendering è possibile ottenere la ricostruzione tridimensionale dell'oggetto.

Capitolo 4

Elaborazione dei dati

In questo capitolo sono riportate alcune analisi eseguite a posteriori a computer su dati radiografici e tomografici acquisiti negli anni 2021 e 2022.

4.1 Campo di vista

Utilizzando la radiografia di un oggetto di dimensioni note (bar pattern utilizzato per lo studio della risoluzione di lato 30 mm) è stato possibile ottenere una stima del diametro del campo di vista (FOV, *Field Of View*), valutando la dimensione in mm di un pixel e il numero di pixels all'interno del campo. Il procedimento di calcolo è illustrato in Fig. 4.1, e i risultati sono i seguenti:

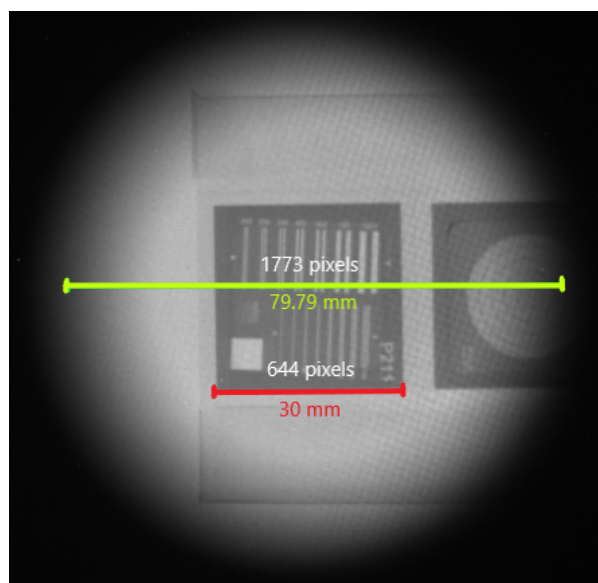


Figura 4.1: Procedura di calcolo del diametro del campo di vista.

$$\text{pixel size} = \frac{\text{lato bar pattern}}{\text{numero di pixels}} = \frac{30}{644} = 0.045 \text{ mm}$$

$$\text{FOV} = \text{numero di pixels} \times \text{pixel size} = 1773 \times 0.045 = 79.79 \text{ mm}$$

4.2 Risposta degli scintillatori

Per il confronto tra gli scintillatori descritti in Sezione 3.2.2 sono state acquisite radiografie senza campione per ogni scintillatore, con un tempo di acquisizione di 300 s.

Nel 2021 sono stati testati tre diversi tipi di scintillatori, utilizzando per ciascuno di essi campioni di vario spessore, al fine di valutarne la luminosità. È stato valutato il livello di grigio medio in una ROI (*Region of Interest*) all'interno del campo di vista e i valori sono stati poi graficati (Fig. 4.2).

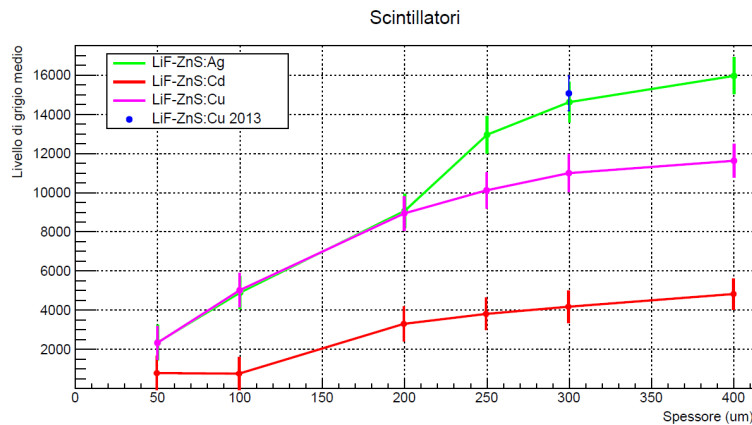


Figura 4.2: Livello di grigio medio registrato utilizzando quattro diversi scintillatori al variare del loro spessore (Cd in rosso, Cu 2021 in viola, Ag 2021 in verde e Cu 2013 in blu).

Dal grafico notiamo che gli scintillatori drogati con Ag e Cu presentano sostanzialmente la stessa risposta in luce quando il loro spessore vale $50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ e $200 \mu\text{m}$. A spessori superiori il drogaggio con Ag porta a una risposta maggiore rispetto al drogaggio con Cu, e la differenza tra i due aumenta con lo spessore. Gli scintillatori drogati al Cd sono invece caratterizzati da una risposta nettamente inferiore. L'immagine ottenuta dallo scintillatore drogato al Cu prodotto nel 2013 di spessore $300 \mu\text{m}$ è confrontabile con la risposta dello scintillatore LiF-ZnS:Ag, ma nettamente maggiore a quella dello schermo LiF-ZnS:Cu di più recente produzione. Secondo TRITEC AG tale anomalia è dovuta al diverso processo di produzione utilizzato per i due scintillatori [15].

Per le acquisizioni nel 2022 sono stati nuovamente testati gli schermi LiF-ZnS:Cu e LiF-ZnS:Ag, di spessore $300\ \mu\text{m}$, confrontati con quello utilizzato nell'anno precedente. I risultati sono riportati nel grafico in Fig. 4.3.

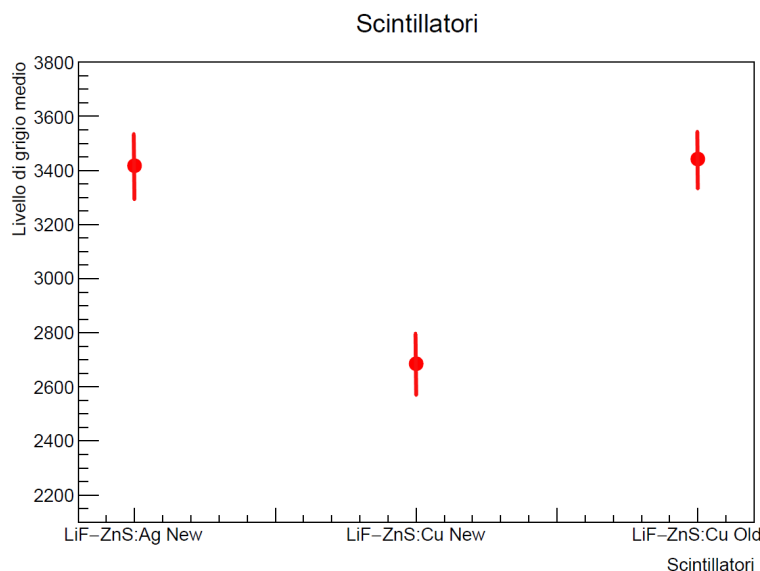


Figura 4.3: Livello di grigio medio per gli scintillatori testati nel 2022.

Dal grafico è evidente che lo scintillatore drogato ad argento presenta una risposta compatibile con quella dello schermo vecchio.

In generale l'intensità dell'immagine ottenuta aumenta con lo spessore dello scintillatore, quindi uno schermo più spesso porta, a parità di tempo di esposizione, a immagini più luminose e di conseguenza più facili da visualizzare e analizzare; nelle immagini radiografiche con maggiore segnale il rapporto segnale-rumore è più alto, e questo permette di discriminare maggiormente aree con differente assorbimento. Nella tomografia computerizzata questo si traduce nel differenziare piccole variazioni del coefficiente di attenuazione lineare nei dettagli delle slices (quindi nel distinguere materiali di composizione e densità diversa).

Tuttavia un elevato spessore comporta anche una riduzione della risoluzione spaziale, legata a effetti di scattering interni a cui sono soggetti i fotoni prodotti. La scelta dello spessore dovrà garantire una buona risposta in luce e allo stesso tempo una buona risoluzione spaziale.

Per le acquisizioni nel 2021 è stato scelto lo schermo LiF-ZnS:Cu prodotto nel 2013, poiché era l'unico disponibile di area adeguata. Sulla base delle precedenti considerazioni e dei risultati ottenuti, nel 2022 è stato scelto lo scintillatore drogato ad Ag, la cui risposta si avvicina maggiormente a quella dello schermo utilizzato nell'anno precedente.

4.3 Risoluzione spaziale

La risoluzione spaziale è uno dei principali parametri che caratterizzano un sistema di imaging. È definita come la minima distanza tra due punti dell'oggetto che vengono "risolti", ovvero visualizzati come distinti, nell'immagine. Per un sistema costituito da più elementi la risoluzione spaziale complessiva è data dalla combinazione delle risoluzioni di ogni elemento.

La risoluzione spaziale è espressa attraverso la *Modulation Transfer Function* (MTF) che fornisce la risposta del sistema alle varie frequenze spaziali. L'MTF è calcolata come il modulo della trasformata di Fourier della *Point Spread Function* (PSF). Questa funzione definisce la risposta del sistema a un oggetto puntiforme. La PSF è una funzione δ di Dirac per un sistema ideale, una gaussiana per un sistema reale. In altri termini, l'immagine che si ottiene non è esattamente puntiforme ma presenta un certo grado di sfocatura, espresso proprio dalla PSF. La PSF può essere sostituita dalla *Line Spread Function* (LSP), che esprime lo stesso concetto per un oggetto lineare.

Per la valutazione della risoluzione spaziale del sistema utilizzato è stata testata una lastrina di gadolinio (Gd) con fenditure di larghezza decrescente (il cosiddetto *bar pattern*), riportata in Fig. 4.4. Nella stessa immagine, sulla destra, è presente anche lo *star pattern*, utilizzato con gli stessi scopi, ma che in più permette di valutare l'uniformità sul campo di vista del detector. La risoluzione è qualitativamente stimata osservando una radiografia a neutroni (tempo di acquisizione = 300 s) del bar pattern, valutando il numero massimo osservabile di coppie di linee per millimetro (lp/mm). In una precedente valutazione il numero massimo di linee distinte osservabili per millimetro era di 2.9 lp/mm.

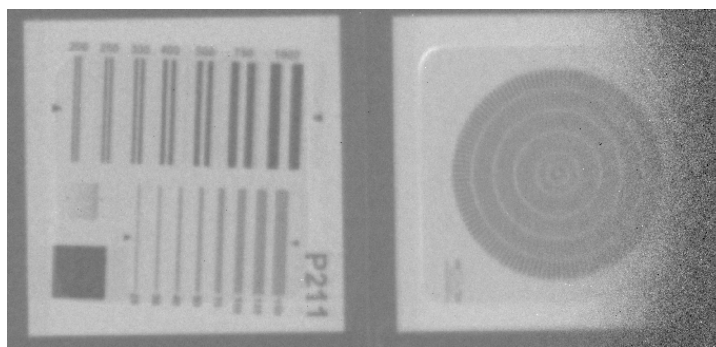


Figura 4.4: Bar pattern (sinistra) e star pattern (destra).

Per valutare l'MTF si considera, all'interno del campo di vista, una regione in cui si ha un brusco passaggio da una zona ad alto assorbimento a una con assorbimento quasi nullo, come mostrato in Fig. 4.5, e si grafica poi l'andamento del livello di grigio in funzione della posizione. Quello che ci si aspetta da un sistema ideale è una funzione a gradino, nulla in corrispondenza delle aree nere e a un valore costante maggiore di

zero nelle aree chiare. L'andamento reale ricalca quello ideale, ma è più smussato. La funzione che si ottiene è la *Edge Spread Function* (ESF). La sua derivata è la LSF.

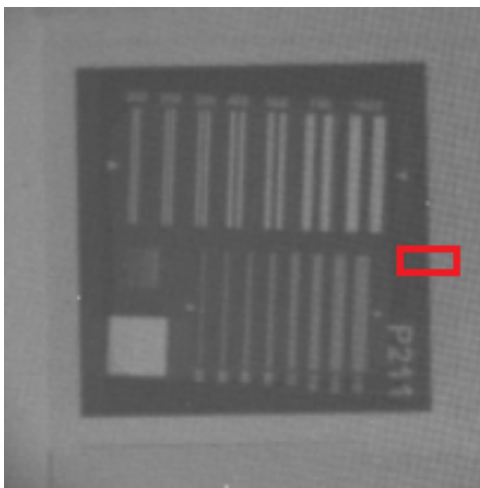


Figura 4.5: In rosso l'area selezionata per il calcolo della MTF.

Tale analisi è stata effettuata con *PARREC*, un programma per l'elaborazione delle immagini e per la ricostruzione tomografica sviluppato all'interno del gruppo di ricerca di *X-ray imaging* del Dipartimento di Fisica e Astronomia di Bologna. Il software carica i file di proiezione, in formato *.sdt*, e i rispettivi file metadati (estensione *.spr*), che contengono informazioni relative all'immagine, quali dimensione dell'immagine e dei pixels, tipo e dimensione dei dati.

PARREC ha fornito i risultati riportati in Fig. 4.6. In Fig. 4.6a è riportato l'andamento della ESF; in giallo i valori effettivi, che presentano un andamento piuttosto irregolare a causa del rumore di fondo, e in viola il fit eseguito da PARREC. In Fig. 4.6b vi è la sua derivata (la LSF), che presenta l'andamento gaussiano atteso. Infine in Fig. 4.6c è graficata la trasformata di Fourier (MTF) della LSP.

Dai grafici sono stati ottenuti i seguenti risultati:

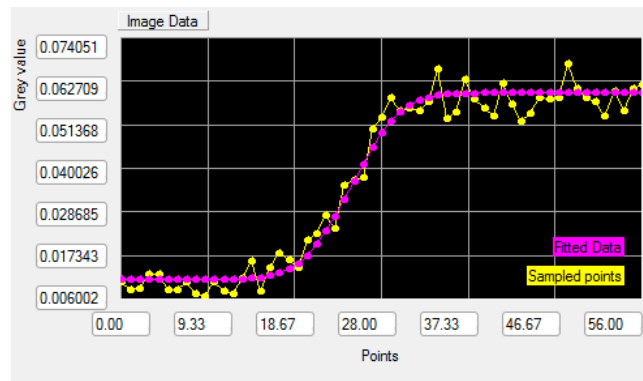
$$Risoluzione_{10\%} = 1.78 \text{ lp/mm} \quad (4.1)$$

$$Risoluzione_{5\%} = 2.02 \text{ lp/mm} \quad (4.2)$$

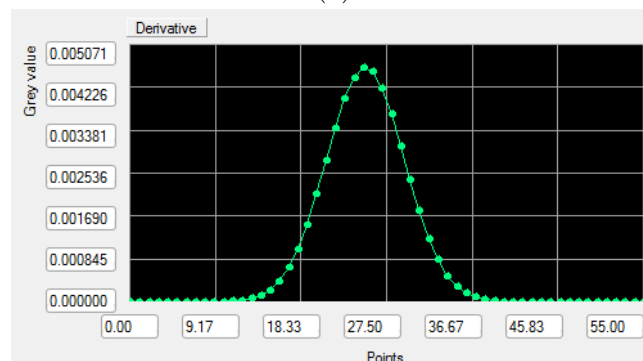
$$f_N = \frac{1}{2 \times \text{pixelsize}} = 11.11 \text{ lp/mm} \quad (4.3)$$

I valori in Eq. 4.1 e Eq. 4.2 sono le frequenze spaziali corrispondenti al 10% e al 5% dell'MTF (rispettivamente in verde e viola nel grafico di Fig. 4.6c), mentre l'Eq. 4.3 definisce la frequenza di Nyquist, che corrisponde alla massima frequenza spaziale teorica osservabile e correttamente riproducibile dal sistema tenendo conto solo della dimensione del pixel, che è la stessa calcolata in Sezione 4.1 e vale $45 \mu\text{m}$.

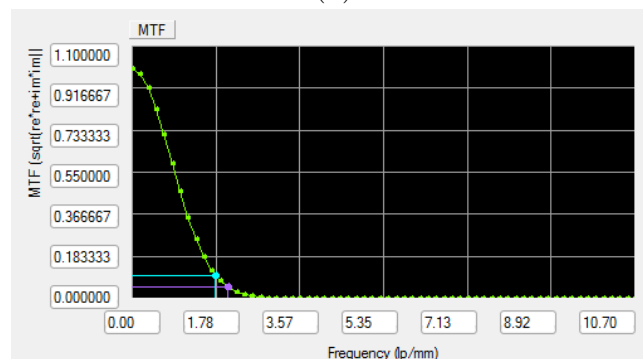
I valori ottenuti dal grafico dell'MTF sono notevolmente inferiori alla frequenza di Nyquist. Questa discrepanza è legata al fatto che, come detto in precedenza, la risoluzione spaziale del sistema è data dalla risoluzione spaziale di ogni elemento che lo costituisce, quindi elementi con una bassa risoluzione possono compromettere quella totale. Si ha il sospetto che l'elemento che causa il maggior degrado della risoluzione spaziale sia lo schermo scintillatore.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.6: Elaborazione dei dati eseguita da PARREC.

4.4 Verifica della legge di assorbimento

Nel 2021 sono state eseguite radiografie su una scaletta metallica (tempo di acquisizione = 300 s), riportata in Fig. 4.7, con lo scopo di verificare la legge di assorbimento per i neutroni.

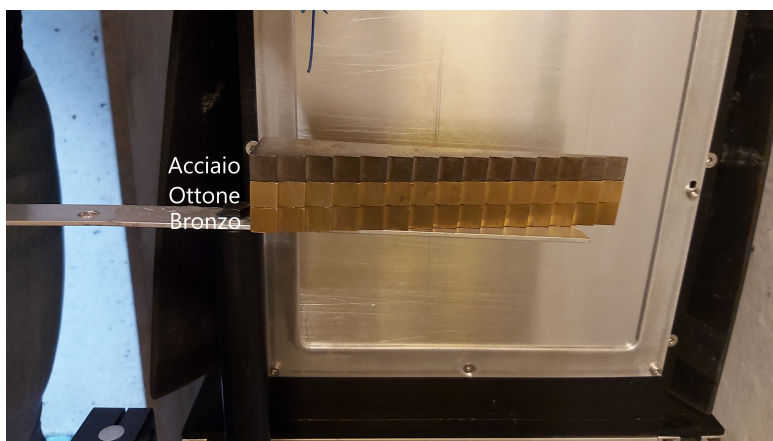


Figura 4.7: Scaletta metallica utilizzata per la verifica della legge di assorbimento, realizzata in tre materiali diversi (acciaio, ottone e bronzo). Ogni gradino ha uno spessore di 0.2 cm.

Di seguito sono riportate le composizioni dei metalli che costituiscono la scaletta:

- **Acciaio:** Fe; C (0.38–0.43%); Si (0.15–0.35%); Mn (0.6–0.8%); P (max 0.02%); S (max 0.008%); e Cr (0.15–0.35%)
- **Ottone:** Cu; Zn (39%); e Pb (3%)
- **Bronzo:** Cu; Pb (5.81%); Sn (5.05%); Zn (5.46%); Fe (0.11%); Ni (1.21%); e Al (trace)

La legge di assorbimento per i neutroni (Eq. 1.16) esprime l'attenuazione di un fascio di neutroni in seguito all'attraversamento di un oggetto di sezione d'urto macroscopica Σ_{tot} . La legge si può riesprimere nel seguente modo:

$$y = -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = \Sigma_{tot}x \quad (4.4)$$

Nella prima fase le radiografie sono state elaborate con PARREC. Il comando **makeatenrads** opera sulle radiografie nello stesso modo dell'Eq. 4.4; fornendo la I_0 (*background*), che si ottiene irradiando lo schermo senza un campione, e la *dark*, ottenuta con la sorgente di radiazione spenta e corrispondente al segnale generato dal rumore

termico, PARREC calcola il logaritmo naturale e ne inverte il segno. In particolare **makeatenrads** esegue sulle immagini la seguente operazione:

$$A(i, j) = -\ln \frac{I(i, j) - D(i, j)}{I_0(i, j) - D(i, j)} \quad (4.5)$$

dove $D(i, j)$ è la dark e $A(i, j)$ è l'atenrad.

Poiché il campo di vista ha un raggio limitato, non è stato possibile ottenere un'unica radiografia della scaletta completa; erano invece disponibili cinque radiografie di diverse porzioni del campione. PARREC consente di eseguire un **collate**; eseguendo opportuni tagli è possibile unire le cinque radiografie per ottenerne una unica dell'oggetto completo. L'immagine risultante è quella riportata in Fig. 4.8.

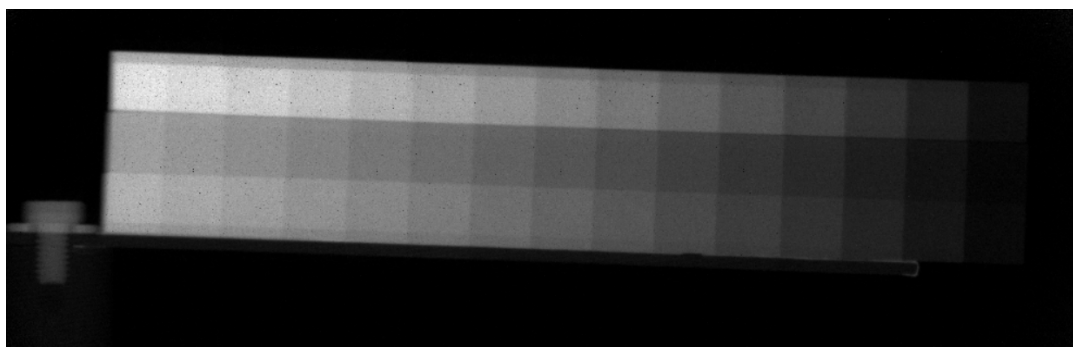


Figura 4.8: Radiografia della scaletta metallica ottenuta dal collate delle cinque atenrad realizzate con PARREC).

L'analisi della radiografia è stata eseguita con il programma ImageJ. Per ogni gradino è stato calcolato il livello di grigio medio, graficato poi in funzione dello spessore del campione, per i tre diversi materiali. L'andamento ottenuto è quello in Fig. 4.9.

Di seguito si riportano le equazioni delle rette di fit:

$$y = 0.953x + 0.004 \quad (\text{Acciaio})$$

$$y = 0.647x - 0.001 \quad (\text{Ottone})$$

$$y = 0.721x + 0.001 \quad (\text{Bronzo})$$

Poiché sulle radiografie iniziali è applicato il procedimento dell'Eq 4.4, l'andamento lineare del livello di grigio in funzione dello spessore è conforme alle aspettative. I dati sperimentali sono stati fittati con delle rette secondo il metodo dei minimi quadrati. Il coefficiente angolare delle rette fornisce la sezione d'urto macroscopica di ogni materiale. I valori, con i loro errori, sono riportati nella seconda colonna di Tab. 4.1.

Nella tabella si riportano anche la densità ρ dei tre materiali e il valore sperimentale, con relativo errore, di Σ/ρ (colonna 4). Nell'ultima colonna sono riportati invece i valori

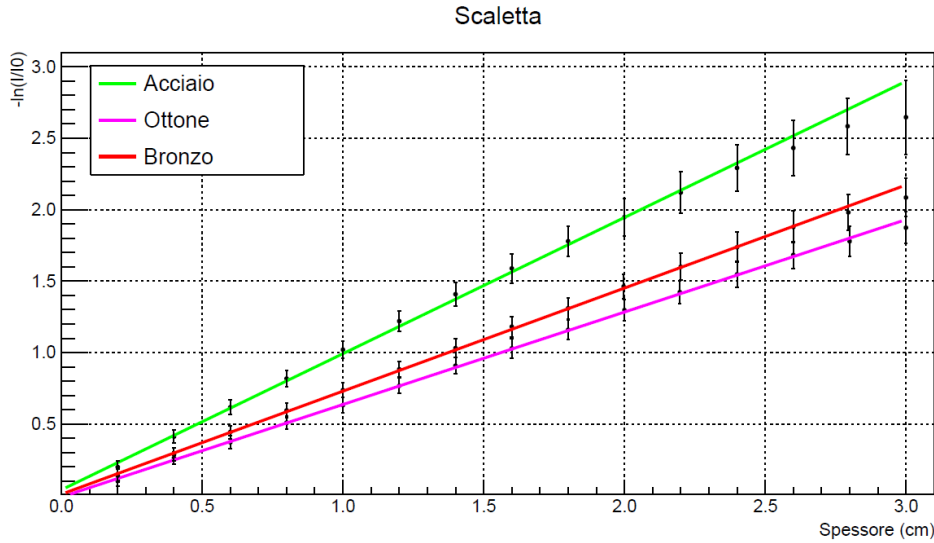


Figura 4.9: Andamento del livello di grigio medio calcolato sulle atenrad in funzione dello spessore per l'acciaio (in verde), l'ottone (in viola) e il bronzo (in rosso).

Campione	Σ (cm ⁻¹)	ρ (g/cm ³)	Σ/ρ (cm ² /g)	Σ/ρ (cm ² /g) calcolato
Acciaio	0.953 ± 0.031	7.85	0.121 ± 0.004	0.153
Ottone	0.647 ± 0.020	8.29	0.078 ± 0.002	0.085
Bronzo	0.721 ± 0.023	8.88	0.081 ± 0.003	0.100

Tabella 4.1

della stessa grandezza calcolati a partire dai dati provenienti dal database NIST (*National Institute of Standards and Technology*).

Notiamo che i valori sperimentali non sono del tutto compatibili con quelli calcolati. Questa discrepanza è dovuta a varie approssimazioni assunte nel corso dell'analisi; per il calcolo di Σ/ρ dai dati NIST è stato considerato il caso di neutroni termici di energia = 25 meV, ma i neutroni provenienti dal reattore hanno un'energia prossima a tale valore, non esattamente coincidente. Inoltre, il fascio prodotto non è monocromatico, e la formula 4.4 è valida solo in quel caso. In aggiunta, poiché la selezione delle aree dei gradini è manuale, è necessario tenere conto anche di eventuali errori commessi in questa fase; se la selezione ricade troppo vicino ai bordi, essa può essere fonte di errore.

4.5 Ricostruzione tomografica

Nel 2022 è stata eseguita una tomografia di un campione costituito da quattro blocchetti di acciaio ripiegato e battuto disposti parallelamente. I due blocchetti superiori presenta-

no una composizione diversa rispetto ai due inferiori L'intenzione iniziale era di acquisire 300 proiezioni sui 360°, tuttavia, a causa di problemi del sistema insorti durante la fase di misura, sono state ottenute solamente 151 proiezioni su circa 180°, con un tempo di acquisizione di 120 s per ogni radiografia. La tomografia con 300 proiezioni è durata quindi circa 10 ore, realizzata in due giornate.

I parametri geometrici sono i seguenti:

1. ODD (distanza oggetto-detector) = 30 mm;
2. SOD (distanza sorgente-oggetto) = 1400 mm;
3. SDD (distanza sorgente-detector) = 1430 mm;
4. Dimensione del pixel = 45 μm ;
5. Numero di angoli = 151;
6. Step angolare = 1.2°
7. Range = [0, 181.2°];

Con una magnificazione M molto bassa, come nel nostro caso,

$$M = \frac{SDD}{SOD} = \frac{1430}{1400} = 1.021 \quad (4.6)$$

e con un piccolo angolo di fan α

$$\alpha = \arctan \frac{FOV}{SDD} = \arctan \frac{80}{1430} = 3.2^\circ \quad (4.7)$$

(dove il diametro del campo di vista, FOV, è stato approssimato a 80mm) si riesce a ottenere una ricostruzione corretta anche solo su 180°.

Anche in questo caso la ricostruzione è stata eseguita utilizzando il software PAR-REC. Il processo di ricostruzione tomografica di un oggetto si realizza in diverse fasi di elaborazione dei dati a partire dalla sequenza delle proiezioni acquisite durante la scansione. Elenchiamo di seguito le varie fasi, alcune delle quali descriveremo poi nel dettaglio:

- **open a sequence;**
- **make atenrads;**
- **remove outliers;**
- **crop;**

- **binning**;
- **make sinogram** (riga centrale, c_z);
- **reconstruction** (fan-beam FBP) della slice centrale;
- **reconstruction** (fan-beam FBP) della slice centrale con diversi valori di c_x ;
- **FFT filter atenrads** (filtro nel dominio delle frequenze);
- **reconstruction** (cone-beam FBP) che ricostruisce l'oggetto completo per sezioni verticali.

Nella prima fase sono prodotte le atenrad a partire dalla sequenza di proiezioni (in Fig. 4.10 si possono osservare tre proiezioni ottenute a tre diversi angoli di rotazione) nello stesso modo indicato nella Sezione 4.4. In questo caso sono stati però acquisiti tre background e quattro dark (nelle stesse condizioni), per ridurre le fluttuazioni statistiche, causa di rumore. Sono state quindi calcolate le due medie con un'opzione di ImageJ, fornite poi a PARREC per la produzione delle atenrad.



Figura 4.10: Tre proiezioni a diversi angoli.

I processi di elaborazione e ricostruzione richiedono dispendio in tempo e memoria, possono tuttavia essere semplificati apportando alcune modifiche alle atenrad ottenute. Il **crop** consente di “tagliare” ogni proiezione, in modo da scartare le zone vuote e ridurre le dimensioni delle immagini. In Fig. 4.11 vi sono i parametri utilizzati nel nostro caso. Il **binning** consiste nella selezione di un cluster di pixels nell'immagine e nel successivo calcolo della media. Un binning 2×2 seleziona 4 pixels adiacenti e li sostituisce con un solo pixel, che è la media dei precedenti. Così la dimensione dell'immagine risulta dimezzata in entrambe le direzioni. Questo processo è utile anche per ridurre il rumore (inteso come fluttuazioni statistiche dei pixels), tuttavia può comportare in generale una riduzione della risoluzione. Nel nostro caso tale fenomeno non si osserva, poiché

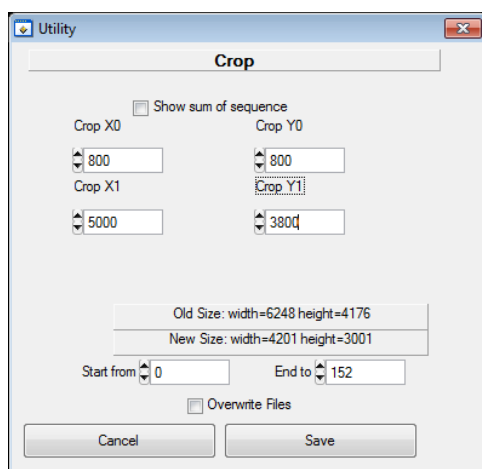


Figura 4.11: Parametri di crop.

la risoluzione non è determinata dalla dimensione dei pixels, ma da altri fattori. Un esempio di binning è riportato in Fig. 4.12. Per la tomografia in esame è stato eseguito un binning 4×4 .

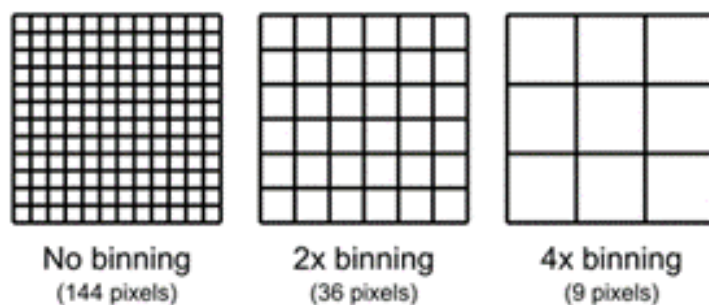


Figura 4.12: Schematizzazione del processo di binning.

In seguito il comando **remove outliers** elimina i pixels con risposta anomala (eccessivamente alta o eccessivamente bassa).

Nella fase successiva PARREC produce i sinogrammi, immagini le cui righe rappresentano la proiezione lineare dell'oggetto al variare dell'angolo θ (Fig. 4.13). In generale si realizzano tanti sinogrammi quante sono le righe di ogni proiezione, ai fini di individuare e rimuovere alcuni *artefatti*, come i *ring*. I sinogrammi sono anche sfruttati per individuare la posizione del centro di rotazione c_x , parametro necessario per l'esecuzione della ricostruzione. La prima cosa da fare è individuare la riga centrale, la cui coordinata verticale coincide con la quota della sorgente, che indichiamo con c_z . Questo livello è l'unico i cui punti, ruotando, vengono proiettati sempre sulla stessa riga del rivelatore,

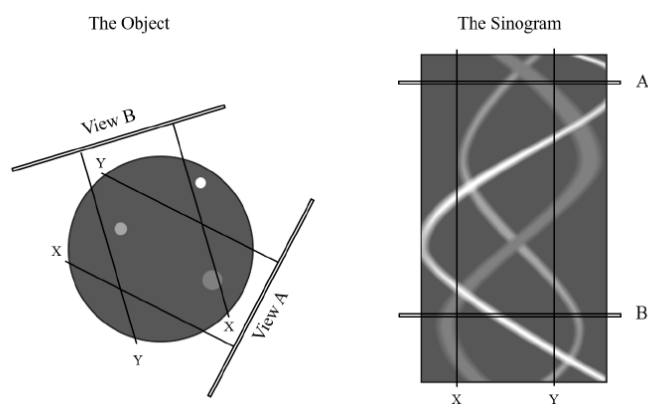


Figura 4.13: Schematizzazione di una slice di un oggetto con relativo sinogramma.

per cui è l'unico piano in cui l'algoritmo fan-beam FBP può ricostruire correttamente una sezione tomografica. Sugli altri piani commette un errore tanto più grande quanto maggiore è la distanza da quello centrale.

Una prima stima della coordinata c_x avviene considerando proprio il sinogramma corrispondente alla riga centrale. Qui si considera un solo periodo e si individuano i due punti sulla sinusoide tra loro più distanti, il c_x si troverà nel centro. Per ottenere un valore più preciso è stata eseguita, inserendo i parametri geometrici riportati in precedenza, la ricostruzione della slice centrale per valori di c_x in un intorno di quello stimato precedentemente. Individuando a occhio l'immagine che presenta un minor grado di sfocatura, è stato possibile localizzare il centro di rotazione.

Si può ora eseguire la ricostruzione.

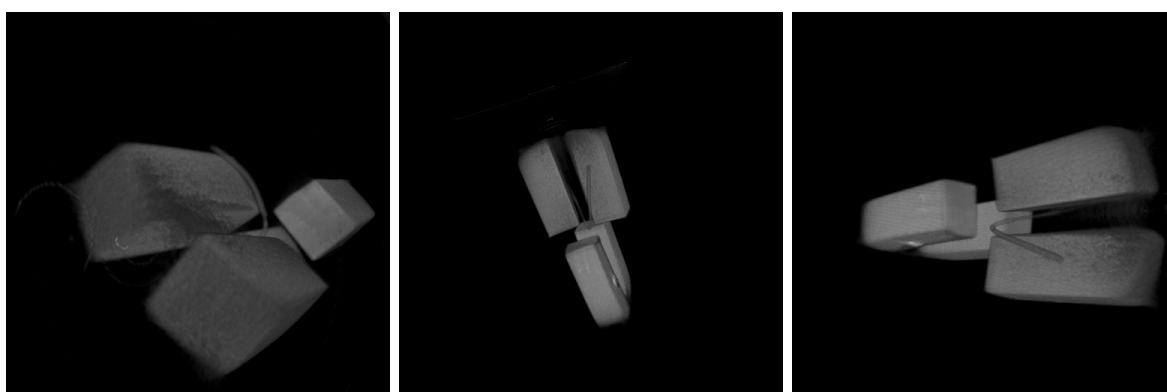


Figura 4.14: Rendering 3D della ricostruzione tomografica.

Per la creazione del modello 3D a partire dalla sequenza di sezioni bidimensionali

si è fatto uso del software di rendering 3D VGSTUDIO MAX. I risultati ottenuti sono riportati in Fig. 4.14.

A partire da due diverse slice assiali sono stati calcolati i livelli di grigio medi, con relativo errore, per i quattro blocchetti di acciaio (Fig. 4.15). I risultati sono i seguenti:

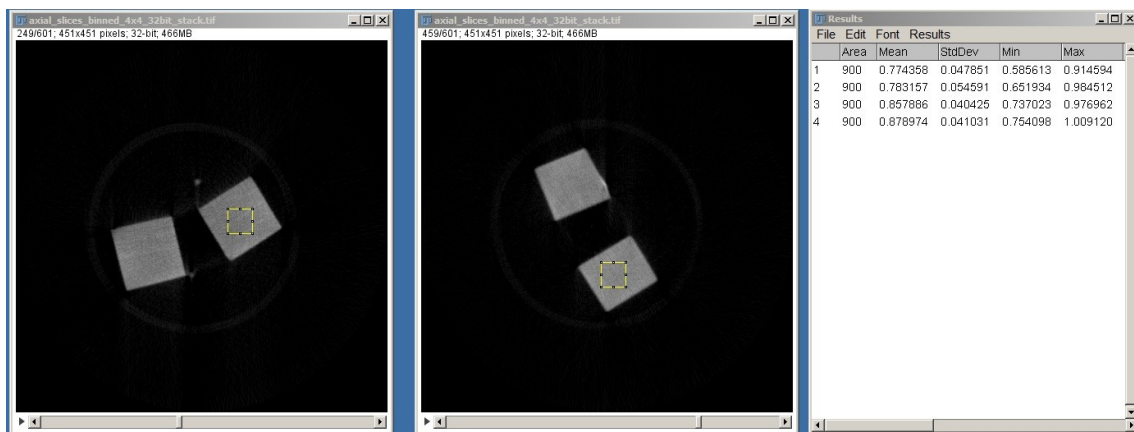


Figura 4.15: Slices considerate e tabella dei valori.

$$GrayLevel_1 = 0.77 \pm 0.05$$

$$GrayLevel_2 = 0.78 \pm 0.06$$

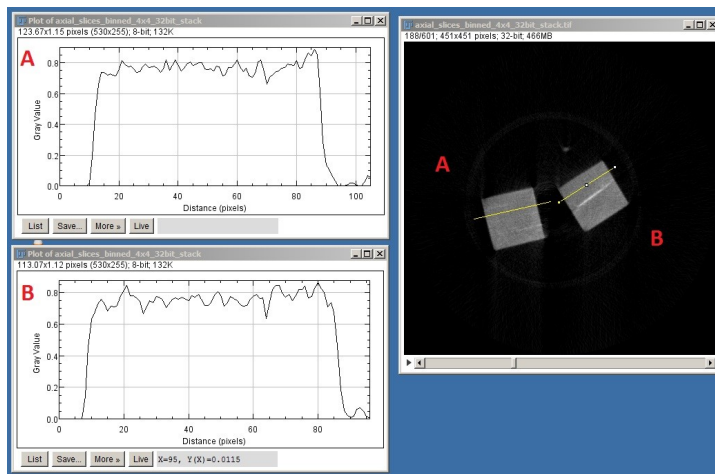
$$GrayLevel_3 = 0.86 \pm 0.04$$

$$GrayLevel_4 = 0.88 \pm 0.04$$

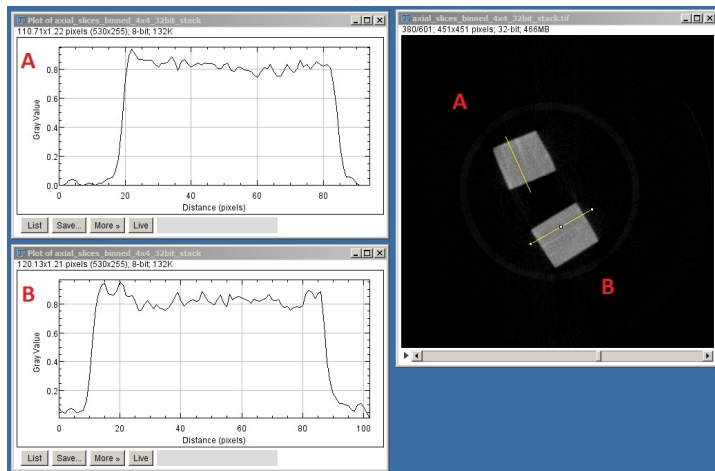
I due blocchetti superiori hanno un coefficiente di attenuazione lineare minore rispetto a quello dei due blocchetti inferiori. È quindi possibile riconoscere la differenza tra i due materiali. Questa non è tuttavia netta, poiché i valori agli estremi degli intervalli di confidenza in alcuni casi coincidono. Considerando più dati è possibile ridurre l'errore e di conseguenza distinguere anche numericamente i livelli medi.

Questo comportamento è osservabile anche in Fig. 4.16, in cui sono graficati i profili di linea tracciati sulle slices attraverso i quattro blocchetti.

Osservando le sezioni tomografiche risultano evidenti striature che attraversano i blocchetti di acciaio, come si vede in Fig. 4.17, che potrebbero corrispondere alle superfici di contatto dei vari strati sovrapposti di acciaio ripiegato.



(a)



(b)

Figura 4.16: Profili di linea dei blocchetti superiori (a) e inferiori (b).

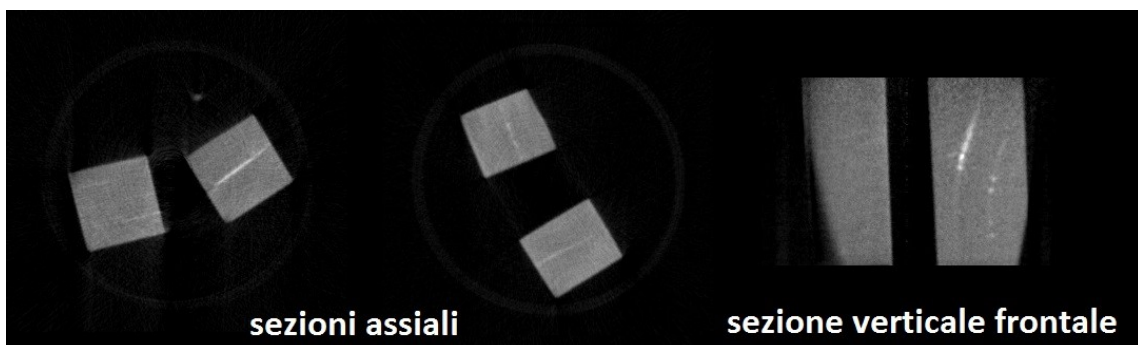


Figura 4.17: Sezioni tomografiche.

Conclusione

Questa tesi vuole valorizzare i sistemi di imaging per la diagnostica dei Beni Culturali che sfruttano i neutroni, e in particolare evidenziare come l'utilizzo di una radiazione diversa (raggi X) possa portare a risultati completamente differenti, rendendo quindi utile un impiego combinato delle due tecniche per garantire una visualizzazione quanto più completa dell'opera d'arte.

Si è visto che, mentre i raggi X sono fortemente schermati dai metalli e attraversano facilmente i materiali più leggeri, i neutroni mostrano elevato contrasto per i materiali organici e sono facilmente trasmessi dalla maggior parte dei metalli. Analizzando alcuni casi studio riscontrati in letteratura, questa differenza è stata resa ancora più evidente. L'utilizzo dei neutroni su oggetti metallici, contenenti ad esempio al loro interno materiali organici o molto più leggeri, consente una visualizzazione interna delle opere, non ottenibile con i raggi X, poiché questi vengono assorbiti dall'involucro esterno.

Sono stati analizzati alcuni dati provenienti dal sistema di imaging a neutroni sviluppato nell'ambito dell'esperimento NICHE, finanziato dall'INFN. I risultati principali sono qui riportati.

Combinando la necessità di ottenere immagini luminose (lo scintillatore deve fornire un'elevata risposta in luce) e dotare il sistema di una buona risoluzione spaziale (garantita da un ridotto spessore dello schermo), per i test sperimentali del 2021 è stato utilizzato uno schermo LiF-ZnS:Cu prodotto nel 2013 (l'unico disponibile all'inizio dell'esperimento), e per il 2022 uno schermo LiF-ZnS:Ag, acquistato con i fondi del progetto.

Dall'analisi di una radiografia del bar pattern è stato possibile valutare la risoluzione spaziale del sistema. Il software PARREC ha calcolato il valore della risoluzione spaziale al 10% e al 5% dell'MTF. I risultati, rispettivamente 1.78 lp/mm e 2.02 lp/mm, si discostano dalla frequenza di Nyquist, che corrisponde al valore atteso ideale per la risoluzione spaziale solo sulla base del passo di campionamento. In questo caso la frequenza di Nyquist vale 11.11 lp/mm e risulta di gran lunga superiore alla risoluzione spaziale effettiva, a causa della presenza di alcuni elementi del sistema di acquisizione che influiscono negativamente sulla risoluzione spaziale totale.

Lo studio del livello di grigio di una radiografia di una scaletta costituita da tre metalli diversi ha portato ai seguenti risultati per il rapporto Σ/ρ : $(0.121 \pm 0.004) \text{ cm}^2/\text{g}$, $(0.078$

± 0.002) cm^2/g e (0.081 ± 0.003) cm^2/g per acciaio, ottone e bronzo rispettivamente. Tali valori non sono del tutto compatibili con quelli attesi, probabilmente a causa di approssimazione assunte durante il processo di calcolo.

Infine, la ricostruzione della tomografia acquisita nel 2022 ha portato a risultati soddisfacenti, garantendo anche una buona visualizzazione tridimensionale del campione.

Ampliando le informazioni ottenibili dai sistemi radiografici e tomografici a raggi X, l'utilizzo dei neutroni consente di ottenere una caratterizzazione completa dei materiali e delle tecniche utilizzate, e di valutare al meglio l'approccio per eventuali interventi di restauro. I sistemi di imaging a neutroni si rivelano così un nuovo e potente strumento per la diagnostica non invasiva dei Beni Culturali.

Bibliografia

- [1] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [2] J. E. Fernández. Interaction of X-rays with matter. Technical report, National Institute of Physics of Matter, 2000.
- [3] J. A. Seibert and J. M. Boone. X-Ray Imaging Physics for Nuclear Medicine Technologists. Part 2: X-Ray Interactions and Image Formation. *Journal of Nuclear Medicine Technology*, 2005.
- [4] N. Kardjilov and G. Giulia. General Introduction to Neutron Physics and Instrumentation. In *Neutron Methods for Archaeology and Cultural Heritage*. Springer, 2017.
- [5] E. B. Podgoršak. Interactions of Neutrons with Matter. In *Radiation Physics for Medical Physicists*. Springer, 2006.
- [6] P. Rinard. Neutron Interactions with Matter, 1997.
- [7] E. H. Lehmann, S. Hartmann and M. O. Speidel. Investigation of the content of ancient Tibetan Metallic Buddah Statues by means of neutron imaging methods. *Archaeometry* 52, vol 3, 2010.
- [8] K. M. Podurets, S. E. Kichanov, V. P. Glazkov, E. S. Kovalenko, M. M. Murahev, D. P. Kozlenko, E. V. Lukin and E. B. Yatsishin. Modern Methods of Neutron Radiography and Tomography in Studies of the Internal Structure of Objects. *Kristallografiya*, Vol. 66, 2020.
- [9] N. Kardjilov, F. Fiori, G. Giunta, A. Hilger, F. Rustichelli, M. Strobl, R. Triolo and J. Banhart. Neutron tomography for archaeological investigations. *Journal of Neutron Research* 14(1), 2006.
- [10] F. Alberghina, M. F. Alberghina, L. Damiani, E. Massa, A. Pelagotti e S. Schiavone. I raggi X per l'imaging diagnostico delle opere d'arte. 2013.

- [11] E. H. Lehmann, R. Van Lang, M. Estermann, S. Hartmann, F. LoCelso, N. Kardjilov, P. Tisseyre and S. Tusa. Bronze sculptures and lead objects tell stories about their creators: Investigation of renaissance sculptures and ancient ingots by means of neutron tomography. In *Neutron Methods for Archaeology and Cultural Heritage*. Springer, 2017.
- [12] D. Alloni, M. Prata, G. Magrotti, A. Salvini. Mezzo secolo di vita del reattore TRIGA Mark II e di attività scientifica e didattica del Laboratorio Energia Nucleare Applicata (LENA) dell'Università degli studi di Pavia. In *Radiazioni Ricerca e Applicazioni*. Società Italiana per le Ricerche sulle Radiazioni, 2014.
- [13] https://www.teledyneimaging.com/media/1300/2020-01-22_e2v_how-a-charge-coupled-device-works_web.pdf.
- [14] <https://astronomy-imaging-camera.com/product/asi2600mm-pro-mono>.
- [15] N. Orlandi. Development and characterization of a neutron imaging system for cultural heritage. Master's thesis, Università di Bologna, 2021.

Ringraziamenti

In conclusione vorrei ringraziare chi, in qualche modo, ha preso parte a questa tesi e a questi tre anni di percorso.

Ringrazio prima di tutto la Prof.ssa Maria Pia Morigi e il Dott. Matteo Bettuzzi, per la disponibilità e per la pazienza con cui mi hanno seguita nella stesura della tesi.

La mia famiglia, PJ compreso.

Il gruppo Qualcosa, perché anche se le sessioni di studio passavano tra litigi (Azza e Dani litigavano, io facevo quella matura) e chiacchiere, senza di loro non avrei ottenuto gli stessi risultati.

Maggie, per aver pianto e riso con me in questi tre anni, e per aver reso indelebili molti ricordi, tra l'aula magna e qualche vacanza improvvisata.

La Ciurma, che mi ha permesso di staccare quando ne avevo bisogno, pronta in ogni momento ad accogliere le mie lamentele e a dispensare consigli non richiesti. Non so come farei senza di voi.

Infine Renzo, che mi ha pazientemente sopportata in questi ultimi difficili mesi. Non ha fatto (quasi) niente per la tesi, ma tanto per me.