



ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea Magistrale in Fisica Applicata

**Studio dei materiali impiegati nello
sviluppo di ottiche focalizzanti per
l'Astrofisica delle alte energie**

Relatore:
Drs. Beatrice FRABONI

Autore:
Jacopo ROMANO

Correlatore:
Dott. Enrico VIRGILLI
Drs. Natalia AURICCHIO

Anno Accademico **2015/2016**

«It takes so long to train a physicist to the place where he understands the nature of physical problems that he is already too old to solve them.»

Eugene Wigner

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Sommario

Studio dei materiali impiegati nello sviluppo di ottiche focalizzanti per l'Astrofisica delle alte energie

Jacopo ROMANO

Questo lavoro di Tesi si inserisce all'interno del progetto **Laue** in corso al Dipartimento di Fisica e Scienze della Terra dell'Università di Ferrara. Il gruppo di Astrofisica delle alte energie guidato dal Prof. Rosati lavora nel campo delle ottiche focalizzanti e all'interno di questo progetto si pone come obiettivo la realizzazione di un prototipo di lente di Laue che operi in una banda di energia compresa tra 80 ÷ 300 keV.

Questo lavoro di Tesi consiste in una serie di studi preliminari alla costruzione di una frazione di Lente di Laue chiamata petalo. Durante questa fase sono state effettuate simulazioni Monte Carlo, con un software appositamente scritto dal team del progetto Laue. Queste simulazioni Monte Carlo ci permettono, in una fase preliminare, di testare quale sia il modo migliore di posizionare i cristalli a disposizione, con i quali verrà creato il prototipo e successivamente il modello di lente di Laue. Le simulazioni hanno anticipato l'attività sperimentale che è stata svolta nell'ultima parte della mia permanenza al laboratorio LARIX del Dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara. L'attività sperimentale svolta si è concentrata su quei processi necessari alla realizzazione del modello dimostrativo di lente di Laue. In una prima fase abbiamo caratterizzato tutte le tessere cristalline necessarie, ovvero determinare le proprietà di ciascuna tessera come il loro raggio di curvatura e l'uniformità della curvatura, l'efficienza di diffrazione delle tessere e la bontà dell'immagine di diffrazione. Successivamente ci siamo occupati della sistemazione delle tessere su un substrato comune che fa da supporto alla lente. Abbiamo studiato varie tipologie di adesivi per ottenere le migliori performances in fatto di stabilità e di minor distorsione dall'orientazione data.

a mio Babbo

Ringraziamenti

Grazie alla prof. *Fraboni* per avermi dato la possibilità di lavorare a questa tesi.

Un sentitissimo grazie a *Enrico* con cui ho lavorato, riso e scherzato in questi mesi passati nel Laboratorio del Larix. Grazie per avermi fatto appassionare a questo progetto e per avermi trattato sempre alla pari.

Un grazie anche a *Natalia* per avermi fatto da guida nella selva della burocrazia e per l'aiuto con la tesi.

Per questi due anni desidero ringraziare gli amici del *Bene* per tutte le giornate di studio in allegria, le serate passate insieme ma soprattutto per avermi reso il sorriso verso quella materia che era diventata un obbligo. Per questo e molto altro un grazie di cuore a *Vittoria, Alessia, Francesca, Chiara* per tutte le ciane, i balli e le risate fatte assieme. A *Mimmo, Nico, Federico* compagni di studi, di bevute, mangiate e conversazioni nerd su qualsiasi cavolata ci passasse per la mente. A *Vito* ed *Enrico* in special modo per l'amicizia dimostrata, e avermi sopportato, in questo ultimo anno di coinquilinaggio.

Grazie particolare a Via Pietralata 38, per esser stata luogo di party sfrenati, giornate di studio oltre che albergo alla bisogna.

A mia *Mamma*, perchè è colei che, supportandomi sempre, mi ha spronato ad andare avanti.

Naturalmente grazie alla mia famiglia; a mia sorella *Lavinia* per tutte le consulenze linguistiche, a *Nausica* per quelle stilistiche, a mia sorella *Sabrina* per le consulenze sportive, a mia *Nonna Rossana* che ha sempre creduto in me, ai nonni che oggi non possono esserci so di averli resi orgogliosi, a *Mau* per tutti i passaggi la mattina all'alba, a mia *Zia Betta* per le lunghe conversazioni sull'università, a mio *Zio Marco* e mio *Cugino Francesco* a mia zia *Anna*.

Ai miei amici, *Claudia, Caterina, Dario, Eugenio, Matteo e Niccolò* che in questi anni hanno sempre saputo starmi vicino e darmi, ognuno a suo modo, quello di cui avevo bisogno nei momenti difficili, una risata un abbraccio una chiacchierata. Vi ringrazio dal più profondo per esserci sempre stati, e sempre sarete con me.

Grazie ad *Anna* e *Paolo* per tutto l'affetto dimostrato.

A *Francesca* per essere con me sempre, per tutta la pazienza che ha dimostrato nello starmi accanto, per tutto l'amore che ogni giorno mi dimostra.

Indice

Sommario	v
Ringraziamenti	ix
Introduzione	1
1 Basi teoriche	3
1.1 Raggi X e Raggi Gamma	3
1.2 Geometria dei cristalli	4
1.3 Diffrazione da cristallo	6
1.4 Lente di Laue	10
1.4.1 Banda passante per una lente di Laue	12
1.4.2 Divergenza sorgente	13
1.5 Cristalli per diffrazione	18
1.5.1 Cristalli a mosaico	18
1.5.2 Cristalli curvi	20
2 Apparato strumentale	23
2.1 Facility	23
2.1.1 Sorgente di raggi X e beamline	24
2.1.2 Collimatore	27
2.1.3 Supporto della lente	28
2.1.4 Esapode	29
2.1.5 Rivelatori di piano focale	31
2.1.6 Software di controllo	36
2.1.7 Selezione dei cristalli	37
3 Simulazioni Monte Carlo	39
3.1 Software e Laue Lens Library (LLL)	39
3.1.1 Libreria CONSTANTS	40
Costant library	40
3.1.2 Libreria SOURCE	41
Source library	41
3.1.3 Libreria LENSES	41
Lenses library	41
3.1.4 Libreria CRYSTAL	42
Crystal library	42
3.1.5 Libreria DETECTOR	42
Detector	42
3.1.6 Intefaccia utente-calcolatore	44
Simulazioni	45
3.2 Posizionamento dei cristalli	51

4	Attività sperimentali	55
4.1	Strategia adottata per l'assemblaggio di una lente di Laue	55
4.2	Allineamento della beam-line	55
4.3	Errori di posizionamento delle tessere	59
4.3.1	Tolleranze nel posizionamento lineare dei cristalli	59
4.3.2	Tolleranze nell'orientazione dei cristalli	59
4.4	Caratterizzazione delle tessere cristalline adottate per il prototipo . .	60
4.4.1	Stima del raggio di curvatura dei cristalli	60
4.4.2	Immagini di diffrazione delle tessere di GaAs	65
4.4.3	Stima dell'angolo di miscut dei cristalli	67
4.4.4	Misure di efficienza	69
4.5	Studio degli adesivi e dei metodi di incollaggio	70
4.6	Studio di stabilità a medio e lungo termine	74
	Conclusioni	79
4.7	Successivi studi	80
	Bibliografia	81

Elenco delle figure

1	Telescopio NuStar Nasa	1
1.1	Lattice	4
1.2	Cella unitaria cubica	5
1.3	Indici delle direzioni	5
1.4	Principali strutture cristalline ed associati indici di Miller	7
1.5	Piano di Miller	9
1.6	Schema di funzionamento di una Lente di Laue	11
1.7	Range energetico di una lente di Laue	12
1.8	Banda passante per una serie di anelli di cristalli attigui.	13
1.9	Effetto divergenza fascio	15
1.10	Dettaglio divergenza fascio	16
1.11	Stima del raggio di curvatura di un campione di GaAs	17
1.12	Distanza focale in rel. al raggio di curvatura R_C e alla distanza D	17
1.13	Spettro diffrazione cristallo perfetto	18
1.14	Schema cristalli a mosaico	19
1.15	Cristallo curvo e rispettive curvature	21
1.16	Profilo diffrazione cristallo curvo a mosaico.	22
2.1	Facility	23
2.2	Apparato 3-D	25
2.3	Sorgente e collimatore	26
2.4	Spettro sorgente	26
2.5	Tubo a vuoto	27
2.6	Collimatore	28
2.7	Rendering lente	28
2.8	Supporto lente	29
2.9	Esapode	30
2.10	Interfaccia software esapode	30
2.11	Schema esapode	31
2.12	Efficienza totale dello scintillatore CsI in funzione dell'energia calcolata a differenti spessori.	32
2.13	Efficienza totale del germanio in funzione dell'energia calcolata a differenti spessori.	33
2.14	L'elettronica DSPEC-LF impiegata nel progetto Laue.	34
2.15	Rivelatori di piano focale	34
2.16	Spettro della sorgente radioattiva di ^{241}Am acquisito per calibrare il rivelatore HPGe.	35
2.17	Front-end del sistema di controllo	36
2.18	Tessere di Ge (111) e GaAs (220)	37
3.1	Diagramma LLL	40
3.2	Immagini di diffrazione da un anello di cristalli	43
3.3	Configurazione del petalo di lente di Laue	45

3.4	Simulazioni di un petalo di lente	46
3.5	Simulazioni petalo in configurazione di Laboratorio	47
3.6	Simulazioni con detector a varie distanze 7.5÷11 m	48
3.7	Simulazioni con detector a varie distanze 11÷15 m	49
3.8	Simulazioni con detector a varie distanze 16÷20 m	50
3.9	Schematizzazione della configurazione astrofisica e quella di laboratorio	51
3.10	Sistema di riferimento su un cristallo	52
3.11	Errori di posizionamento del cristallo $\delta\theta$ e $\delta\phi$	53
4.1	Alone del fascio incidente diretto sul rivelatore	56
4.2	Rivelatore per immagini in uso al LARIX	57
4.3	Schema rappresentativo per l'allineamento della linea del fascio	58
4.4	Anello di cristalli e del disallineamento provocato dall'angolo $\delta\theta_x$	60
4.5	Metodi per la stima del raggio di curvatura dei cristalli	62
4.6	Stima del raggio di curvatura per un campione di GaAs	65
4.7	Stima del raggio di curvatura per un campione di GaAs	66
4.8	Immagini di diffrazione per alcuni campioni di GaAs	67
4.9	Immagini di diffrazione con rivelatore posto a diverse distanze	68
4.10	Stima della riflettività di un campione di GaAs	70
4.11	Misure di efficienza	71
4.12	Schema apparato ottico di controllo coordinate	72
4.13	Grafici	73
4.14	Modello dimostrativo di Lente di Laue	75
4.15	Disallineamento dei cristalli rispetto alla posizione ottimale	75
4.16	Supporto in vetro	76
4.17	Grafici	77
4.18	Insieme di petali che formano una lente di Laue completa	80

Elenco delle tabelle

2.1	Requisiti del rivelatore sensibile alla posizione, imager.	31
2.2	Requisiti del rivelatore per spettroscopia HPGe.	32
2.3	Parametri principali del flat panel selezionato come imager per il progetto LAUE.	32
2.4	Tabella riassuntiva delle caratteristiche dello spettrometro HPGe utilizzato nelle misure.	33
2.5	Dati relativi al Digital Gamma-Ray Spectrometer (DSPEC-LF della ORTEC).	34
3.1	Parametri modificabili nella interfaccia utente per la generazione di una lente di Laue.	44
3.2	Cristalli usati per il montaggio del modello dimostrativo e per ciascuno indicato il pixel del rivelatore nel quale indirizzare il centroide del fascio diffratto, quando il rivelatore si trova posizionato alla distanza di 11.39 m dalla lente.	54
4.1	Valori del raggio di curvatura stimato a diversi valori dell'energia per il cristallo GaAs _{12.3}	64
4.2	Valori dei raggi di curvatura misurati per tutti i cristalli da impiegare nel prototipo di lente di Laue.	67
4.3	Valori dei raggi di curvatura misurati per tutti i cristalli da impiegare nel prototipo di lente di Laue.	69
4.4	Proprietà degli adesivi testati per l'impiego nella realizzazione del prototipo di lente di Laue.	71

Introduzione

L'osservazione del cielo nella banda dei raggi X molli (< 10 keV) è nata alla fine degli anni 60'. Dagli anni sessanta e per tutti i 20 anni successivi le osservazioni venivano fatte con voli da pallone aerostatico. Successivamente, la comunità scientifica ha iniziato a utilizzare veri e propri telescopi spaziali dotati di rivelatori di radiazione con conseguente miglioramento delle prestazioni. Gli elementi essenziali per una missione di successo sono la presenza di rivelatori di radiazione in un ampio range spettrale e la presenza di ottiche in grado di permettere la capacità di produrre immagini del cielo nella banda X e gamma. Il parametro che esprime la bontà della risoluzione angolare in ottica è la larghezza del segnale a metà potenza (detto half energy width, hew o half power radius, hpr) cioè il diametro o il raggio della regione nella quale vengono raccolti il 50% dei fotoni focalizzati.

I telescopi a vista diretta sono strumenti che fanno uso di collimatori meccanici o maschere codificate che permettono di avere una buona sensibilità e una moderata capacità di produrre immagini del cielo X/ γ . Tuttavia tali strumenti sono vicini ad un limite fisico poiché per accrescere ulteriormente la loro sensibilità occorrono aree di raccolta e rivelatori sempre più grandi, con conseguente incremento in termini di peso e di costo delle missioni spaziali.

Un telescopio per raggi X deve avere una area di raccolta più alta possibile, per massimizzare il numero di fotoni raccolti e focalizzati. Il parametro detto area efficace rende conto di tale proprietà ed è data dal prodotto dell'area geometrica di raccolta per l'efficienza della focalizzazione e l'efficienza di rivelazione dei detector usati.

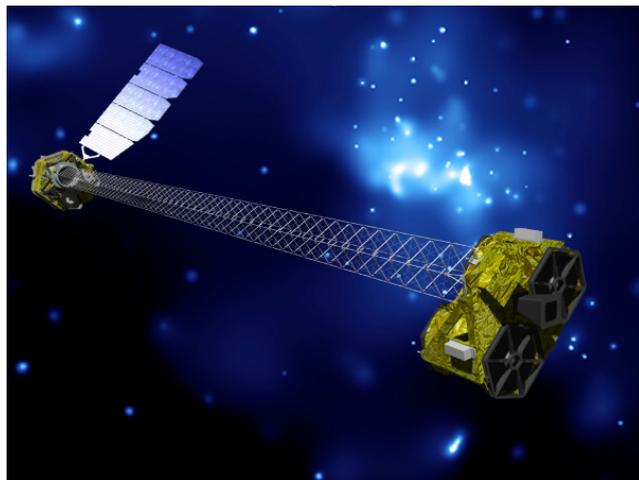


FIGURA 1: Rendering grafico del telescopio NuSTAR, lanciato dalla Nasa nel giugno del 2012. NuSTAR è un telescopio focalizzante con lunghezza focale di 10 m e la sua banda passante è 6 – 79 keV.

Telescopi focalizzanti per basse e medie energie (da qualche keV fino a circa 70-80 keV) sono nati fino dagli albori dell'astronomia X. In un famoso articolo del

1960 Riccardo Giacconi (poi premio Nobel per la Fisica nel 2002 per il ruolo pionieristico che ebbe nella nascita della astronomia X) e Bruno Rossi proposero l'uso di paraboloidi per concentrare i raggi X. Per queste energie si possono impiegare le ottiche ad incidenza radente (mirror o super-mirrors) che sfruttano specchi fatti di materiale ad alto valore di Z (per i quali l'angolo di incidenza è meno radente e quindi offre un'area di raccolta maggiore anche se un alto Z provoca un più alto assorbimento della radiazione).

Negli ultimi decenni, telescopi focalizzanti sono stati sviluppati e utilizzati con successo fino ad energie di $\sim 70\text{-}80$ keV (Fig. 1). Tali strumenti fanno uso principalmente del processo della riflessione radente. Tuttavia oltre i 70 keV le tecniche che sfruttano la riflessione diventano inefficienti e, al momento, la strumentazione a disposizione rimane esclusivamente di tipo non focalizzante. Una tecnica promettente nell'intervallo energetico $70 \div 600$ keV è quella che fa uso della diffrazione dei raggi X ed è conosciuta con il nome delle lenti di Laue. Con l'ottica focalizzante di Laue sono previsti notevoli incrementi sia per quanto riguarda la sensibilità di rivelazione al continuo e alle righe nucleari, sia rispetto alla risoluzione angolare di un telescopio.

In questa Tesi sono stati analizzati varie problematiche relative alla costruzione di una lente di Laue, con obiettivo finale quello della costruzione di una petalo (i.e. una frazione dell'intera lente) di lente di Laue. Una volta realizzato il petalo, ne verranno studiate le prestazioni confrontandole con simulazioni Monte Carlo effettuate con un software sviluppato dal team del progetto. Nel primo capitolo verrà spiegato il concetto di diffrazione nei raggi X e le basi teoriche su cui si basa il concetto di lente di Laue. Vedremo in dettaglio le leggi fisiche che governano il fenomeno e la sua applicazione tecnologica. Verranno descritti i diversi tipi di cristalli che sono stati studiati e che possono comporre una lente focalizzante.

Nel secondo capitolo viene descritta la facility LARIX del Dipartimento di Fisica e Scienze della Terra dell'Università di Ferrara. La facility è stata sviluppata fin dagli anni 2000 ed è dedicata alla realizzazione di prototipi di lenti di Laue e allo studio delle loro prestazioni. Le misure riportate in questa Tesi sono tutte state realizzate nella sezione LARIX T che è stata allestita in un tunnel di 100 m di lunghezza. Saranno discusse le difficoltà e le sfide tecnologiche incontrate, gli obiettivi attualmente raggiunti e quelli ancora da raggiungere.

Il terzo capitolo è dedicato alle simulazioni necessarie per il progetto del petalo di lente di Laue. Il codice scritto in `phytonTM` viene utilizzato sia nella fase precedente al lavoro di realizzazione del prototipo, sia in quella successiva nel quale vengono confrontate le prestazioni ottenute con quelle simulate. Nel capitolo verranno descritti il software e il suo principio di funzionamento.

Nel quarto capitolo sarà descritta l'attività sperimentale svolta durante il lavoro di Tesi. In questa fase sono stati affrontati diversi aspetti, dall'allineamento della linea di fascio, alla caratterizzazione delle tessere cristalline (stima del raggio di curvatura, misura dell'efficienza) da utilizzare per il prototipo di lente.

Infine, nell'ultimo capitolo saranno descritti i prossimi passi che sono previsti per l'assemblaggio di più petali con particolare attenzione all'accuratezza nell'allineamento fine fra i petali che è previsto essere svolto tramite sistemi attivi (attuatori piezo-elettrici).

Capitolo 1

Basi teoriche

Questo capitolo è dedicato all'introduzione dei concetti teorici che stanno alla base del fenomeno della diffrazione dei raggi X da parte di materiali cristallini. Sarà discusso sia il modello di diffrazione da cristalli perfetti, sia quello prodotto da cristalli con un particolare tipo di imperfezione conosciuta come mosaicità. Infine verranno descritti i principi su cui si basano le lenti di Laue. Di queste studieremo in dettaglio le geometrie e le proprietà fondamentali e descriveremo l'importanza della costruzione di questo tipo di lenti. La sua potenzialità in astronomia si può apprezzare dal range di energie che vanno dai raggi X duri ai γ molli (60 - 600 keV). Con una sensibilità migliore rispetto agli strumenti utilizzati oggi le lenti di Laue, saranno in grado di raccogliere informazioni più dettagliate di sorgenti e fenomeni celesti.

1.1 Raggi X e Raggi Gamma

I raggi X furono scoperti da Wilhelm C. Röntgen nel 1895, e sono quella porzione di spettro elettromagnetico aventi lunghezza d'onda in un range che va da 0.01 Å fino a ~ 100 Å.

Questo tipo di radiazione non raggiunge la superficie terrestre poichè viene quasi completamente bloccata dall'atmosfera. L'astronomia osservativa nella banda X, ebbe inizio circa 50 anni fa, grazie alle nuove tecnologie in grado di lanciare sonde nello spazio. Le missioni spaziali compiute nel corso degli anni hanno portato alla scoperta di diverse sorgenti cosmiche di raggi X, e il continuo miglioramento delle tecnologie hanno rapidamente permesso di raggiungere risultati scientifici sensazionali. La caratteristica che rende vincente uno strumento per la rivelazione di raggi X da sorgenti celesti è la sua sensibilità, cioè la capacità di rivelare la radiazione da parte di sorgenti molto deboli. La sensibilità di un rivelatore così come la sua risoluzione angolare sono due parametri fondamentali nelle osservazioni astronomiche. Per osservazioni ad energie di 10-20 keV i metodi per la focalizzazione della radiazione hanno già raggiunto una certa maturità (basti pensare alle survey ottenute negli anni '90 dai satelliti Chandra e XMM). Tecniche più sofisticate hanno permesso la focalizzazione in epoca più recente fino ad energie di 70-80 keV con *Nustar* lanciato con successo nel 2012.

Invece, la strumentazione di cui si dispone per l'osservazione di fotoni di alta energia ($E > 80$ keV) si basa su l'osservazione diretta, ovvero senza alcuna focalizzazione. Ciò pone dei limiti alla sensibilità raggiungibile con questo tipo di strumenti. La sensibilità di uno strumento dipende infatti in gran parte dall'area di raccolta dello strumento stesso. Tuttavia la sensibilità limite è stata pressochè raggiunta con la tecnica della rivelazione diretta poichè le dimensioni del rivelatore non possono essere aumentate in modo indefinito.

Questo limite può essere valicato se si accetta un cambiamento di paradigma nel campo dei raggi X duri/ Gamma molli, cioè se è possibile il passaggio dalle

tenologie a vista diretta ai telescopi focalizzanti. Un metodo capace di introdurre la focalizzazione anche alle lunghezze d'onda dei raggi X duri è quello che sfrutta la diffrazione dei raggi X da parte di materiali cristallini, studiato dal fisico tedesco Max von Laue fin dal 1912. Come è ben noto, il fenomeno della diffrazione interviene quando la lunghezza d'onda della radiazione in oggetto ha dimensioni paragonabili alle dimensioni dell'ostacolo che essa incontra nel cammino di propagazione. I raggi X sono onde elettromagnetiche con lunghezze d'onda dell'ordine dell'angstrom ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$) e quindi la grandezza che in modo naturale permette di sfruttare la difrazione dei raggi X è la distanza frai piani atomici dei reticoli cristallini.

1.2 Geometria dei cristalli

Un cristallo può essere definito come un solido composto da atomi disposti in un pattern periodico in tre dimensioni. I cristalli si differenziano in maniera fondamentale da gas e liquidi perché la disposizione atomica di questi ultimi non soddisfa la richiesta essenziale di periodicità. In ogni caso, non tutti i solidi sono cristallini, alcuni sono amorfi, come i vetri, e non hanno nessuna disposizione degli atomi in maniera regolare.

Pensando ai cristalli, è spesso conveniente ignorare la composizione atomica del cristallo e la sua periodica disposizione nello spazio, e pensare invece ad un set di punti immaginari che abbiano una relazione fissata nello spazio sugli atomi del cristallo. Un set di punti disposto in modo tale che ogni punto abbia dintorni identici costituisce un reticolo di punti chiamato *lattice*.

“Dintorni identici” significa che un reticolo di punti, quando osservato in una direzione particolare da un punto del lattice, avrebbero lo stesso aspetto quando osservati nella stessa direzione da un qualsiasi altro punto del lattice (si veda Fig. 1.1). Poiché tutte le celle del lattice mostrato in Fig. 1.1 sono identiche, possiamo scegliere una qualsiasi come cella unitaria.

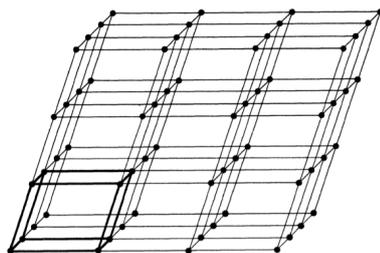


FIGURA 1.1: Un reticolo di punti chiamato *lattice*.

La disposizione dei punti in un lattice è assolutamente periodica in tre dimensioni, i punti sono ripetuti ad intervalli regolari lungo qualsiasi linea uno possa scegliere di disegnare attraverso il lattice.

Ci sono differenti disposizioni di punti che soddisfano i requisiti di un lattice; ossia che ogni punto abbia dintorni identici. Dividendo lo spazio attraverso tre set di piani, è possibile produrre la cella unitaria di varie forme, a seconda di come disponiamo questi piani. Per esempio, se i tre piani del set sono equamente distanziati e mutuamente perpendicolari, la cella unitaria è cubica. Se introduciamo tre vettori a , b e c aventi origine da uno spigolo della cella (si veda Fig. 1.2), per una cella cubica, saranno tutti uguali e gli angoli tra di essi $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

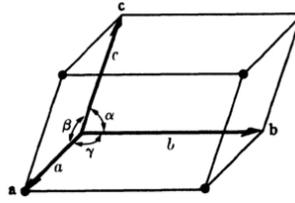


FIGURA 1.2: Cella unitaria di forma cubica.

È possibile produrre celle unitarie di varie forme e dunque vari tipi di lattice, poiché i punti del lattice sono collocati agli spigoli della cella. Risulta così che sono necessari sette differenti tipi di cella per includere tutti i tipi possibili di lattice. Queste corrispondono ai sette sistemi di cristalli nei quali tutti i cristalli possono essere classificati, e.g. *cubico*, *tetragonale*, *hexagonale*.

La direzione di una qualsiasi linea nel lattice può essere descritta per prima cosa disegnando una linea passante per l'origine parallela a questa e poi dando le coordinate di un qualsiasi punto della linea che passa per l'origine. Prendiamo una linea che passi per l'origine della cella unitaria ed un punto di coordinate $u v w$, dove questi numeri non sono necessariamente interi. Allora $[u v w]$, sono gli indici della direzione della linea. Sono inoltre gli indici di una qualsiasi linea parallela a quella data, poiché il lattice è infinito e l'origine può essere presa ad ogni punto. Qualunque siano i valori di u, v, w sono generalmente convertiti nel set dei più piccoli interi attraverso moltiplicazioni o divisioni: così, $[\frac{1}{2} \frac{1}{2} 1]$, diventa $[112]$, e anche $[224]$ rappresenta la stessa direzione, ma viene preferito in ogni caso la forma $[112]$. Per un chiarimento si veda Fig. 1.3

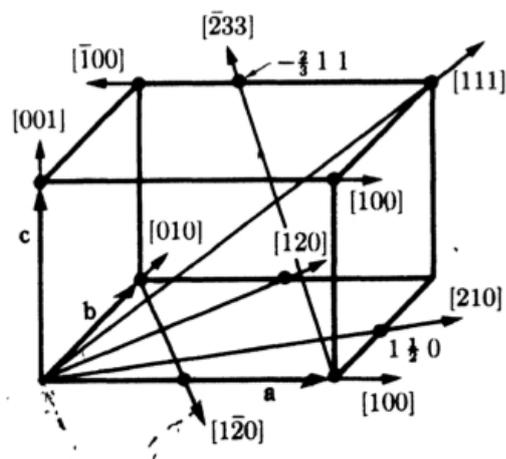


FIGURA 1.3: Indici delle direzioni. Gli indici con una barra sopra si riferiscono a direzioni negative.

L'orientazione dei piani in un lattice può essere anche rappresentata utilizzando un sistema diffuso dal cristallografo inglese Miller. Generalmente l'orientazione del piano dato è ottenuta fornendo l'attuale distanza dall'origine, alla quale intercetta i tre assi. Viene incontrata una difficoltà nella descrizione quando il piano dato è parallelo ad un certo asse cristallografico, questo perché tale piano non intercetta tale asse. Per evitare l'introduzione dell'infinito nella descrizione dell'orientazione del piano, può essere utilizzato il reciproco delle coordinate dell'intercetta, questo

reciproco diviene zero quando il piano e l'asse sono paralleli. Queste coordinate sono gli indici di Miller, che sono definite come il reciproco delle intercette che i piani creano con gli assi cristallografici.

Se ad esempio, gli indici di Miller di un piano sono (hkl) , allora il piano interseca gli assi nelle intercette reciproche $1/h, 1/k, 1/l$. Dunque se un piano è parallelo ad un dato asse, la sua intercetta con tale asse è presa come infinito e dunque l'indice di Miller corrispondente sarà preso come zero. Mentre se un piano interseca un asse nella sua parte negativa, il corrispondente indice è negativo ed è scritto con una barra sopra di esso (e.g. $\bar{h}kl$). Piani con indici opposti in segno sono paralleli e giacciono dalla parte opposta dell'origine. Si veda Fig. 1.4.

I vari set di piani in un lattice hanno diversi valori di distanza interplanare. I piani con una distanza maggiore hanno indici minori e passano attraverso una densità maggiore di punti del lattice, l'affermazione resta valida anche nel caso contrario, ovvero in quello di piani con minor distanza interplanare. La distanza interplanare d_{hkl} , è funzione sia degli indici di Miller (hkl) sia delle costanti di lattice $(a, b, c, \alpha, \beta, \gamma)$ [Cullity, 1956].

L'esatta relazione dipende dal sistema cristallino coinvolto e per un sistema cubico ha una forma relativamente semplice:

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (1.1)$$

1.3 Diffrazione da cristallo

Quando un fascio di raggi X incide su un cristallo, le onde diffuse coerentemente dai vari atomi, disposti ai nodi del reticolo cristallino tridimensionale, interferiscono tra loro: si hanno dei massimi di interferenza soltanto nelle direzioni in cui le onde diffuse da tutti gli atomi appartenenti ad uno stesso reticolo sono in concordanza di fase; supporremo, inoltre, che la diffusione dei raggi X da parte dei vari atomi del reticolo sia coerente, cioè non comporti variazioni di lunghezza d'onda rispetto alla radiazione incidente. Siano A_1 e A_2 due atomi appartenenti ad uno stesso reticolo; il vettore \mathbf{r} che li ha come estremi è dato da

$$\mathbf{r} = u\mathbf{a} + v\mathbf{b} + w\mathbf{c} \quad (1.2)$$

dove \mathbf{a} , \mathbf{b} e \mathbf{c} sono i vettori che individuano il reticolo primitivo di Bravais del cristallo, ed u, v e w sono numeri interi qualsiasi, zero compreso. La direzione di incidenza del fascio monocromatico di raggi X (lunghezza d'onda λ) sia indicata dal versore \mathbf{k}_0 , mentre quella di diffrazione dal versore \mathbf{k} . Nella direzione individuata da \mathbf{k} si ha interferenza positiva quando la differenza di cammino è uguale ad un numero intero di lunghezze d'onda. È facile notare che tale differenza di cammino è esprimibile come:

$$\Delta l = \mathbf{r} \cdot \mathbf{s} - \mathbf{r} \cdot \mathbf{s}_0 = n\lambda$$

da cui ponendo $\mathbf{K} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ si ottiene

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{K} = n\lambda \quad (1.3)$$

sostituendo l'Eq. 1.2 nel Eq. 1.3 si ha

$$(u\mathbf{a} + v\mathbf{b} + w\mathbf{c}) \cdot \mathbf{K} = n\lambda \quad (1.4)$$

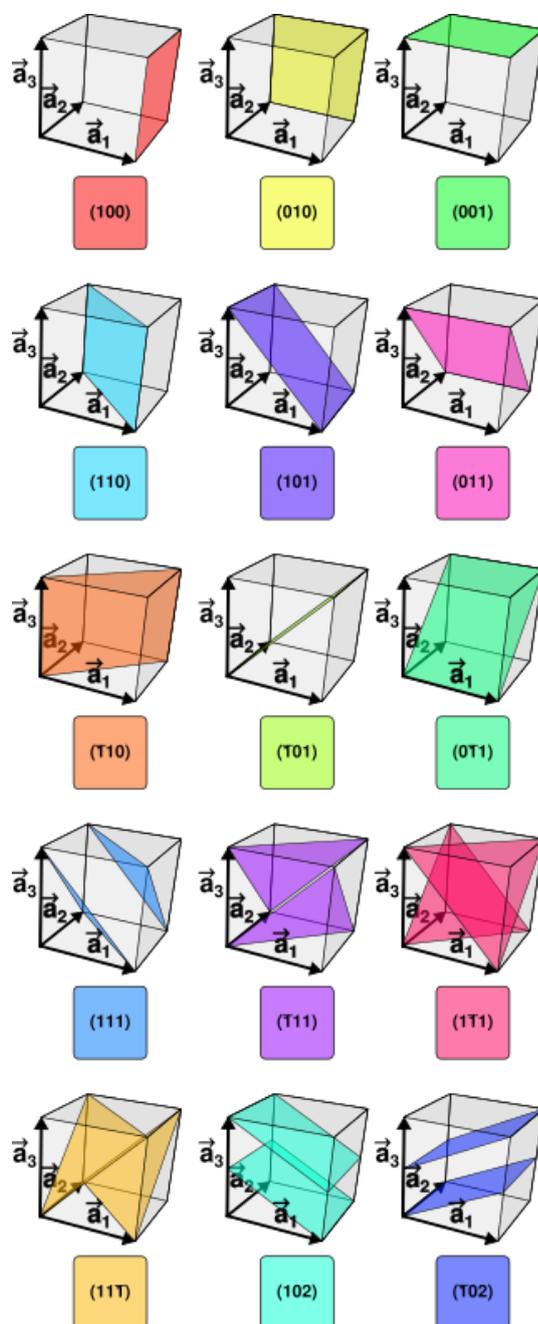


FIGURA 1.4: Principali strutture cristalline ed associati indici di Miller.

dalla quale

$$u \left(\mathbf{a} \cdot \frac{\mathbf{K}}{\lambda} \right) + v \left(\mathbf{b} \cdot \frac{\mathbf{K}}{\lambda} \right) + w \left(\mathbf{c} \cdot \frac{\mathbf{K}}{\lambda} \right) = n \quad (1.5)$$

Quindi, affinché nella direzione \mathbf{k} i raggi diffusi da tutti gli atomi del reticolo siano in concordanza di fase, l'Eq. 1.5 deve essere valida per tutte le terne di numeri interi (u, v, w) , inclusa la terna $(0, 0, 0)$. Ciò accade, evidentemente, se, e solo se, i tre termini tra parentesi tonde sono a loro volta interi, cioè se e solo se valgono simultaneamente le seguenti tre equazioni:

$$\mathbf{a} \cdot \frac{\mathbf{K}}{\lambda} = h \quad (1.6)$$

$$\mathbf{b} \cdot \frac{\mathbf{K}}{\lambda} = k \quad (1.7)$$

$$\mathbf{c} \cdot \frac{\mathbf{K}}{\lambda} = l \quad (1.8)$$

con h, k, l numeri interi qualsiasi, zero compreso. Le precedenti tre equazioni sono note come equazioni di Laue. Se indichiamo con μ_1, μ_2, μ_3 gli angoli formati da \mathbf{a}, \mathbf{b} e \mathbf{c} con \mathbf{k}_0 , cioè col versore della direzione di incidenza, e con ν_1, ν_2, ν_3 quelli formati con \mathbf{k} , cioè col versore della direzione di diffrazione, le equazioni di Laue si possono scrivere anche nella forma:

$$a \cdot \frac{(\cos \nu_1 - \cos \mu_1)}{\lambda} = h \quad (1.9)$$

$$b \cdot \frac{(\cos \nu_2 - \cos \mu_2)}{\lambda} = k \quad (1.10)$$

$$c \cdot \frac{(\cos \nu_3 - \cos \mu_3)}{\lambda} = l \quad (1.11)$$

i massimi di diffrazione si osservano, come detto in precedenza, in corrispondenza dei valori di $\cos \nu_1, \cos \nu_2$ e $\cos \nu_3$ (coseni direttori della direzione del raggio diffratto) che sono soluzioni del precedente sistema, con h, k ed l numeri interi. È innanzitutto evidente che questo sistema ammette sempre la soluzione banale $\nu_i = \mu_i$, per la quale i tre numeri interi sono $h = k = l = 0$ e che corrisponde, fisicamente, al passaggio della radiazione incidente attraverso il cristallo senza deviazione (riflessione di ordine zero). È interessante trovare, invece, le condizioni per cui le equazioni di Laue abbiano soluzioni non banali.

Le equazioni di Laue, discusse sopra, consentono di determinare le direzioni nelle quali si osservano i massimi di diffrazione prodotti da un cristallo, in termini di lunghezza d'onda dei raggi X e di metrica del reticolo cristallino (geometria della diffrazione). Tali equazioni possono essere espresse mediante una relazione più semplice, dovuta a Bragg, che ha il vantaggio di ricondurre, formalmente, il fenomeno della diffrazione dei raggi X da un cristallo a quello della riflessione di tali raggi da parte di piani reticolari del cristallo.

Riscriviamo le equazioni di Laue nella forma

$$\frac{\mathbf{a}}{h} \cdot \mathbf{K} = \lambda \quad \frac{\mathbf{b}}{k} \cdot \mathbf{K} = \lambda \quad \frac{\mathbf{c}}{l} \cdot \mathbf{K} = \lambda \quad (1.12)$$

Sottraendo la seconda equazione dalla prima e la terza dalla prima, si ottengono le seguenti due equazioni:

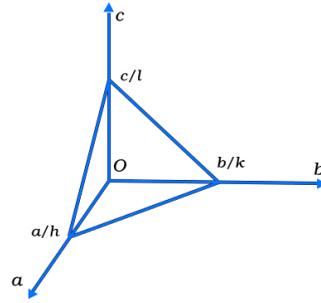


FIGURA 1.5: Schema che mostra il sistema di riferimento di Miller.

$$\left(\frac{a}{h} - \frac{b}{k}\right) \cdot \mathbf{K} = 0 \quad (1.13)$$

$$\left(\frac{a}{h} - \frac{c}{l}\right) \cdot \mathbf{K} = 0 \quad (1.14)$$

Dall'Eq. 1.14 si deduce che il vettore \mathbf{K} è ortogonale a i due vettori.

$$\mathbf{K} \perp \left(\frac{\mathbf{a}}{h} - \frac{\mathbf{b}}{k}\right) \quad \mathbf{K} \perp \left(\frac{\mathbf{a}}{h} - \frac{\mathbf{c}}{l}\right) \quad (1.15)$$

Consideriamo ora il piano reticolare di indici di Miller $(h k l)$, riportato in Fig. 1.5. Per definizione, esso intersecherà l'asse a ad a/h , l'asse b a b/k e l'asse c a c/l .

È facile vedere che i due vettori Eq. 1.15 giacciono entrambi nel piano reticolare hkl e che, quindi, il vettore \mathbf{K} è perpendicolare a tale piano. D'altra parte, essendo $K = k - k_0$, ed essendo i moduli di \mathbf{k} e \mathbf{k}_0 uguali in quanto versori, si ha che il vettore \mathbf{K} biseca l'angolo formato dai due versori; essendo poi, come visto, \mathbf{K} perpendicolare al piano hkl , si ha che tale piano forma lo stesso angolo, θ , sia con \mathbf{k} che con \mathbf{k}_0 . Poiché \mathbf{s}_0 rappresenta la direzione ed il verso dei raggi X incidenti ed \mathbf{k} quella dei raggi diffratti, si ha che il piano hkl si comporta, formalmente, come un piano di riflessione dei raggi X [Azaroff, 1968].

Indichiamo ora con d_{hkl} lo spacing dei piani reticolari della famiglia hkl , cioè la distanza tra l'origine ed il piano hkl . Si mostra che d_{hkl} è la proiezione di \bar{a}/h su \bar{K} , cioè

$$d_{hkl} = \frac{a}{h} \cdot \frac{|\mathbf{K}|}{|\mathbf{K}|} \quad (1.16)$$

dalla quale si può vedere che il modulo di \mathbf{K} è:

$$|\mathbf{K}| = 2 \sin \theta_B \quad (1.17)$$

Sostituendo le Eq. 1.16, 1.17 nell'Eq. 1.12 si ottiene:

$$d_{hkl} = \frac{\lambda}{2 \sin \theta_B} \quad (1.18)$$

ovvero

$$2 d_{hkl} \sin \theta_B = n\lambda \quad (1.19)$$

che è l'equazione di Bragg [W.H.Bragg e W.L.Bragg, 1913a, W.H.Bragg e W.L.Bragg, 1913b]. Da questa relazione si deduce che, data una famiglia di piani reticolari, di indici di Miller hkl , con spacing d_{hkl} , si ha diffrazione dei raggi X, di lunghezza d'onda λ , solo per un ben determinato valore dell'angolo formato dalla direzione del fascio incidente con i piani di tale famiglia, un valore cioè tale da soddisfare l'Eq. 1.19; la radiazione diffratta emerge allora dal cristallo formando lo stesso angolo θ con la famiglia di piani e quindi è come se venisse riflessa dai piani stessi. La "riflessione" dei raggi X è dunque selettiva, a differenza della riflessione vera e propria (ad esempio quella della luce visibile su uno specchio) che avviene qualunque sia l'angolo di incidenza. L'analogia formale tra diffrazione dei raggi X dai cristalli e riflessione da parte dei piani reticolari messa in luce dalla legge di Bragg ha portato all'introduzione in cristallografia di una terminologia particolare.

In sostanza, nel formalismo della legge di Bragg, ogni riflessione (massimo di diffrazione) può essere messa in relazione con la famiglia di piani reticolari ($h k l$) che la ha prodotta. Le distanze d_{hkl} delle varie famiglie di piani reticolari possono essere espresse in funzione delle costanti reticolari ($a, b, c, \alpha, \beta, \gamma$) e dei numeri interi relativi h, k ed l attraverso formule già riportate in precedenza.

1.4 Lente di Laue

L'astronomia dei raggi X/ γ studia alcuni tra gli eventi più energetici e violenti dell'Universo. Negli ultimi anni sono stati compiuti dei passi in avanti verso l'approfondimento della conoscenza del cielo in questa banda di energia. A tale scopo, hanno contribuito missioni spaziali nazionali o il più delle volte in collaborazioni internazionali quali INTEGRAL o Swift che hanno compiuto survey nel cielo X e γ da qualche decina di keV fino oltre il MeV. Grazie alla loro performance, centinaia di sorgenti celesti sono state scoperte e anche nuove classi di sorgenti galattiche sono state identificate. Per osservare ed analizzare sorgenti astrofisiche con sempre maggiore sensibilità è necessaria una nuova generazione di telescopi in grado di estendere il concetto di focalizzazione anche a strumentazione dedicata a fotoni di energia maggiore di 70-80 keV. Attualmente la strumentazione in uso si basa sull'utilizzo di rivelatori a vista diretta con collimatori meccanici o con sistemi ad aperture modulate come le maschere codificate (e.g. gli strumenti IBIS e JEM-X a bordo di INTEGRAL) che però soffrono di una modesta sensibilità [Halloin e Bastie, 2005]. Le lenti di Laue sono particolarmente indicate nel focalizzare fotoni con energie da ~ 80 keV fino a quasi 1 MeV. Una lente di Laue sfrutta il fenomeno della diffrazione da parte di cristalli opportunamente selezionati ed orientati. Un raggio X/ γ incidente sulla lente verrà diffratto se soddisfa la condizione di Bragg, data dall'Eq. 1.19, che mette in relazione le distanze tra i piani reticolari d_{hkl} del cristallo, l'energia E (in keV) dei fotoni incidenti e l'angolo θ_B del raggio incidente rispetto alla direzione dei piani reticolari scelti per la diffrazione [Frontera et al., 2013].

Una lente di Laue è essenzialmente composta da un grande numero di tessere cristalline, disposte in configurazione di trasmissione. Ogni singolo cristallo viene posizionato ad un angolo opportuno per focalizzare la radiazione incidente di una data energia, come sarà illustrato in seguito, in un punto comune detto fuoco della lente.

Orientando e posizionando in maniera corretta un cristallo, sia esso curvo o piatto, è dunque possibile deviare i fotoni incidenti in un punto focale. Questa è l'idea principale dietro al concetto di lenti di Laue (si veda Fig. 1.6). Una parte dei

fotoni incidenti vengono riflessi verso il punto focale, mentre l'altra può essere sia assorbita che trasmessa [Virgilli et al., 2011].

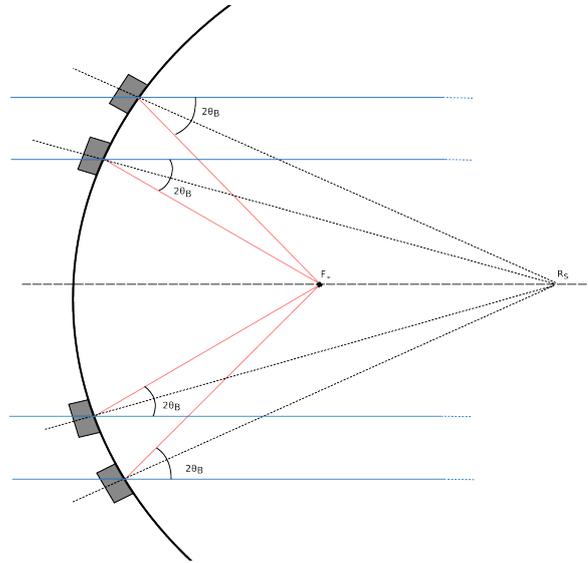


FIGURA 1.6: Schematizzazione di lente di Laue, in azzurro i fotoni incidenti e quelli trasmessi, in rosso i fotoni che vengono diffratti e focalizzati ad una distanza F_∞ .

In una lente di Laue, il supporto dove vengono disposti i cristalli può avere un profilo piatto o un profilo sferico. Nel caso piatto, tutti i cristalli sono posizionati sulla superficie, ma ciascuno cristallo è inclinato opportunamente per poter essere colpito dalla radiazione con un angolo opportuno a diffrangere l'energia a cui è dedicato. Nel caso di profilo sferico, la superficie si può pensare come una calotta sferica di una sfera di raggio R e i cristalli vengono posizionati su di essa in maniera tangente alla superficie.

L'orientamento dei cristalli (e dunque dei loro piani) ha un importante ruolo nel processo di focalizzazione dei fotoni. Nella geometria adottata per la lente di Laue i cristalli vengono disposti e orientati sul supporto, che nel nostro caso è una sezione di sfera con raggio R_s ¹ in modo tale che i loro piani di diffrazione siano ortogonali alla superficie su cui poggiano.

Con questa geometria, i fotoni incidenti vengono concentrati ad una distanza focale $F_\infty = R_s/2$. Questa distanza è valida nel caso in cui consideriamo dei fotoni parassiali provenienti da una sorgente posta all'infinito, poichè come vedremo in seguito, nel caso questa assunzione venga meno, il punto nel quale la lente focalizza si modifica.

Tutti i cristalli disposti alla stessa distanza dall'asse ottico della lente si trovano posizionati su un anello di raggio r . Per simmetria, tutti questi cristalli faranno diffrazione nello stesso range energetico. Un fotone di energia E_i incidente sul cristallo alla distanza r_i dall'asse della lente, sarà focalizzato, se è verificata la seguente relazione ricavata a partire dalla legge di Bragg in Eq. 1.19

$$E_i = \frac{hc}{2d_{hkl}} \sin\left(\frac{1}{2} \arctan\left(\frac{F}{r_i}\right)\right) \sim \frac{hc F}{d_{hkl} r_i} \quad (1.20)$$

¹Il raggio di questa sfera viene scelto, quando si adotta dei cristalli curvi, in base alla curvatura dei cristalli utilizzati dunque $R_s=R_c$ nel seguito.

L'approssimazione è valida per piccoli angoli di diffrazione. Inversamente, si trova che il raggio r_i per cui un fotone di energia E_i viene riflesso verso il fuoco della lente è dato da:

$$r_i = F \tan(2\theta_B) \sim \frac{hc F}{d_{hkl} E_i} \quad (1.21)$$

L'Eq. 1.20 mostra che fotoni molto energetici verranno riflessi da quei cristalli che si trovano ad avere raggi molto piccoli, mentre i cristalli posizionati a raggi maggiori rifletteranno i fotoni di energie minori.

Questo concetto è mostrato in Fig. 1.7.

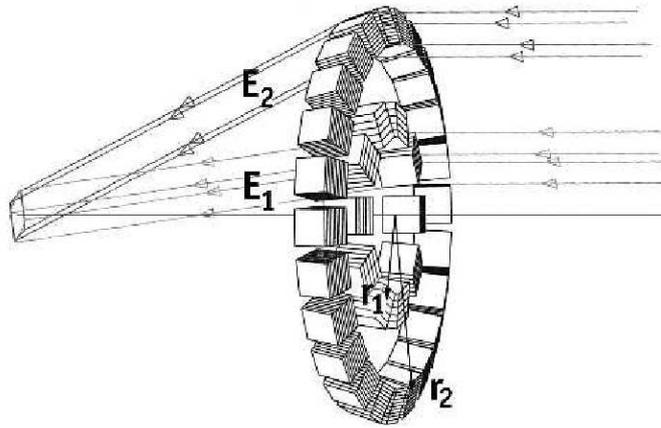


FIGURA 1.7: Principio della lente di Laue: ad un raggio r_1 verranno riflessi tutti i fotoni con energia E_1 , mentre a raggi maggiori r_2 verranno riflessi fotoni con energie minori E_2 .

1.4.1 Banda passante per una lente di Laue

Una lente di Laue viene concepita per focalizzare i fotoni di una determinata banda energetica (E_{\min} , E_{\max}). Il range di energie dei fotoni diffratti corrisponde agli angoli di diffrazione secondo la legge di Bragg. Pertanto, la banda energetica, dipenderà dall'orientamento dei piani di diffrazione dei cristalli che compongono la lente. L'Eq. 1.21 può essere riscritta tenendo conto della relazione raggio-energia diffratta, nei seguenti modi:

$$E_{max} = \frac{hc F}{d_{hkl} r_{min}} \quad E_{min} = \frac{hc F}{d_{hkl} r_{max}} \quad (1.22)$$

in cui h è la costante di Planck, c è la velocità della luce, F è la lunghezza focale, r_{\min} ed r_{\max} sono i raggi interni ed esterni della lente sensibile a tutta la banda di lavoro [E_{\min} , E_{\max}]. Le Eq 1.22 forniscono le relazioni fra banda passante e dimensione della lente di Laue. I cristalli posizionati su raggi esterni saranno colpiti dalla radiazione con un angolo di Bragg più grande e quindi dedicati alle più basse energie e viceversa gli anelli di cristalli più interni faranno diffrazione ad energie più alte poichè la radiazione incide con un angolo più piccolo. Fissata la focale e il raggio di un anello, l'angolo di Bragg per l'anello dipende dal valore d_{hkl} che se minore implica una lunghezza focale più corta della lente. Quanto più grande

sia invece F , fissato d_{hkl} , tanto più grande saranno r_{\min} e r_{\max} e conseguentemente anche l'area di raccolta dei fotoni. Per cristalli piatti a mosaico la banda passante di ogni cristallo posizionato sulla lente dipende dall'energia che deve diffrangere. La banda è individuata dalla seguente relazione:

$$\Delta E = \frac{E \beta}{\sigma \tan \theta_B} \quad (1.23)$$

dove θ_B è l'angolo medio di Bragg, β è la mosaicità, E è l'energia corrispondente a θ_B e σ è una funzione che tiene conto della distribuzione Gaussiana dei cristalliti e della loro dimensione. La banda passante per i cristalli curvi invece non è dipendente dalla mosaicità. Nei cristalli curvi la mosaicità ha il ruolo di incrementare puntualmente l'intensità del fascio diffratto, mentre la banda passante è data dalla curvatura esterna del cristallo.

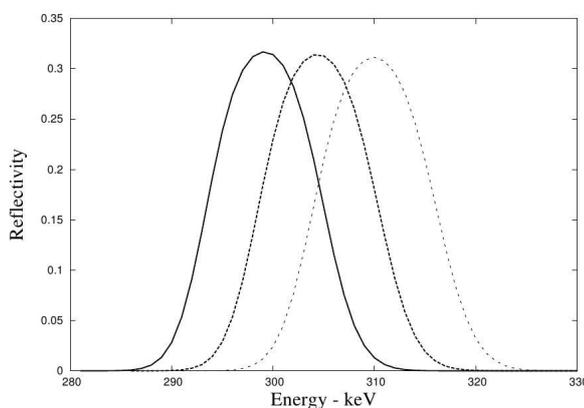


FIGURA 1.8: Un esempio di profili di riflettività che si sovrappongono per tre anelli adiacenti. Il criterio di sovrapposizione deve essere soddisfatto se si vuole ottenere una continuità nella banda passante di energia dell'intera lente.

È proprio grazie alle proprietà dei cristalli curvi o quelle dei cristalli a mosaico, che i profili di riflettività delle tessere adiacenti, si sovrappongono in modo da coprire tutta la banda di lavoro della lente; dall'energia più bassa E_{\min} , corrispondente al raggio r_{\max} dell'anello più esterno, a quella con energia più alta E_{\max} , corrispondente al raggio più interno r_{\min} . Quanto detto è illustrato in Fig. 1.8.

1.4.2 Divergenza sorgente

L'effetto focalizzante citato sopra, è ottenuto nel caso di una sorgente di radiazione posta ad una distanza infinita. Nel laboratorio Larix in cui abbiamo lavorato, la sorgente di radiazione si trova ad una distanza finita dal cristallo. Può essere dimostrato che la combinazione della curvatura del campione e la divergenza del fascio incidente, fanno sì che la radiazione focalizzi ad una differente distanza focale, la quale dipende solamente dalla separazione tra cristallo e sorgente di radiazione rispetto al caso di una sorgente astrofisica posta ad una distanza infinita.

Una spiegazione geometrica di questo effetto può essere dimostrata. Assumiamo un campione di cristallo con dimensioni $l \times s$ (ricurvo lungo la direzione l) irradato da una sorgente posta ad una distanza S_{∞} senza alcuna divergenza. Se θ_B è il corrispondente angolo di Bragg per la radiazione che incide nel centro del cristallo,

gli angoli di Bragg agli estremi del campione lungo la direzione l dipendono da l e dal raggio di curvatura del cristallo R_c :

$$\theta_B^{min} = \theta_B - \frac{l}{2 R_c} \quad \theta_B^{max} = \theta_B + \frac{l}{2 R_c} \quad (1.24)$$

Sotto queste condizioni, la radiazione diffratta è focalizzata nel punto $F_\infty = R_c/2$. D'altro canto, se la sorgente della radiazione S_D è posta ad una distanza finita D , l'angolo di Bragg β al centro del cristallo non cambia rispetto al caso di sorgente posta a distanza infinita ($\beta_B = \theta_B$) mentre, a causa degli effetti combinati dell'angolo di divergenza 2α e l'angolo di curvatura Δ , agli estremi del cristallo gli angoli di diffrazione sono definiti come segue:

$$\beta_B^{min} = \theta_B^{min} - \alpha = \theta_B - \frac{l}{2 R_c} - \frac{l}{2 D} \quad \beta_B^{max} = \theta_B^{max} + \alpha = \theta_B + \frac{l}{2 R_c} + \frac{l}{2 D} \quad (1.25)$$

e la radiazione è focalizzata ad una differente distanza focale F_D . Per calcolare il valore di F_D è conveniente considerare la seguente relazione:

$$L \gamma = l \quad L \cos 2\theta_B = F_D \quad (1.26)$$

Che insieme danno:

$$F_D = \frac{l \cos 2\theta_B}{\gamma} \quad (1.27)$$

nella quale il valore di γ è definito come:

$$\gamma = (\beta_B^{max} + \theta_B^{max}) - (\beta_B^{min} + \theta_B^{min}) = \frac{l}{D} + \frac{2l}{R_c} = \frac{l}{D} + \frac{l}{F_\infty} \quad (1.28)$$

Il valore della nuova distanza focale F_D è dunque determinato in funzione della curvatura del campione e delle distanza dalla sorgente e non dipende dalle dimensioni del fascio sul target.

Per piccoli angoli di diffrazione ($\cos 2\theta_B \approx 1$) la relazione diventa:

$$\frac{1}{F_D} \approx \frac{1}{D} + \frac{2}{R_c} \quad (1.29)$$

Invece, senza nessuna approssimazione, la distanza focale F_D dipende dall'energia e la sua variazione è $\Delta F_D \sim 12$ mm a 90 keV e ~ 3 mm a 200 keV.

Questo approccio permette di determinare il valore della migliore distanza focale, quella per cui abbiamo una psf più stretta e dunque una macchia focale meno dispersa possibile, per un cristallo il cui sia noto il raggio di curvatura. Infatti la curvatura di un campione di cristallo può essere stimata in maniera indipendente utilizzando il metodo della $K\alpha$ descritto nel Cap. 4 Sez. 4.4.1 con un accuratezza del $\sim 2\%$. Nel caso della facility sviluppata per il progetto di Laue nel laboratorio del LARIX nel quale la sorgente di radiazione è posta ad una distanza $D = 26.40 \pm 0.02$ m, e il raggio di curvatura dei cristalli è 40 m, la distanza focale è $F_D \sim 11.39$ m [Virgilli et al., 2015].

Alternativamente, per un valore di D fissato, è possibile calcolare il raggio di curvatura del campione di cristallo, semplicemente misurando il valore di F_D che è la distanza alla quale la larghezza della psf è minimizzata. Questo metodo può

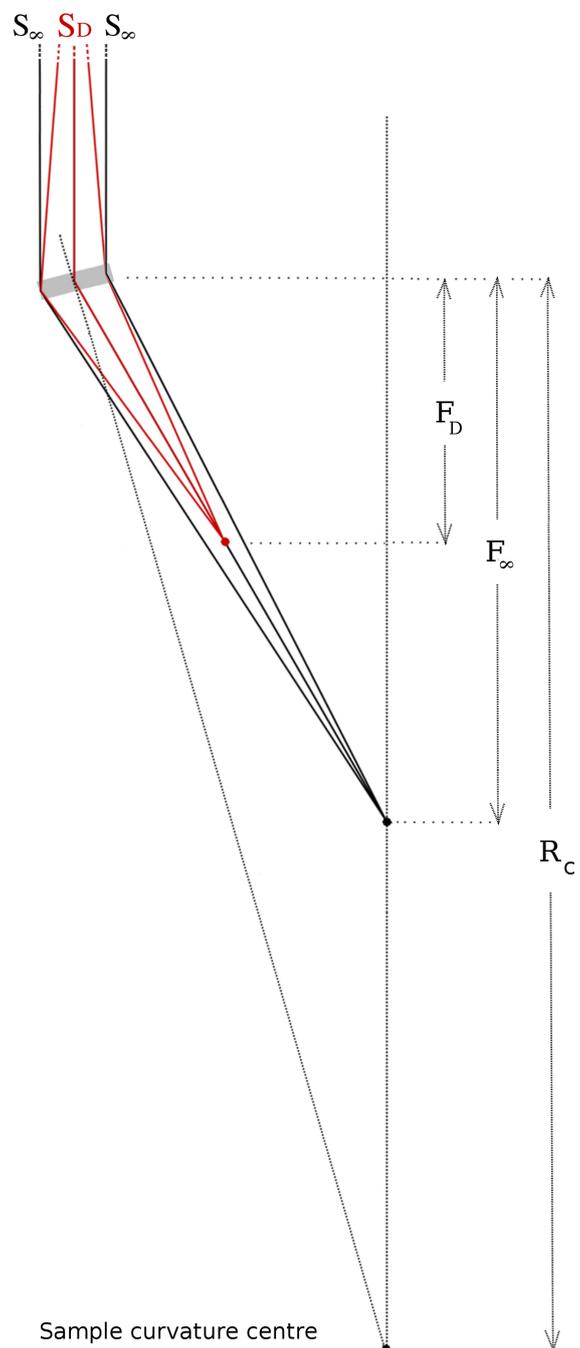


FIGURA 1.9: Effetto della divergenza del fascio sulla focalizzazione di un cristallo curvo con un dato raggio di curvatura.

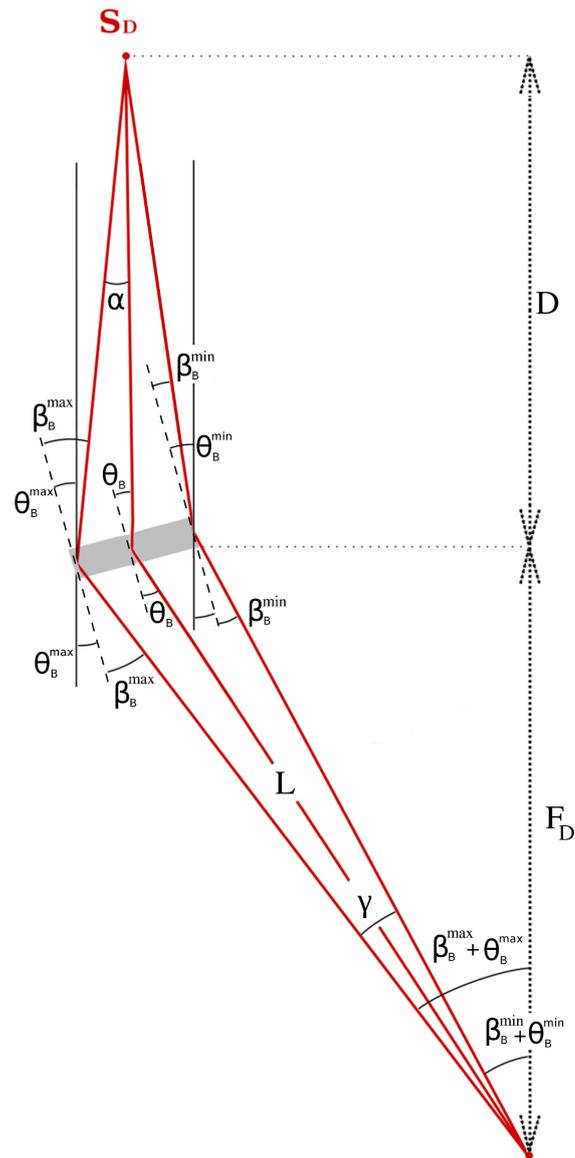


FIGURA 1.10: Dettaglio della Fig. 1.9, dove viene rappresentato solo il fascio diffratto per una sorgente posta ad una distanza finita.

essere corroborato se comparato con il metodo della $K\alpha$ descritto nel Cap. 4 in Sez. 4.4.1; la comparazione sperimentale è mostrata in Fig. 1.11 dove il valore di curvatura è stato stimato per un campione di 8 cristalli. Entro le incertezze sperimentali, i due metodi sono in accordo.

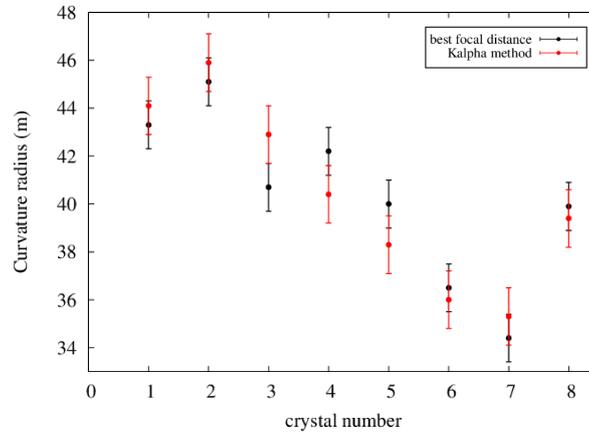


FIGURA 1.11: Stima del raggio di curvatura di un campione di 8 cristalli curvi di GaAs. I punti rossi corrispondono alla curvatura stimata tramite il metodo Kalpa, i punti neri corrispondono alla stima della miglior distanza focale che minimizzi la FWHM della psf.

È interessante discutere le prospettive dell'Eq. 1.29 nel caso limite di un cristallo piatto o sorgente posizionata ad una distanza infinita. Nel caso di un cristallo piatto ($R_C \mapsto \infty$) per una sorgente a distanza finita (e.g. $D = 26.4$ m), si ottiene che la posizione del fuoco è $F_D = D$, come aspettato (si veda Fig. 1.12 pannello di sinistra). Dall'altra parte, se il raggio di curvatura è fissato, e $D \mapsto \infty$, allora $F_D = F$, anch'esso come aspettato. La dipendenza di F_D da D per un raggio di curvatura fissato è mostrato in Fig. 1.12, pannello di destra.

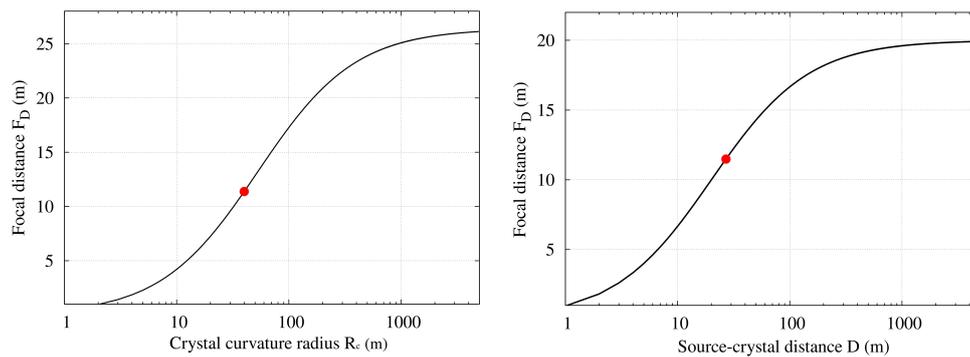


FIGURA 1.12: *Sinistra*: la distanza focale F_D è mostrata come funzione del raggio di curvatura del cristallo per una distanza D fissata tra sorgente e cristallo. I punti in rosso corrispondono al caso di $R_C = 40$ m. *Destra*: la distanza focale F_D è mostrata come funzione della distanza tra sorgente e cristallo, per un valore fissato di $R_C = 40$ m. Se la sorgente è posizionata a distanza infinita ($D \mapsto \infty$) viene fuori che la distanza focale F_D è 20 m, come immaginato. I punti rossi rappresentano $F_D = 11.40$ m il quale è ottenuto con il setup al LARIX con distanza sorgente-cristallo $D = 26.40$ m.

1.5 Cristalli per diffrazione

Un cristallo perfetto è un solido costituito da una ripetizione periodica di unità identiche nello spazio. Queste unità sono un insieme di una o più entità molecolari (atomi, molecole o ioni), e viene chiamata base. Le basi seguono una configurazione periodica e ordinata ai vertici di una struttura reticolare, ripetendosi indefinitamente nelle tre dimensioni spaziali. La struttura regolare dei reticoli mostra come alcune direzioni spaziali abbiano caratteristiche speciali rispetto ad altre. I punti reticolari possono essere pensati come regolarmente distribuiti su piani paralleli equi-spaziati tra loro. Una diversa inclinazione dei piani corrisponde ad una diversa densità di punti reticolari e soprattutto ad una diversa distanza interplanare d_{hkl} . Le Eq. 1.2 e 1.19 descrivono in modo preciso la diffrazione dei raggi X nei cristalli perfetti. In particolare, dalla legge di Bragg si evince che se un fascio policromatico di raggi X incide su un cristallo perfetto con un angolo θ_i rispetto alla direttrice dei piani di diffrazione, l'energia diffratta E_i dal cristallo dipenderà esclusivamente dalle proprietà intrinseche del cristallo (d_{hkl}) e dall'ordine di diffrazione scelto. Lo spettro di diffrazione di un cristallo perfetto, detto anche picco di Bragg, ha un profilo a delta di Dirac (Fig. 1.13).

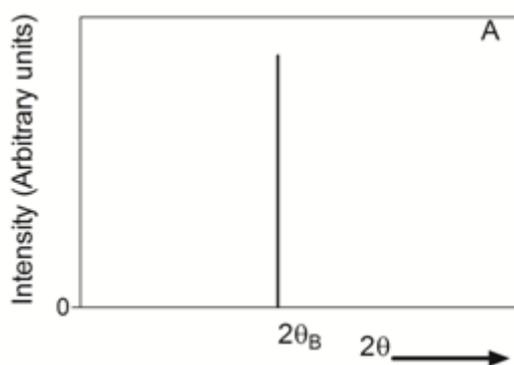


FIGURA 1.13: Spettro diffrazione cristallo perfetto.

Nel campo astrofisico i cristalli perfetti si comporterebbero come monocromatori e per osservazioni a larga banda non avrebbero utilità pratica. Per questo motivo, i cristalli piatti perfetti non sono utilizzabili per la costruzione di una lente di Laue. Infatti, l'idea fondamentale che può rendere fruibile una lente di Laue è la capacità di focalizzare un ampio spettro di energie (lente a larga banda). Per avere una risposta energetica più larga rispetto a quella che si può ottenere con i cristalli perfetti si adottano cristalli diversi, che descriviamo in seguito [Liccardo et al., 2014].

1.5.1 Cristalli a mosaico

I cristalli a mosaico sono cristalli imperfetti, composti da un grande numero di microcristalli perfetti, chiamati cristalliti², con dimensioni che variano da 1 a 100 μm . I piani reticolari dei cristalliti sono leggermente disallineati l'uno rispetto all'altro attorno ad una direzione media principale (Fig. 1.14). Nella configurazione assunta per la lente, il piano reticolare medio dei cristalli è normale alla superficie del cristallo a mosaico.

²I cristalliti sono i piccoli, spesso microscopici cristalli che compongono un materiale policristallino. In metallurgia sono anche chiamati grani cristallini.

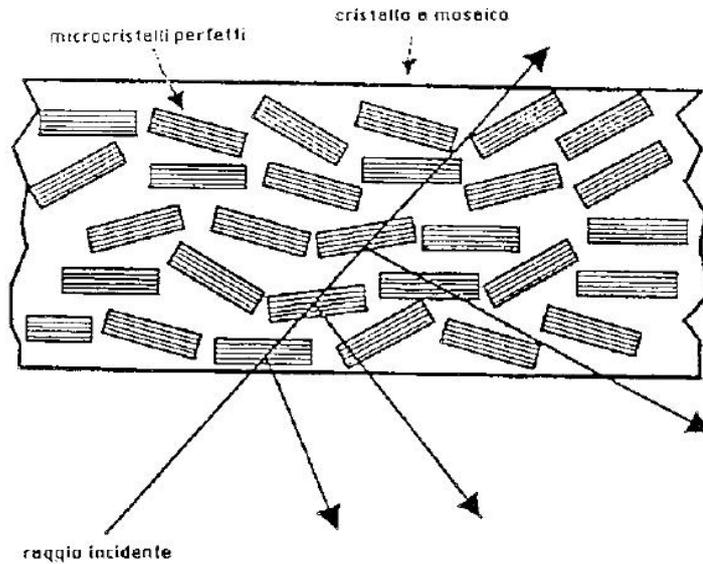


FIGURA 1.14: Schema rappresentativo di un cristallo a mosaico con disegnati alcuni microcristalli disallineati rispetto alla direzione principale. Il fascio incidente e alcuni fasci diffratti in condizione di riflessione sono mostrati.

La funzione di distribuzione dei piani reticolari dei microcristalli attorno alla direzione più probabile può essere approssimata da una funzione di tipo Gaussiano:

$$W(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\theta-\theta_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (1.30)$$

dove $(\theta - \theta_0)$ è il valore della deviazione angolare dei cristalliti dalla direzione principale, e σ è la deviazione standard della distribuzione. Se un fascio policromatico incide su un cristallo a mosaico la radiazione diffratta che emerge non è monocromatica ma è composta da varie energie e la larghezza di banda diffratta è proporzionale alla Full Width at Half Maximum (FWHM) della Gaussiana $W(\theta)$. La FWHM rappresenta la distribuzione angolare dei microcristalli attorno ad una direzione principale, definisce una proprietà intrinseca del cristallo di grande importanza per l'allargamento di banda e viene chiamata mosaicità $\beta = 2.35$.

Una proprietà molto importante per i cristalli è l'efficienza con la quale il fascio incidente viene deviato nella direzione della diffrazione. Questa proprietà, chiamata riflettività, per un cristallo a mosaico dipende dalle proprietà stesse del cristallo e dal suo spessore e può essere espressa dalla relazione [Zachariasen, 1945]:

$$R(\theta, T) = \frac{1}{2}(1 - 2e^{-2\sigma T})e^{-\mu \frac{T}{\cos \theta_0}} \quad (1.31)$$

dove la funzione σ tiene conto della distribuzione Gaussiana dei cristalliti e della loro dimensione, T è lo spessore del cristallo, e μ è il coefficiente di assorbimento in funzione dell'energia per unità di lunghezza. Nell'espressione della riflettività il fattore tra parentesi rappresenta la cosiddetta "estinzione secondaria" mentre il secondo termine esponenziale rappresenta l'assorbimento fotoelettrico dovuto allo spessore del cristallo. Da questa funzione si deduce che il valore massimo che può

assumere $R(\theta, T)$ è $1/2$. Nonostante i cristalli piatti abbiano il vantaggio di una produzione relativamente facile in grandi quantità con buona riproduzione in termini di dimensioni e mosaicità, essi hanno diversi limiti. Senza prendere in considerazione l'assorbimento nei cristalli, uno dei limiti è che la loro massima riflettività è limitata al 50%, la quale risulta da un equilibrio tra il fascio incidente e diffratto dai piani cristallini. Un altro limite è dato dalla morfologia del cristallo dato che un cristallo a mosaico piatto non presenta un effetto focalizzante. L'immagine diffratta sul piano focale dipende principalmente dalle dimensioni del cristallo e in aggiunta la presenza di una mosaicità ha un effetto defocalizzante. Dato che la sensibilità di una lente di Laue dipende fortemente dalla distribuzione dei fotoni nel piano focale, i cristalli con la capacità di focalizzare i fotoni in una piccola Point Spread Function (PSF) sono molto promettenti.

1.5.2 Cristalli curvi

Un modo per focalizzare la radiazione in un'area più piccola delle dimensioni del cristallo è quello di utilizzare cristalli con i piani atomici incurvati. Un cristallo curvo può avere la stessa composizione di un cristallo piatto. La differenza sostanziale fra un cristallo piatto e un cristallo con piani diffrattivi incurvati risiede nella distribuzione e nella morfologia dei piani atomici. Grazie alla curvatura della superficie, i cristalli curvi, possono focalizzare la radiazione sul rivelatore di piano focale in un'area molto più piccola della dimensione del cristallo stesso e per questo motivo viene anche chiamata curvatura focalizzante. Per cristalli perfetti curvi è stato dimostrato che la seconda curvatura aumenta la loro efficienza di diffrazione a valori maggiori del 50% della radiazione incidente [Bellucci et al., 2011]. Anche per i cristalli a mosaico curvi, ci sono evidenze che la curvatura dei piani reticolari di diffrazione dei cristalliti producono una efficienza maggiore di quella dei cristalli a mosaico piatti [Buffagni et al., 2013]. Si possono ottenere cristalli curvi con diverse tecniche [Smither et al., 2005]. Cristalli perfetti curvi si possono ottenere tramite tecniche di deposizione ionica dove i piani di diffrazione incurvati si possono ottenere facendo crescere un cristallo bi-componente, variando la concentrazione dei componenti durante la crescita del cristallo. Un altro metodo, ad esempio, come avviene con i cristalli perfetti di *Si*, è quello in cui i cristalli vengono incurvati attraverso l'applicazione di un gradiente termico. Ulteriori metodi di incurvamento sono basati su procedimenti meccanici e consistono nell'introduzione di stress permanenti sulle superfici dei cristalli. L'incurvamento meccanico auto sostenuto dimostra di essere un metodo più pratico per le applicazioni astrofisiche data la sua stabilità nel tempo e poichè non è necessario fornire energia per mantenere uno sforzo meccanico continuo. Vi sono diverse tecniche meccaniche per l'incurvamento dei cristalli.

La tecnica delle indentazioni consiste nel praticare incisioni su una delle due superfici e questo crea degli stress compressivi nella superficie lavorata che quindi si incurva in modo convesso. Nonostante si ottenga una buona uniformità, le indentazioni danneggiano il cristallo e lo rendono estremamente fragile. Una soluzione a questo problema è stata fornita dai laboratori CNR/IMEM di Parma, dove sono stati prodotti cristalli curvi utilizzando un'erosione meccanica controllata (lappatura) di una delle sue superfici.

I cristalli curvi possono presentare un secondo tipo di curvatura concettualmente diversa dalla curvatura focalizzante. Nei cristalli perfetti, la curvatura della superficie esterna, per alcune direzioni cristallografiche, induce una curvatura interna

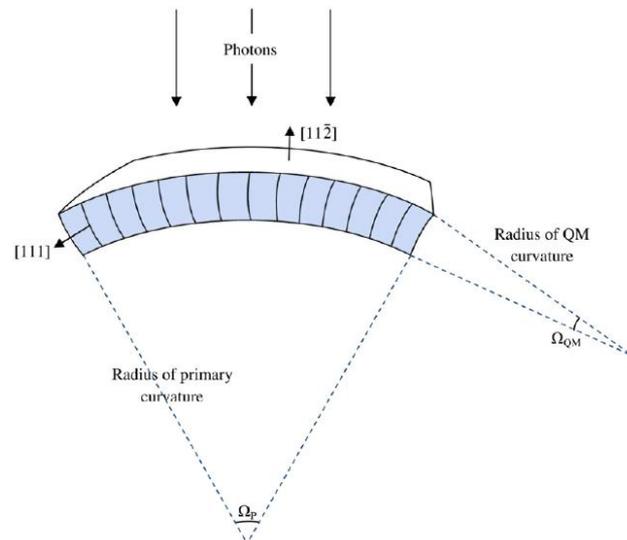


FIGURA 1.15: Cristallo curvo e le rispettive curvature, primaria e secondaria, dei piani di diffrazione interni.

detta curvatura secondaria. Tale curvatura secondaria è responsabile dell'allargamento di banda puntuale del cristallo e si comporta come una sorta di mosaicità indotta (detta perciò quasi-mosaicità). In Fig. 1.15 è esemplificato un cristallo perfetto nel quale sono presenti entrambe le curvature menzionate. In questi cristalli, è superato il limite alla riflettività di $1/2$ e l'efficienza di diffrazione può raggiungere valori anche molto elevati ($\sim 90\%$).

Un'altra proprietà importante indotta dalla curvatura primaria è la focalizzazione entro la singola tessera cristallina. Il fascio diffratto avrà quindi dimensioni inferiori a quelle del cristallo stesso. Anche i cristalli a mosaico possono subire processi per i quali la superficie esterna viene incurvata. L'effetto risultante si può spiegare confrontando un cristallo a mosaico piatto con una tessera a mosaico incurvata. Mentre nel primo caso la distribuzione Gaussiana è centrata attorno ad un angolo θ_B su ciascun punto della superficie del cristallo, nel cristallo a mosaico curvo tale distribuzione avviene attorno ad un angolo θ_* che è diverso da punto a punto lungo tutta la superficie del cristallo stesso. Come risultato si avrà una risposta in energia più larga rispetto ad un cristallo piatto e contemporaneamente la direzione dei fasci diffratti favorisce la focalizzazione, in modo simile al caso dei cristalli perfetti. In Fig. 1.16 si può vedere il profilo di diffrazione tipico di un cristallo a mosaico incurvato tramite lappatura superficiale [Buffagni et al., 2012].

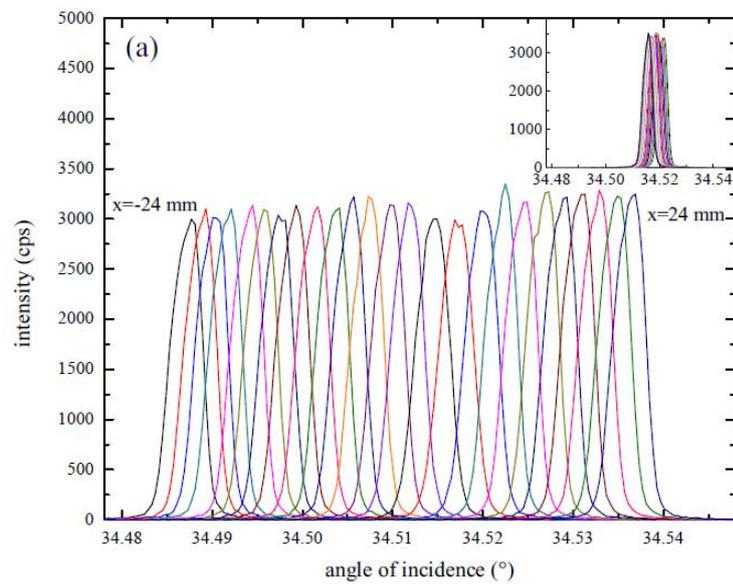


FIGURA 1.16: Profilo di diffrazione caratteristico di un cristallo curvo a mosaico.

Capitolo 2

Apparato strumentale

In questo capitolo verrà descritta la strumentazione utilizzata per la costruzione delle lenti di Laue. L'apparato sperimentale per assemblare e testare la lente è alloggiato nei laboratori LARIX (LARge Italian X-ray facility) presso il Dipartimento di Fisica e Scienze della Terra dell'Università di Ferrara. La facility viene usata sia per lo sviluppo e il test di lenti di Laue per applicazioni astrofisiche ma anche per la caratterizzazione dei cristalli per diffrazione e per la calibrazione di rivelatori. Nel progetto denominato "Laue: una lente per i raggi Gamma" l'obiettivo principale è quello di realizzare una petalo di lente a banda larga per raggi X/ γ (~ 80 keV e fino a 300 keV) dedicato allo studio delle emissioni continue da sorgenti celesti. Il progetto si propone di sviluppare una tecnologia avanzata per costruzione di lenti di Laue con una lunghezza focale di 20 metri con un errore complessivo minore di 20 arcsec nel montaggio dei cristalli sulla lente.

2.1 Facility

Il laboratorio LARIX dell'Università di Ferrara è composto di due sezioni [E.Virgilli, 2015]. Nel LARIX A si sono svolte misure di calibrazione di rivelatori per missioni da satellite e caratterizzazione di tessere cristalline per diffrazione. Il LARIX T consiste in un tunnel di 100 m di lunghezza nel quale è installata tutta la strumentazione dedicata alla costruzione e al test delle lenti di Laue. La dimensione del tunnel unita all'utilizzo di collimatori ci permette di avere un fascio di raggi X con una piccola divergenza, condizioni ideali per la costruzione di una lente di Laue per applicazioni Astrofisiche con grande lunghezza focale. Nella Fig. 2.1 si vede uno schema della facility e le relative distanza tra gli strumenti che compongono il set up sperimentale. Come sistema di riferimento si è individuato l'asse x parallelo alla direzione del fascio di raggi X, l'asse y in direzione orizzontale, ortogonale a questa l'asse z lungo la direzione verticale.

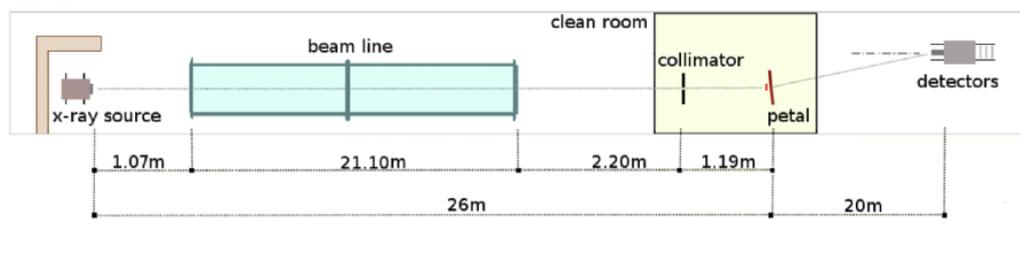


FIGURA 2.1: Rappresentazione della facility LARIX T e della disposizione dei suoi elementi con le loro distanze relative.

L'apparato completo montato nella facility del LARIX consiste nei seguenti sottosistemi descritti nelle seguenti sottosezioni.

- ◇ Sorgente a raggi X.
- ◇ Beam-line in ambiente sottovuoto.
- ◇ Stanza bianca con controllo termico e di umidità.
- ◇ Carrelli meccanici regolabili.
- ◇ Sistema di posizionamento tramite Esapode e porta cristalli.
- ◇ Struttura a petalo.
- ◇ Rivelatori di piano focale.
- ◇ Sistemi di traslazione e rotazione per il movimento di ogni sottosistema (sorgente, carrello collimatore, cristalli)
- ◇ Rotaie per la traslazione dei rivelatori di piano focale lungo l'asse della lente.
- ◇ Hardware e software necessari per il controllo remoto (Ground Support Equipment, GSE).

Siccome una sorgente astrofisica investe la strumentazione in modo non divergente, per la calibrazione di una lente di Laue occorre simulare la presenza nel tunnel di una sorgente di raggi X paralleli. In laboratorio è possibile ottenere una buona approssimazione di un fascio largo e collimato con una sorgente posta ad una distanza molto elevata dal prototipo di lente. Per questa ragione alla distanza di circa 25 metri dalla sorgente è posizionato un collimatore meccanico con apertura regolabile. Il collimatore si trova, all'interno di una camera pulita, a circa 1 m dal supporto della lente. Per simulare un fascio di raggi X parallelo, come quello proveniente da una sorgente posta all'infinito, sorgente e collimatore vengono mossi parallelamente a se stessi affinché venga simulato un fascio di raggi X non divergenti. Tra la sorgente e il collimatore è posizionata una beamline di 21 m di lunghezza la quale viene mantenuta sotto vuoto (1-10 mbar). Al centro del tunnel è stata installata una camera pulita di $2 \times 6 \text{ m}^2$ di classe 10^5 che accoglie il cuore dell'esperimento. Poiché le variazioni di temperatura e di umidità influiscono in maniera negativa sulle strutture meccaniche provocando dilatazioni dei materiali, la camera è dotata di dispositivi di gestione termica e igrometrica che consentono di avere entrambe stabili in un intervallo di $\pm 2 \text{ C}^\circ$ e 10% di umidità relativa. All'interno della camera pulita è posto un robot con 6 gradi di libertà (esapode) che viene utilizzato per il posizionamento dei cristalli sulla superficie di supporto della lente. I cristalli vengono allineati e fissati a tale supporto che può essere in fibra di carbonio o in materiale polimerico, in base al tipo di adesivo che si prevede di impiegare. Infine, la radiazione viene acquisita da una coppia di rivelatori: uno spettrometro e un imager che verranno descritti nei paragrafi successivi. Una rappresentazione del set up sperimentale è mostrata in Fig. 2.2. Ad eccezione del petalo, ciascun elemento si trova posizionato su un carrello motorizzato il cui movimento viene gestito da una console remota situata al LARIX A.

2.1.1 Sorgente di raggi X e beamline

Nel laboratorio LARIX T i raggi X necessari per gli esperimenti di diffrazione devono essere prodotti artificialmente. La facility è dotata di due sorgenti di radiazione. Un generatore portatile di raggi gamma, betatrone, $V_{\max} = 2.5 \text{ MeV}$, $P_{\max} = 310 \text{ W}$

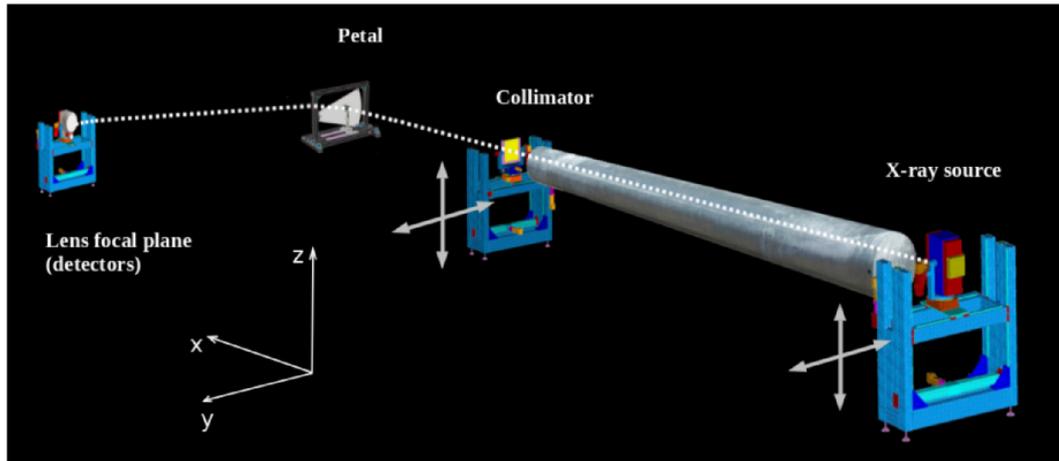


FIGURA 2.2: Rappresentazione 3-D del set up sperimentale nel quale sono indicati tutti i movimenti che i diversi sottosistemi possono fare sia per le fasi di allineamento sia per l'assemblaggio di una lente di Laue. In figura non è visibile l'esapode utilizzato.

e un tubo radiogeno con anodo in Tungsteno dotato di fuoco intercambiabile [fuoco piccolo 0.4 mm di diametro e $P_{\max} = 800$ W, fuoco grande 0.9 mm di diametro e $P_{\max} = 1800$ W, $V_{\max} = 320$ kV. Il betatrone raggiunge alte energie ma con flussi modesti,

elettroni vengono fatti muovere lungo una traiettoria circolare concatenata con un campo magnetico variabile; a ogni giro ciascun elettrone subisce un incremento di energia pari al prodotto della sua carica per la forza elettromotrice che, in conseguenza della variazione del flusso d'induzione magnetica, viene indotta nella spira costituita dall'orbita. Dato il grandissimo numero di giri che gli elettroni possono compiere in breve tempo, l'aumento di energia che ne consegue è grande, le particelle così accelerate producono raggi X ad alta energia [Kerst, 1941]. Al contrario, il tubo X convenzionale ha una banda energetica più limitata ma una potenza maggiore. Per questo motivo nel progetto di costruzione delle lenti di Laue si è preferito utilizzare il tubo radiogeno come sorgente di radiazione. In Fig. 2.3 è raffigurata la sorgente posta sul carrello motorizzato che ne consente la traslazione nel piano y - z , perpendicolare alla direzione del fascio. La sorgente può anche ruotare attorno agli assi y e z . Un tubo radiogeno è essenzialmente costituito da un tubo a vuoto nel quale sono posti un catodo e un anodo. La corrente scalda il catodo che per emissione termoionica emette elettroni. Il campo elettrico, generato dall'elevata differenza di potenziale, che si viene a creare fra catodo e anodo accelera questi elettroni verso l'anodo. Lo spettro energetico in uscita dal tubo radiogeno sarà quindi dovuto principalmente alla radiazione di frenamento (Bremsstrahlung) mentre una frazione di energia è emessa per fluorescenza dal materiale di cui è costituito l'anodo (solitamente fatto in Tungsteno o Molibdeno). Esistono due parametri principali di controllo per variare la produzione di raggi x dal tubo: una è modificando la corrente (mA) e l'altra è modificando la tensione (kV). La corrente (misurata in mA) attraverso il tubo determina la quantità di elettroni che vengono rilasciati per colpire l'anodo. Incrementando la corrente, aumenterà il numero di elettroni che colpiscono l'anodo, con il conseguente aumento del numero di fotoni prodotti dal tubo. La tensione del tubo radiogeno (misurata in kilo Volt, kV) può modificare la velocità con la quale gli elettroni colpiscono l'anodo e, di conseguenza l'energia dei

fotoni prodotti dal tubo.



FIGURA 2.3: Sorgente di raggi X presente all'interno del laboratorio LARIX. Dettaglio del collimatore della sorgente.

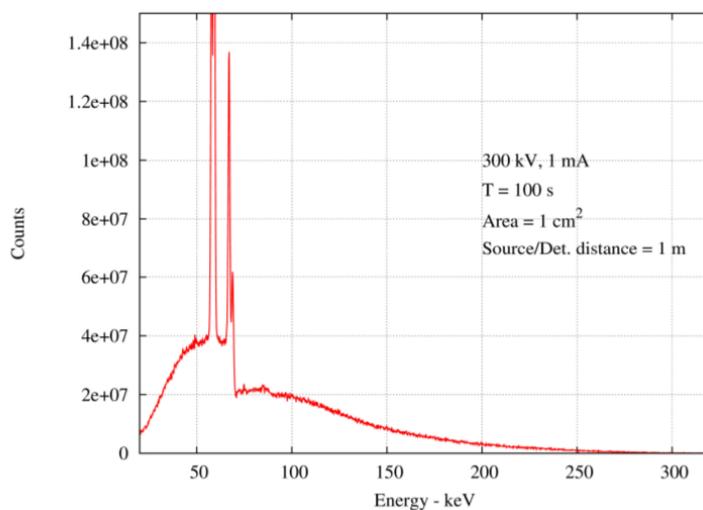


FIGURA 2.4: Spettro in uscita normalizzato del tubo radiogeno usato al LARIX T con parametri 300 kV, 1 mA. Il tempo di acquisizione indicato è di 100 secondi con un'area di raccolta di 1 cm² alla distanza di 1 m.

I fotoni vengono collimati in uscita da una serie di piastre in Piombo e Tungsteno con spessore totale di 50 mm, nelle quali è praticato un foro di 2 mm che funge da collimatore. Il collimatore è poi fissato ad una coppia di posizionatori manuali che ne consentono la regolazione nel piano y - z . In Fig. 2.4 viene mostrato lo spettro continuo con le righe di fluorescenza sovrapposte del tubo radiogeno in uso al LARIX T.

Una volta prodotti, i fotoni devono viaggiare per una distanza di circa 26 metri lungo il tunnel fino ai cristalli da colpire per la diffrazione. Maggiore è la distanza fra sorgente e bersaglio, minore sarà la divergenza del fascio X incidente sul singolo cristallo. Onde evitare processi di assorbimento e scattering i fotoni uscenti dal tubo radiogeno viaggiano attraverso un cilindro di acciaio lungo 21 m e di 60 cm di diametro in condizioni di vuoto (10^{-3} bar). La beamline è chiusa all'ingresso e in uscita con due finestre in fibra di carbonio di 2 mm di spessore (Fig. 2.5) che ha un basso coefficiente di assorbimento alle energie di interesse per l'esperimento. Il fascio collimato di raggi X che viene generato dalla coppia sorgente-collimatore viaggia all'interno di questa beam-line.

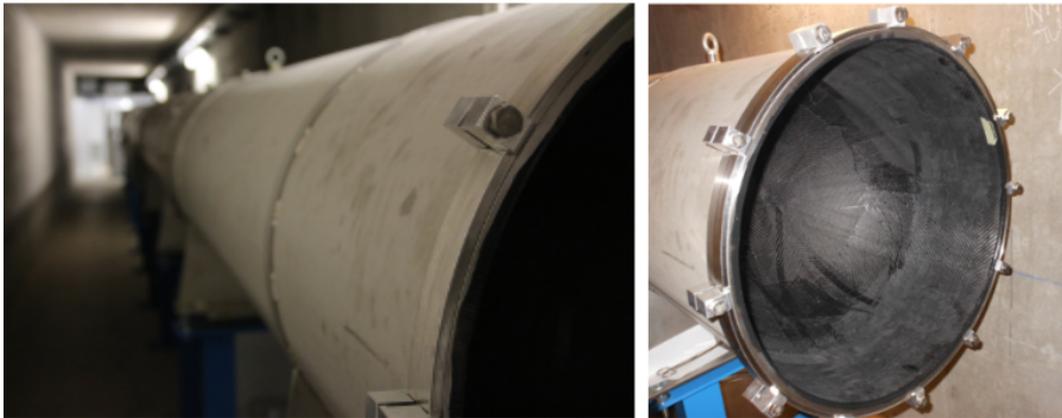


FIGURA 2.5: Cilindro in cui viaggia il fascio di raggi X e chiusura in fibra di carbonio.

2.1.2 Collimatore

A 23 m di distanza dalla sorgente si trova un collimatore montato anch'esso su carrello meccanico che ne consente il movimento nel piano y - z . Il collimatore è formato da quattro lame di Tungsteno motorizzate con spessore di 10 mm ciascuna ed è dotato di un'apertura regolabile, dalle dimensioni che variano da 0 mm a $25 \times 25 \text{ mm}^2$. Sull'apertura si trova una croce di Tungsteno di 0.3 mm di spessore, da utilizzare per la centratura del fascio sul centro del cristallo. Oltre alle traslazioni nel piano y - z il collimatore può essere ruotato attorno agli assi x , y e z . In Fig. 2.6 è mostrato il collimatore utilizzato nell'esperimento.

Per la realizzazione della lente di Laue, il collimatore deve muoversi in modo sincrono con la sorgente di raggi X lungo le direzioni y - z per riuscire a simulare i raggi provenienti da una sorgente posta all'infinito. In questo modo, si ottiene un fascio che è sempre parallelo a se stesso e all'asse della lente, e che incide con la stessa direzione su ogni cristallo durante la fase di assemblaggio della lente. Oltre a rendere il fascio parallelo, il collimatore ha il compito di schermare i raggi non collimati che arrivano dalla sorgente. Questo è possibile grazie ad un pannello di piombo di $200 \times 200 \text{ mm}^2$ di superficie. Al centro del pannello si trova una finestra di apertura $30 \times 30 \text{ mm}^2$ e in corrispondenza a questa finestra si trova posizionata l'apertura regolabile.

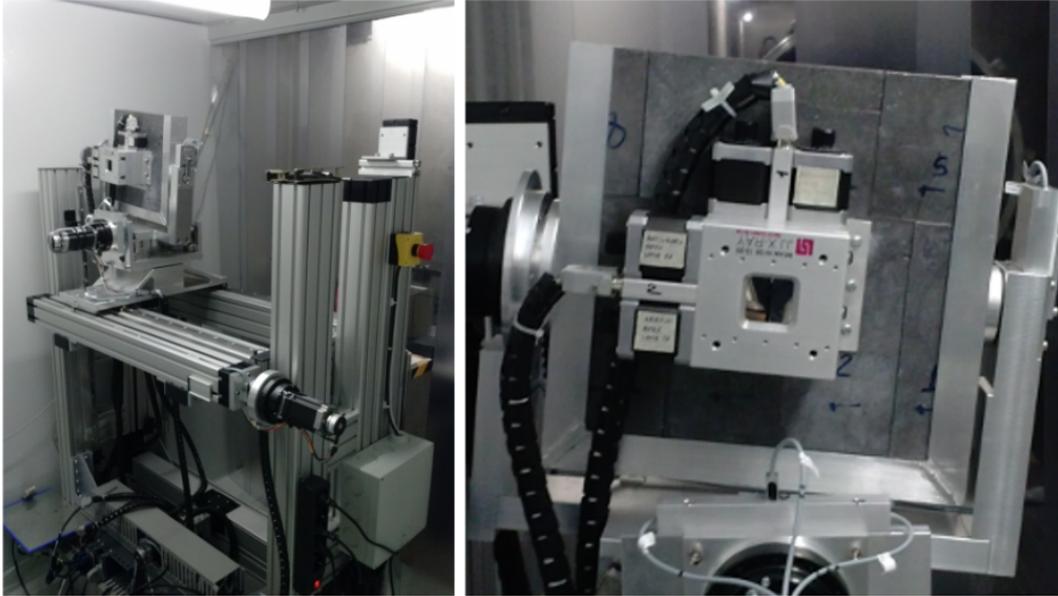


FIGURA 2.6: Collimatore usato nella camera bianca del tunnel del LARIX. A sinistra il collimatore è montato sul carrello, a destra un dettaglio della lame in tungsteno motorizzate.

2.1.3 Supporto della lente

Ad un metro di distanza dal collimatore viene fissato il supporto sul quale vengono assemblati i cristalli della lente di Laue. In base alla banda di energia e alla focale della lente che si vuole costruire, i raggi interno ed esterno della lente di Laue hanno valori incompatibili con le dimensioni della camera di assemblaggio. Per poter, quindi, per costruire una lente di Laue intera si è deciso di ricorrere ad un sistema di assemblaggio modulare (si veda Fig. 2.7).



FIGURA 2.7: Rendering della lente costruita tramite assemblaggio modulare.

Questo consiste nel creare una porzione di lente e poi assemblare successivamente tutti i moduli al fine di avere una lente completa. L'obiettivo del progetto Laue è, quindi, quello di dimostrare la fattibilità dell'assemblaggio di una porzione di lente detta petalo. Inizialmente si è scelto un petalo costituito da fogli di fibra di carbonio dello spessore di 2 mm. Il petalo ha forma trapezoidale e rappresenta una

frazione di lente completa formata da 20 petali. L'assemblaggio dei cristalli sul petalo avviene iniettando della colla attraverso dei fori che sono praticati sul petalo, uno per ogni cristallo. Tuttavia in base al tipo di adesivo utilizzato per l'incollaggio dei cristalli, diversi materiali sono stati testati per essere utilizzati come supporto. Recentemente un supporto trasparente è stato testato per l'impiego di una colla a mono-componente ad indurimento con luce UV, che ha dato risultati preliminari promettenti.

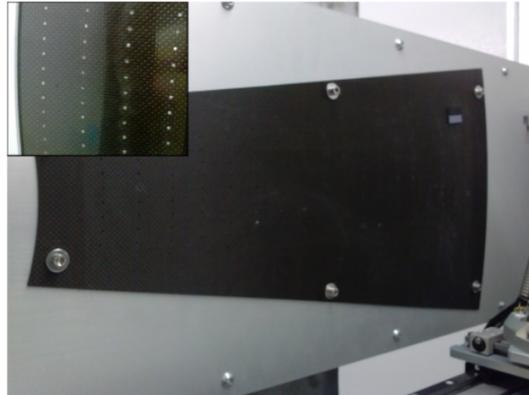


FIGURA 2.8: Supporto della lente in fibra di carbonio e dettaglio dei fori attraverso i quali viene iniettata la colla per incollare i cristalli.

2.1.4 Esapode

Per un corretto posizionamento e allineamento di ogni singolo cristallo sul petalo della lente viene utilizzato un esapode, dotato di un sistema di aggancio per i cristalli appositamente progettato (vedi Fig. 2.9). L'esapode può fornire tutti movimenti di traslazione e rotazione al cristallo che viene alloggiato all'interno del supporto solidale all'esapode stesso, detto porta-cristallo. Le traslazioni hanno un'accuratezza dell'ordine del centesimo di mm mentre le rotazioni avvengono con una risoluzione dell'ordine di 3-4 secondi d'arco. L'esapode permette un range di traslazioni di ~ 100 mm ed un intervallo angolare di $\pm 9^\circ$ che è l'intervallo angolare richiesto per l'assemblaggio dei cristalli sul petalo descritto in precedenza.

Tale esapode viene posizionato tra il collimatore e il petalo della lente e viene fissato ad un carrello mobile che può compiere spostamenti sul piano y - z parallelo al petalo. Per mezzo dell'esapode il cristallo può ruotare attorno agli assi x - y - z del sistema di riferimento del laboratorio. L'esapode può essere comandato localmente e da console remota tramite interfaccia ethernet. Le rotazioni attorno ai tre assi θ_x , θ_y e θ_z , sono indicate nell'interfaccia di gestione (vedi Fig. 2.10) con gli angoli U, V e W, rispettivamente.

Grazie all'interfaccia di gestione è possibile gestire e visualizzare tutte e sei i gradi di libertà che l'esapode può imprimere al cristallo. L'esapode permette il movimento del cristallo secondo due diversi sistemi di riferimento. Il primo (*tool coordinate system*, TCS - Fig. 2.10 pannello superiore) ha l'origine coincidente con il centro del cristallo da posizionare e gli assi sono solidali al cristallo. In tale sistema di riferimento l'origine si sposta nello spazio, dipendentemente dai movimenti impressi dall'esapode ma gli assi rimangono sempre paralleli agli assi principali del cristallo. Il secondo sistema di riferimento è chiamato *work coordinate system*, WCS. Anche in questo sistema di riferimento l'origine è definita al centro del cristallo da

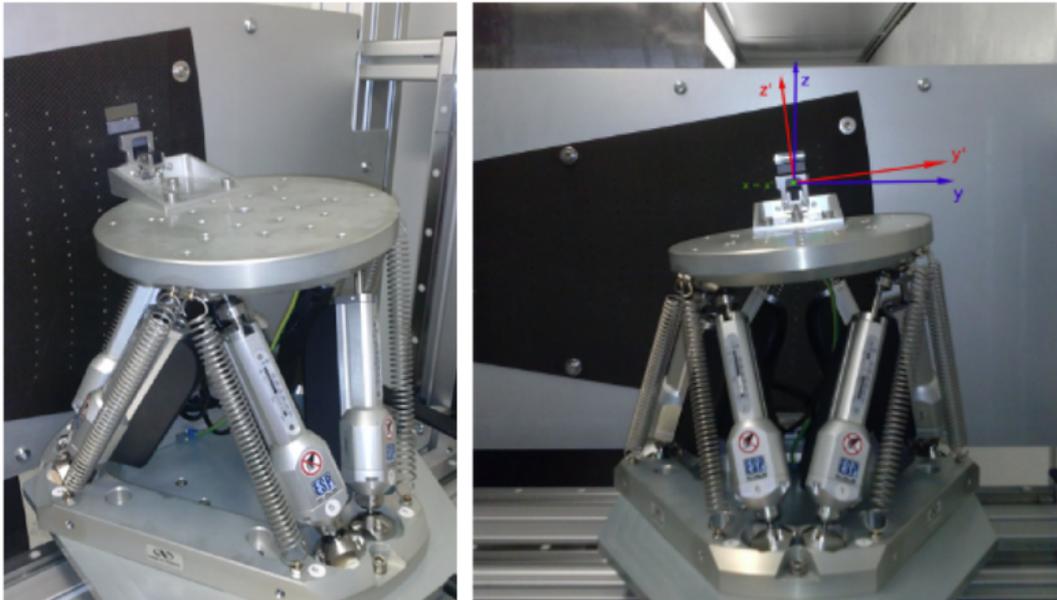


FIGURA 2.9: Immagini dell'esapode HXP utilizzato per l'allineamento dei cristalli dentro il laboratorio LARIX.

Work Coordinate System					
Absolute Position	Coordinate	Absolute move 1	Absolute move 2	Incremental move	
<input type="text" value="2e-06"/>	HEXAPOD.X	<input type="text" value="0"/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/>	<input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
<input type="text" value="-6e-06"/>	HEXAPOD.Y	<input type="text" value="0"/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/>	<input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
<input type="text" value="3e-06"/>	HEXAPOD.Z	<input type="text" value="0"/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/>	<input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
<input type="text" value="0.48998"/>	HEXAPOD.U	<input type="text" value="0"/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value="0.49"/>	<input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
<input type="text" value="-0.004277"/>	HEXAPOD.V	<input type="text" value="0"/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/>	<input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
<input type="text" value="0.719979"/>	HEXAPOD.W	<input type="text" value="0.5"/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value="0.22"/>	<input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
Group state 12	<input type="button" value="Disable"/>	<input type="button" value="Go"/>	<input type="button" value="Go"/>	<input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>	

Tool Coordinate System		
Absolute Position	Coordinate	Incremental move
<input type="text" value="2e-06"/>	HEXAPOD.X	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
<input type="text" value="-6e-06"/>	HEXAPOD.Y	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
<input type="text" value="3e-06"/>	HEXAPOD.Z	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
<input type="text" value="0.48998"/>	HEXAPOD.U	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
<input type="text" value="-0.004277"/>	HEXAPOD.V	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
<input type="text" value="0.719979"/>	HEXAPOD.W	<input type="text" value=""/> <input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>
Group state 12	<input type="button" value="Disable"/>	<input type="button" value="←"/> <input type="button" value="→"/>

FIGURA 2.10: Interfaccia software di gestione dei movimenti dell'esapode per i due diversi sistemi di riferimento TCS e WCS.

posizionare. A differenza del sistema TCS però nel sistema WCS sia l'origine sia gli assi di riferimento rimangono fissi paralleli al sistema di riferimento solidale al laboratorio. La posizione in cui le coordinate valgono $(0,0,0,0,0,0)$ corrisponde alla sovrapposizione dei due sistemi di riferimento, detta anche posizione di riposo (vedi Fig. 2.11).

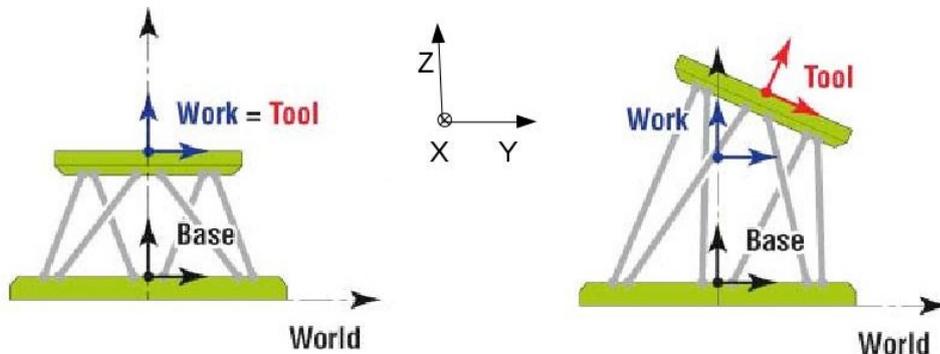


FIGURA 2.11: Schema dell'esapode in posizione di riposo (sinistra) e in una generica posizione (destra). Sono anche indicati i due sistemi di riferimento TCS e WCS e le loro posizioni relative.

2.1.5 Rivelatori di piano focale

Per soddisfare i requisiti del progetto Laue, riportati nelle Tab. 2.1 e 2.2, sono stati integrati nel laboratorio LARIX due rivelatori per il piano focale. Il primo è un rivelatore per immagini (flat Panel della Perkin Elmer), di dimensioni $20 \times 20 \text{ cm}^2$, costituito da 1024×1024 pixels e dotato di ottima risoluzione spaziale poiché il pitch è di $200 \mu\text{m}$. Il range d'energia nominale dell'imager è $40 \text{ keV} \div 15 \text{ MeV}$. Il sensore è costituito da una superficie di materiale scintillante di ioduro di cesio (CsI(Tl)), spesso 0.8 mm , che quando viene colpito dalla radiazione converte i raggi X in luce visibile. Lo scintillatore è direttamente depositato su una matrice di fotodiodi di silicio che generano un segnale elettrico proporzionale alla quantità di luce prodotta dalla porzione di materiale scintillante che si trova davanti al pixel. Il segnale dal fotodiodo viene poi amplificato e trasferito all'elettronica di lettura. Il tempo di acquisizione impostato per l'imager è di 2 secondi ma può essere modificato grazie ad un trigger esterno che è stato implementato tramite codice LabView[®]. Nella Tab. 2.3 sono riportate le specifiche del rivelatore e nella Fig. 2.12 è mostrata l'efficienza totale in funzione dell'energia, per differenti spessori di ioduro di Cesio.

Energy range (keV)	80 ÷ 300
Spatial resolution (μm)	< 300
Active area (cm^2)	20×20
Detection efficiency	10% a 300 keV
Sensitivity	Alta

TABELLA 2.1: Requisiti del rivelatore sensibile alla posizione, imager.

Energy range (keV)	80-300
errore sulla determinazione in energia	160 eV (0.2%) a 80 keV
Diameter (mm)	40
Detection efficiency	50% at 300 keV

TABELLA 2.2: Requisiti del rivelatore per spettroscopia HPGe.

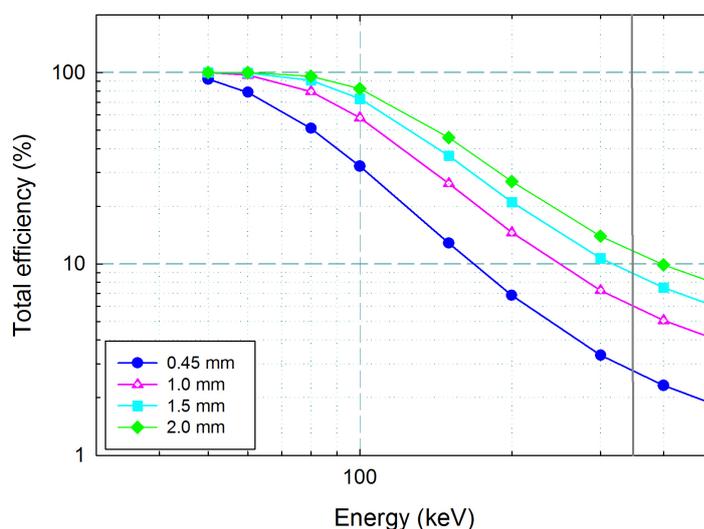


FIGURA 2.12: Efficienza totale dello scintillatore CsI in funzione dell'energia calcolata a differenti spessori.

Il secondo rivelatore di piano focale è uno spettrometro al germanio (HPGe, High Purity Germanium) di risoluzione spettrale di 537 eV @ 122 keV. Lo spettrometro è un P-Type High-Purity Germanium e ha un range di energia nominale 3 keV ÷ 1 MeV. Il diametro attivo del cristallo di germanio è di 25 mm e ha uno spessore di 13 mm, risultando in un'area di raccolta di 325 mm². In Tab. 2.4 sono riassunte alcune specifiche che soddisfano i requisiti richiesti. Il rivelatore è raffreddato ad azoto liquido (77 K) tramite un dewar posizionato posteriormente. La finestra di uscita è in berillio di spessore 0.254 mm. L'efficienza totale per differenti spessori di Ge è riportata nella Fig. 2.13 mentre in Fig. 2.15 sono mostrati i due rivelatori posti nel piano focale della lente di Laue.

Range Energia	40 keV ÷ 15 MeV
Risoluzione spaziale	200 μ m
Area attiva	20.48 × 20.48 (cm ²)
Num. pixel attivi	1000 × 1000

TABELLA 2.3: Parametri principali del flat panel selezionato come imager per il progetto LAUE.

Le prestazioni di questo rivelatore sono particolarmente buone poiché la catena elettronica di lettura non è quella standard, costituita da un amplificatore formatore, ADC e MCA, ma da un Digital Gamma-Ray Spectrometer (DSPEC-LF della

Range Energetico di operazione	3 keV ÷ 1 MeV
Risoluzione Energetica @ 122 keV	0.4%
Materiale semiconduttore	P-type High-Purity Germanium
Capacità dewar	3 l
Spessore finestra di Be (mm)	0.254

TABELLA 2.4: Tabella riassuntiva delle caratteristiche dello spettrometro HPGe utilizzato nelle misure.

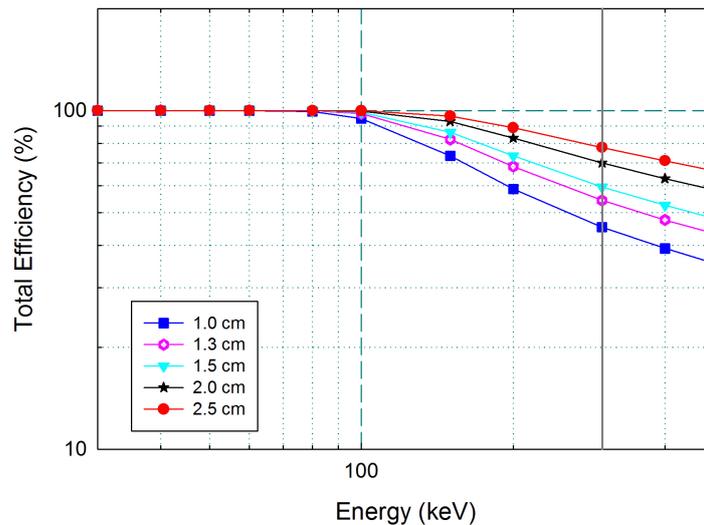


FIGURA 2.13: Efficienza totale del germanio in funzione dell'energia calcolata a differenti spessori.

ORTEC) mostrato nella Fig. 2.14, che include uno shaping amplifier and the Analogue Digital Converter. Le sue peculiarità sono quelle di combinare alla piccola dimensione, le ultime innovazioni nell'analisi dei segnali e nei filtri, ad un sistema alta velocità per il trasferimento di dati via USB. Un altro elemento importante è l'ORTEC Detector Interface Module (DIM-NEGGE) per connettere il DSPEC-LF e il rivelatore con un unico singolo cavo. Il DIM provvede al voltaggio (negativo) di bias vicino al rivelatore così che solo il segnale e una bassa potenza siano trasportati nel cavo.

Il sistema di rivelazione è equipaggiato con un elemento sensibile alla temperatura racchiuso in vuoto criogenico per far sì che il power supply dell'Hardware sia automaticamente spento all'aumento eccessivo della temperatura.

L'imager è lo strumento principale durante le procedure di allineamento della facility e per il corretto posizionamento dei cristalli. Una volta determinata la posizione dell'immagine di diffrazione sull'imager, lo spettrometro viene utilizzato come detector di controllo per verificare la correttezza anche del valore dell'energia diffratta.

Lo spettrometro è il rivelatore che si usa nella fase di determinazione della curvatura dei campioni. I due strumenti sono posizionati su un carrello motorizzato e possono essere traslati nel piano y - z come gli elementi della catena con un incertezza di 0.01 mm. Il carrello, può inoltre essere spostato avanti e indietro lungo l'asse x da una distanza minima di 8 m dal supporto della lente fino ad una distanza

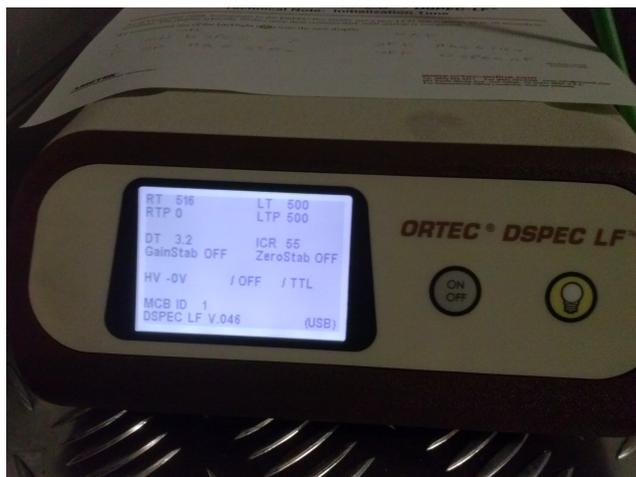


FIGURA 2.14: L'elettronica DSPEC-LF impiegata nel progetto Laue.

massima di 23 m ($\Delta l \sim 15$ m). Questo movimento non è motorizzato e viene fatto quando necessario, manualmente.



FIGURA 2.15: I due rivelatori utilizzati nel progetto LAUE: in alto lo spettrometro HPGe e in basso l'imager.

Infine, nella Fig. 2.16 viene riportato uno spettro acquisito durante la fase di calibrazione del rivelatore con una sorgente radioattiva di ^{241}Am impostando i parametri del DSPEC-LF riportati in Tab. 2.5.

Guadagno	1
Rise time	$12 \mu\text{s}$
Live Time	300 s
Conversion gain	2048

TABELLA 2.5: Dati relativi al Digital Gamma-Ray Spectrometer (DSPEC-LF della ORTEC).

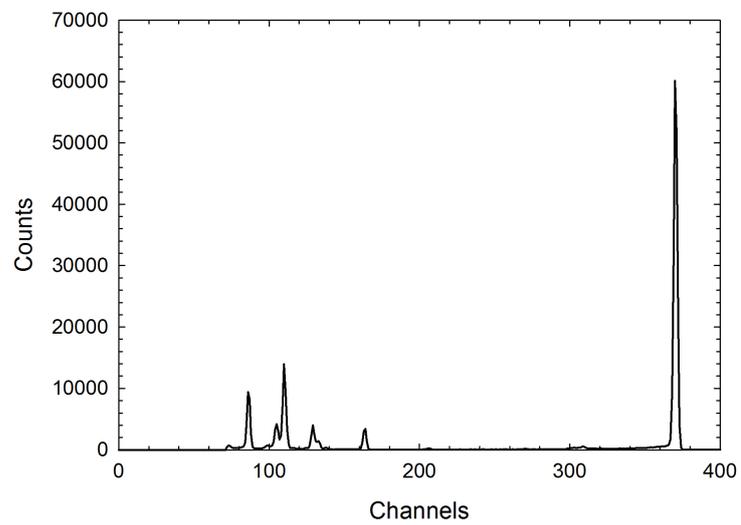


FIGURA 2.16: Spettro della sorgente radioattiva di ^{241}Am acquisito per calibrare il rivelatore HPGe.

2.1.6 Software di controllo

Ogni sotto sistema menzionato in precedenza è dotato di attuatori di movimento sia lineari che di rotazione. Ne diamo un breve riassunto qui sotto.

- ◇ **Sorgente raggi X:** traslazioni su y e z , rotazioni R_y e R_z .
- ◇ **Collimatore:** traslazioni su y e z , rotazioni R_x, R_y e R_z .
- ◇ **Carrello Esapode:** traslazioni su y e z .
- ◇ **Esapode:** 6 gradi di libertà (traslazioni su x eseguibili manualmente).
- ◇ **Rivelatori:** traslazioni su y e z , rotazioni R_x, R_y e R_z .

L'intero sottoinsieme di carrelli è pensato per esser controllato in maniera remota dalla stanza di controllo. Per la gestione di tutti i sotto sistemi è stato sviluppato un appropriato codice in LabVIEW®. Il front-end della gestione del controllo remoto è mostrata in Fig. 2.17(*sinistra*). Durante le procedure di assemblaggio, una selezione degli indicatori luminosi del cristallo da posizionare nella corrispondente posizione sulla lente fa in modo che il fascio di raggi X (carrello della sorgente e del collimatore) e il porta cristalli dell'esapode si muovano automaticamente nella posizione desiderata. Il controllo dell'esapode non è invece implementato nel codice LabVIEW® ma viene ottenuto sfruttando il software dedicato (si veda Fig. 2.17(*destra*)).

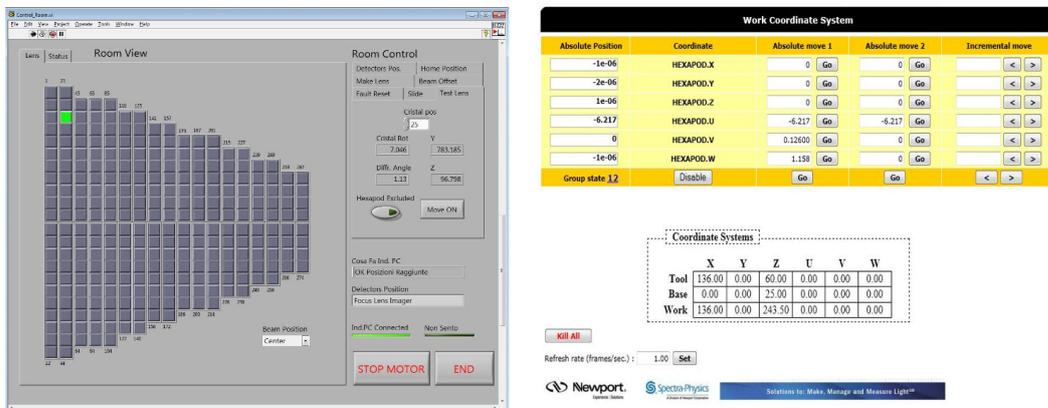


FIGURA 2.17: *Sinistra* Front-end del software di gestione LabVIEW® per il controllo in remoto. *Destra* software dedicato per il controllo di movimento dell'esapode.

2.1.7 Selezione dei cristalli

I cristalli per la costruzione del prototipo di lente sono stati forniti dai due partners del progetto: la Sensor Semiconductor Laboratory (LSS) dell'università di Ferrara e il CNR/IMEM di Parma. Il laboratorio LSS ha partecipato al progetto con dei cristalli curvi di Germanio (111) mentre l'IMEM con dei cristalli di Arseniuro di Gallio, GaAs (220). La curvatura della tessera di Ge (111) è ottenuta tramite indentazioni [Buffagni et al., 2013, Bellucci et al., 2011] mentre le tessere cristalline di GaAs (220) sono state incurvate tramite lappatura della superficie [Ferrari et al., 2012, Buffagni et al., 2012].

Per entrambe le tipologie può essere ottenuta un'eccellente forma sferica o cilindrica di raggio desiderato. Nel progetto per la realizzazione di un petalo sono stati presi in considerazione entrambi i materiali poiché il GaAs è limitato ad energie maggiori. Nel prototipo presentato, e costruito in questo lavoro di tesi, sono stati utilizzati esclusivamente 20 tessere cristalline di GaAs (220). In Fig. 2.18 vengono mostrati i due tipi di tessere cristalline.

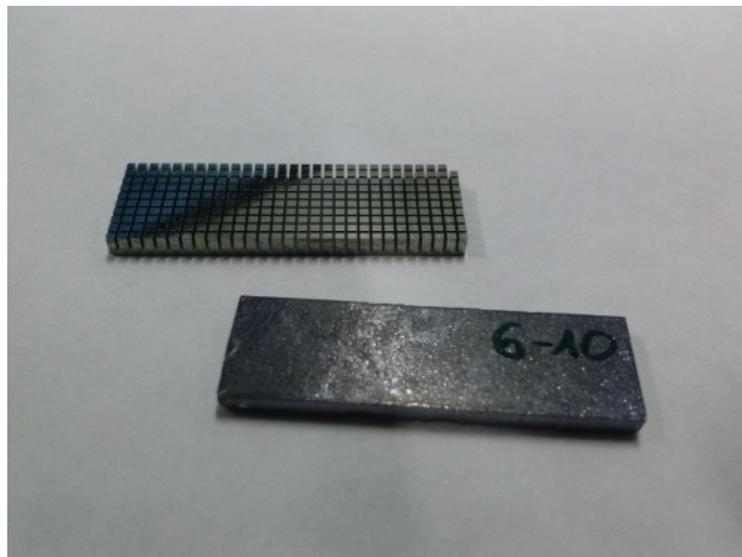


FIGURA 2.18: Esempio di due tessere cristalline: *In alto* Ge (111) con le indentazioni, *in basso* GaAs (220) con la superficie curvata tramite lappatura.

Capitolo 3

Simulazioni Monte Carlo

In questo capitolo viene descritto il software che è stato realizzato dal team del progetto Laue e dedicato alla simulazione di lenti di Laue. Questo software viene utilizzato per simulare il comportamento di una lente di Laue e per determinare le sue prestazioni. Il codice può essere impiegato sia per simulare un'intera lente fatta di cristalli piatti sia per elementi cristallini curvi. Il codice è scritto in PythonTM e usa delle librerie le cui funzioni interagiscono fra loro per descrivere tutti i sottosistemi di cui una lente di Laue è composta. Queste simulazioni Monte Carlo ci permettono, in una fase preliminare, di testare quale sia il modo migliore di posizionare i cristalli a disposizione, con i quali verrà creato il prototipo e successivamente il modello di lente di Laue. In una seconda fase il software viene impiegato per ottimizzare i parametri della lente e per simulare il comportamento di una lente in condizioni spaziali non banali, quali per esempio l'osservazione di una sorgente fuori asse. Il software di simulazione è quindi molto utile perché ci permette di determinare ancora prima di essere realizzata le prestazioni di una lente, da confrontare con i test sperimentali.

3.1 Software e Laue Lens Library (LLL)

Tutte le simulazioni presentate in questo lavoro sono state effettuate con un insieme di librerie chiamate LLL (Laue Lens Library), un software sviluppato dal team del progetto Laue (Fig. 3.1). Con questo codice, scritto in PythonTM, siamo in grado di simulare il comportamento collettivo di un grande numero di cristalli assemblati in configurazione di trasmissione per la costruzione di una lente di Laue. L'intero processo, dalla generazione dei fotoni all'acquisizione per mezzo di un rivelatore ideale spettro-imager, è stato implementato.

Il software è stato sviluppato per ottenere una descrizione completa delle proprietà di una lente di Laue che può essere costituita di cristalli a mosaico o cristalli perfetti, sia con tessere curve o piatte. Le tessere cristalline possono essere disposte secondo anelli concentrici o seguendo una geometria a spirale. La lente può avere un profilo sferico o piatto, e la sorgente di radiazione può essere posta ad una distanza infinita dalla lente (caso astrofisico) oppure posta a distanza finita dalla lente. In questo secondo caso vengono simulate le condizioni di laboratorio in cui gli effetti della divergenza della radiazione che investe la lente non possono essere trascurati.

Anche alcuni effetti di imperfezione tecnologica sono stati implementati nel codice. I cristalli possono essere simulati con una curvatura ideale (cioè quella nominalmente richiesta dal progetto) oppure possono avere raggi di curvatura diversi fra loro, con una distribuzione dei raggi di curvatura che segue una distribuzione uniforme o gaussiana, con fwhm modificabile. I cristalli inoltre possono essere considerati perfettamente posizionati sul proprio supporto, o al contrario, essere affetti da un disallineamento che può essere gestito dall'utente.

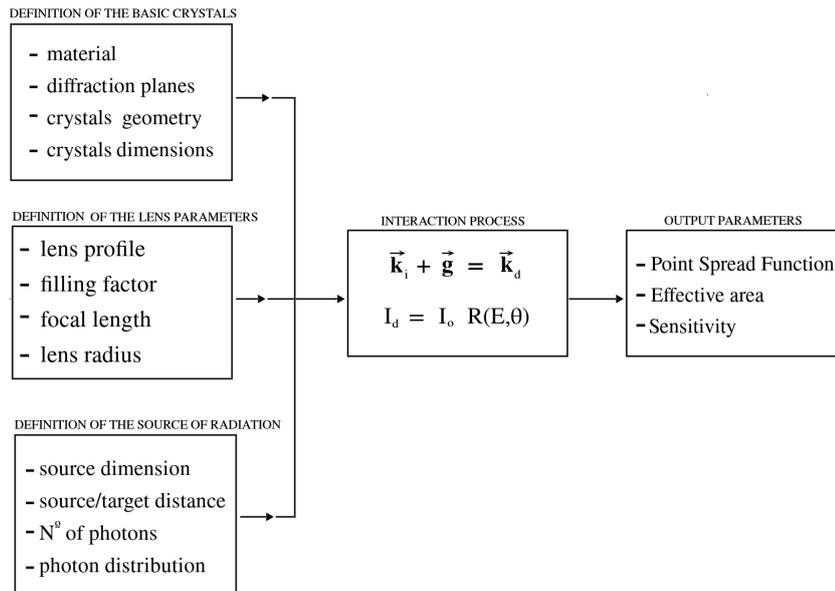


FIGURA 3.1: Diagramma a blocchi esemplificativo del funzionamento del software Monte Carlo per lenti di Laue (LLL).

Tramite una interfaccia l'utente determina le proprietà dei cristalli, della geometria della lente e della sorgente di radiazione. Tutti questi parametri di ingresso vengono gestiti dal ray-tracer che agisce attraverso le leggi di diffrazione, e attraverso la stima dell'efficienza di diffrazione per ciascun cristallo. In uscita il software fornisce la distribuzione spaziale dei fotoni diffratti, l'area efficace della lente e la sensibilità del telescopio basato sulla lente di Laue.

Il numero totale di fotoni da generare N_{ph} viene fornito dall'utente (tipicamente 10^5 - 10^6 fotoni). Il numero totale di fotoni viene suddiviso per il numero totale di cristalli N_c cosicché a ciascun cristallo competerà un numero di fotoni pari a $n_{ph\ c} = N_{ph}/N_c$. Al fotone viene associato un vettore posizione che ha come coordinate quelle di un punto generato casualmente sulla superficie del cristallo i -esimo. Ad ogni fotone viene associata un'energia definita nell'intervallo di energia al quale il cristallo lavora. A ciascun cristallo è associata una posizione e quindi una banda passante che è una frazione della banda passante nominale dell'intera lente (E_{min} , E_{max}). La distribuzione dei fotoni segue una distribuzione a legge di potenza con un indice di fotoni fissato (di default è la Crab nebula $f(E) \propto N \times E^{-\Gamma}$ con $N = 9.7$ e $\Gamma = 2.1$). Analizziamo di seguito le librerie che costituiscono il software e le loro principali funzioni.

3.1.1 Libreria CONSTANTS

Nella libreria delle costanti sono incluse tutte le costanti fisiche, i fattori di conversione e le proprietà dei cristalli (numero atomico, densità, parametri di reticolo, volumi delle celle, massa atomica). Nella libreria sono anche definiti i *fattori di forma* e *fattori di struttura*. Gli elementi cristallini annoverati nella classe sono i più comuni elementi monoatomici per i processi di diffrazione come Alluminio, Rame, Germanio, Molibdeno, Oro, Piombo e alcuni elementi bi-componente come Arseniuro di Gallio (GaAs), Arseniuro di Indio (InAs), Telluriuro di Cadmio (CdTe).

3.1.2 Libreria SOURCE

Nella classe sorgente all'interno di questa libreria, sono definiti i fotoni e le loro proprietà. Ogni fotone viene definito da una serie di variabili come le tre coordinate per identificare la sua posizione e il vettore d'onda k che ne indica la direzione. Al fotone viene associata una energia E che, come detto in precedenza è in relazione al cristallo sul quale in fotone incide. La flessibilità del software permette di distinguere fra le due realtà di simulazione di sorgente astrofisica puntiforme (quindi non affetta da divergenza) o quella di sorgente di laboratorio in cui sia la distanza della sorgente dal bersaglio è definita, sia la dimensione della sorgente può essere considerata puntiforme o estesa. Nel caso in cui la sorgente venga considerata estesa e la distanza fra sorgente e cristalli sia non infinita, ciascun fotone avrà il proprio vettore d'onda k dipendentemente dal punto nel quale viene prodotto e dalla posizione alla quale il cristallo arriva sulla lente per subire il processo di diffrazione.

3.1.3 Libreria LENSES

Nella classe Lenses sono state implementate diverse configurazioni geometriche che sono utili sia per la simulazione completa di una lente, sia per la simulazione di una frazione di lente che può essere confrontata con i risultati di laboratorio. Le possibili geometrie sono:

- ◇ *Single crystal*: funzione in grado di simulare una lente formata da un singolo cristallo.
- ◇ *Ring*: corona circolare formata da un anello di cristalli.
- ◇ *Rings*: corona circolare formata da più anelli concentrici ciascuno dei quali è costituito da un certo numero di cristalli. Anelli più interni saranno costituiti da un minor numero di cristalli mentre anelli più esterni avranno a disposizione un area maggiore da ricoprire con cristalli di eguale area.
- ◇ *Spiral*: Serie di cristalli disposti in forma di spirale di Archimede.
- ◇ *Sector*: settore circolare di lente definito dal numero di anelli e dagli angoli di apertura minimo e massimo.

La geometria **Crystal** è banalmente quella che prevede la presenza di un solo cristallo. Essa permette di studiare gli effetti del singolo cristallo come l'efficienza di diffrazione di una singola tessera, la sua immagine di diffrazione necessaria per determinare la distribuzione spaziale dei fotoni prodotta da una singola tessera. È una geometria utile quando si vogliono confrontare i risultati del simulatore Monte Carlo con i test sperimentali e permette di validare il buon funzionamento del Monte Carlo. La geometria **Ring** prevede una serie di cristalli posizionati ad anello. Il singolo anello è dedicato ad una banda energetica stretta e la geometria ad anello è utile quando si vuole studiare il comportamento di una lente di Laue in dipendenza dall'energia. In tal caso per variare l'energia diffratta dalla lente è sufficiente variare il raggio dell'anello. La geometria **Rings** è invece costituita da una serie di anelli concentrici. In questo caso l'intera lente viene simulata nella banda di lavoro definita dai due raggi interno ed esterno della lente. Un parametro di estrema importanza nella classe **Rings** è la distanza fra i cristalli definita dai parametri bordo radiale (radial frame, f_r) e bordo tangenziale (tangential frame, f_t) che

consistono nella distanza radiale fra due cristalli consecutivi (appartenenti quindi a due anelli differenti) e nella distanza tangenziale fra loro (relativa quindi a due cristalli consecutivi appartenenti allo stesso anello). In base all'entità di questi due parametri viene definito il cosiddetto filling factor (fattore di riempimento) di una lente che è dato dal rapporto fra l'intera area coperta dalla lente e dall'effettiva area coperta dai cristalli. È evidente che il filling factor rappresenta il grado di riempimento della superficie della lente con il materiale sensibile alla diffrazione ed è un numero puro inferiore a 1 (il caso ideale di riempimento completo della superficie di raccolta è dato dall'unità). Nella geometria **Spiral** i cristalli anziché essere posizionati su anelli concentrici sono sistemati secondo una geometria a spirale di Archimede per cui ciascun cristallo viene posto a distanza radiale r che cresce in modo continuo secondo la legge $r(\theta) = a + b \times \theta$. Per ciascuna delle classi non banali (in cui cioè è presente un numero non unitario di cristalli) è possibile definire un angolo minimo e massimo di apertura angolare, creando quindi un settore di lente definito dalla geometria **Sector**. Il progetto LAUE, ad esempio, prevede la costruzione di una frazione di lente costituita da 18 anelli concentrici, con apertura angolare di 18 gradi. La classe **Sector** è quindi stata impiegata per definire le coordinate di ciascun cristallo e per simulare le performance della frazione di lente descritta.

3.1.4 Libreria CRYSTAL

Una libreria è dedicata alla descrizione delle proprietà fisiche e cristallografiche dei singoli cristalli che compongono la lente. Nella classe CRISTALLI sono definite le proprietà dei materiali impiegati in cristallografia come ad esempio il tipo di reticolo per ciascun materiale. Sono inoltre definite le proprietà fisiche di ogni singolo cristallo usato nella lente come le dimensioni fisiche di ogni tessera, gli indici di Miller che definiscono i piani usati per la diffrazione, la mosaicità e le dimensioni dei microcristalli (nel caso in cui si tratti con cristalli a mosaico¹). In questa libreria vengono definiti gli angoli di diffrazione, l'energia alle quali il generico cristallo in uso si trova in condizione di diffrazione e la sua banda energetica di lavoro, sia nel caso di cristalli curvi che nel caso di cristalli piatti. Contestualmente, viene calcolata l'efficienza del singolo cristallo che è una funzione dell'angolo di diffrazione e dell'energia diffratta, sia per cristalli perfetti che per cristalli a mosaico, in entrambe le condizioni di tessera piatta o curva.

3.1.5 Libreria DETECTOR

Il processo di diffrazione agisce sui singoli fotoni modificandone il vettore d'onda k e quindi di fatto la direzione di propagazione. Inoltre, ciascun fotone è in realtà trattato come un'entità di intensità unitaria, che viene modificata dal processo di diffrazione in modo tale che il parametro di intensità viene ridotto dall'efficienza di diffrazione per quel particolare cristallo a quella particolare energia. Il flusso di fotoni in uscita dall'ottica dev'essere quindi registrato per determinare in primo luogo la distribuzione spaziale dei fotoni ad una certa distanza dalla lente (tipicamente nel fuoco della lente di Laue). Per fare questo, nel software viene simulato un detector ideale (con efficienza unitaria) che ha capacità di imaging, le cui dimensioni possono essere adattate alla particolare applicazione, con la capacità di fornire

¹Si faccia riferimento a quanto detto nel Cap. 1, Sez. 1.5.1

anche una risposta in termini di energia dello spettro della radiazione. Le dimensioni del detector $n \times m$ possono essere modificate dall'utente così come anche le dimensioni in entrambe le direzioni del singolo pixel (chiamato pitch).

Il detector può essere posizionato ad una distanza arbitraria dalla lente, lungo la direzione di propagazione della radiazione e può essere quindi posizionato nella coordinata del fuoco della lente (alla distanza focale) o ad una distanza diversa. La posizione nel piano y - z del detector può essere definita dall'utente o essere lasciata al software che posiziona in modo automatico il detector nel piano centrando il detector nella posizione di baricentro delle immagini diffratte dai cristalli. Quest'ultima possibilità è utile nel caso in cui il detector venga posto ad una distanza diversa dalla lunghezza focale e soprattutto nel caso in cui la lente sia costituita da un petalo di cristalli e non da un anello o da un insieme di anelli, poiché nel primo caso non vi è più simmetria nella posizione dei diffratti e quindi il baricentro risulterà traslato rispetto all'asse della lente. Lo stesso effetto di traslazione del baricentro dell'immagine si ha per sorgenti di radiazione poste fuori dall'asse ottico della lente (Fig. 3.2).

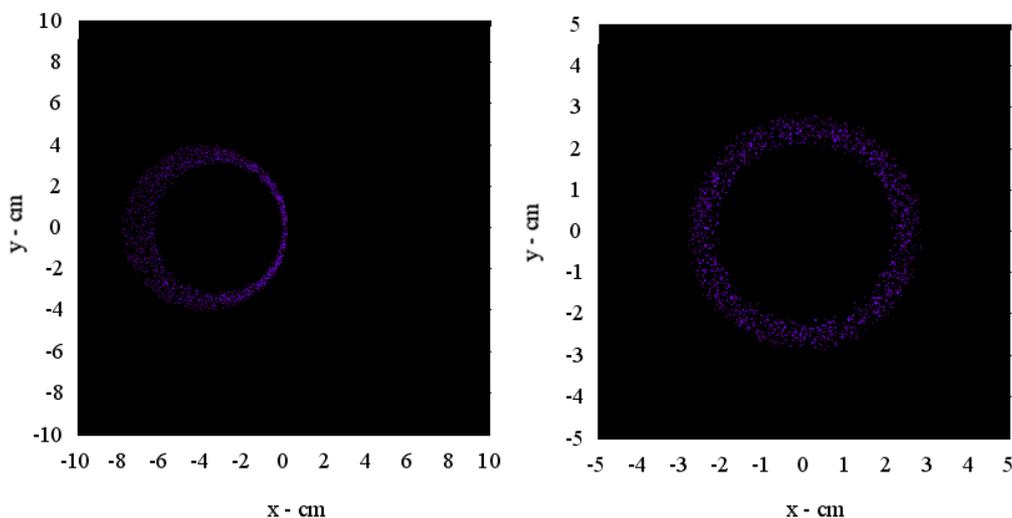


FIGURA 3.2: *Destra*: Immagine di diffrazione ottenuta con una lente di Laue con focale 20 metri formata da un anello di cristalli di dimensione $30 \times 10 \text{ mm}^2$. Il rivelatore è stato volutamente posto ad una distanza inferiore d rispetto al fuoco F della lente, cosicché i cristalli distribuiscono la radiazione diffratta su un anello che andrebbe via via restringendosi spostando il rivelatore dalla distanza $d < F$ fino a $d = F$. *Sinistra*: Se il rivelatore viene posto alla distanza $d < F$ e la sorgente viene posta fuori asse di una quantità non nulla anche l'immagine di diffrazione viene deformata e traslata di una quantità proporzionale all'angolo di fuori asse. In questo esempio il rivelatore è stato mantenuto nel piano y - z alla posizione originaria mentre se si fosse selezionata l'auto centratura del rivelatore, l'immagine di diffrazione sarebbe stata posizionata nel centro del rivelatore.

3.1.6 Intefaccia utente-calcolatore

Per comunicare le variabili al software, l'utente ha a disposizione una interfaccia nella quale deve introdurre i parametri che definiscono la lente di Laue. I parametri principali sono quelli indicati in Tab.3.1. In questo esempio la lente costituita da un solo settore angolare di ampiezza 3.72° e dedicata alla banda di energia 154.2 - 190.5 keV. La frazione di lente è costituita di Arseniuro di Gallio (GaAs) e i piani di diffrazione da impiegare sono i (2,2,0).

TABELLA 3.1: Parametri modificabili nella interfaccia utente per la generazione di una lente di Laue.

Geometry:	Sector
Profile:	spherical
Focal Length:	2000 cm
Source lens distance:	∞
Source Dimension:	0.0
Detector Lens distance:	20.0
Angular Sector (rad):	[0.0, 0.065]
Inner/Outer radius:	65/80 cm
Material :	GaAs
Energy range:	[154.2, 190.5] keV
Miller indices hkl:	(2,2,0)
d_{hkl} :	1.9988 Å
Cell volume:	180.6975 Å ³
Microcrystal size:	0.5 μm
Crystal tile size:	3 × 1 × 0.4 cm ³
Number of crystals:	1992
Filling factor:	0.7105
Number of rings:	5
Crystals volume:	2390.4 cm ³
Crystals weight:	12.4 kg
mosaicity (FWHM):	0.25 arcmin
Radial Frame width:	0.05 cm
Tangential Frame width:	0.05 cm
Curvature radius of each tile:	4000 cm

All'interno del software di simulazione è stato sviluppato anche un codice dedicato alla disposizione grafica dei cristalli sul petalo, dedicato cioè alla visualizzazione della disposizione delle tessere della lente nello spazio. In Fig. 3.3 (*Sinistra*) è disegnato il particolare di lente con le tessere indicate in rosso mentre a (*Destra*) è visualizzata l'intera lente con i 5 diversi anelli ciascuno dedicato alla propria particolare banda di energia.

Nella fase preliminare del progetto è stata simulata la risposta di un petalo di lente composto da 20 cristalli, 4 per ciascun anello. Questa configurazione ci permette di avere sufficiente statistica per ogni anello e di variare sufficientemente il range di energia di operazione dei cristalli.

Per questo tipo di geometria sono state inserite: E_{min} , E_{max} che selezionano automaticamente il numero di anelli del petalo simulato, i due angoli ϕ_{min} , ϕ_{max} che

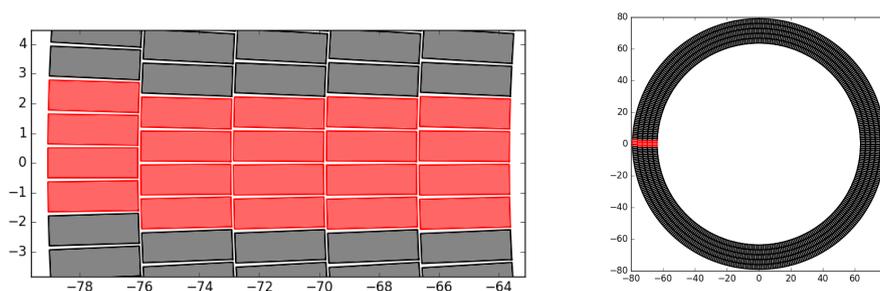


FIGURA 3.3: Disegno della configurazione simulata di un settore di lente (petalo) che si ottiene con le specifiche impostate nel software.

determinano la sezione di circonferenza, e dunque il numero di cristalli per ogni anello, infine il numero di fotoni generati dalla sorgente. Lo scopo di questa simulazione è quello di studiare il comportamento del petalo sia nella configurazione astrofisica (cioè nel caso in cui la sorgente di radiazione è posta all'infinito) sia nella situazione di laboratorio che è la situazione reale in cui il petalo sarà in fase di assemblaggio. L'effetto prodotto da una sorgente posta a distanza finita è stato già descritto nel Cap. 1. L'effetto più importante è quello descritto dall'Eq.1.29 per cui per una sorgente di radiazione posta ad una distanza $D = 26.5$ m come nella facility LARIX, la radiazione da parte di un cristallo con raggio di curvatura di 40 m focalizza alla distanza $F_D = 11.39$ m.

Simulazioni

Come detto, una sorgente posta a distanza infinita ($D \mapsto \infty$) presuppone cristalli che focalizzano alla distanza nominale pari a $R/2$ dove R è il raggio di curvatura dei cristalli, per cui il rivelatore deve essere posto al fuoco $F = 20$ m. In questa condizione tutti i cristalli focalizzano alla distanza $F = 20$ m e tutte le tessere focalizzano nello stesso punto del rivelatore. Infatti la Fig. 3.4 *sinistra* rappresenta la distribuzione dei fotoni nel piano $y-z$ del detector come sovrapposizione di tutti i cristalli appartenenti al petalo discusso. Per via del piccolo angolo sotteso dal petalo, le immagini diffratte sembrano sovrapporsi perfettamente ma in realtà ciascuna è leggermente ruotata rispetto alle altre dello stesso angolo al quale la tessera è orientata. Il risultato è quello di una immagine diffratta rettangolare solo leggermente allargata dalla descritta sovrapposizione delle immagini ruotate. L'effetto può essere reso molto più evidente aumentando l'angolo sotteso dal petalo. In Fig. 3.4 *destra* è stato simulato un petalo avente lo stesso range energetico del precedente ma avente un angolo sotteso maggiore $\phi_{max} = \pi/4$, ponendo la sorgente a distanza infinita e il detector nel fuoco della lente. Ovviamente in questa seconda configurazione poiché l'angolo sotteso dal petalo è molto maggiore del precedente anche il numero di cristalli sarà maggiore (circa 240 cristalli anziché 20) per cui abbiamo aumentato il numero di fotoni totali incidenti sulla lente per avere una statistica comparabile al caso precedente (da 10^4 a 2×10^6 fotoni).

La lente (o la frazione di lente appena descritta) ha il compito di osservare sorgenti celesti a distanza "quasi" infinita rispetto alle dimensioni della lente². Nelle condizioni di laboratorio (LARIX) la sorgente è situata ad una distanza di circa

²soltanto se la distanza fra sorgente e lente è ordini di grandezza maggiore delle dimensioni tipiche della lente si può parlare di sorgente non divergente. Questo è certamente vero nelle condizioni

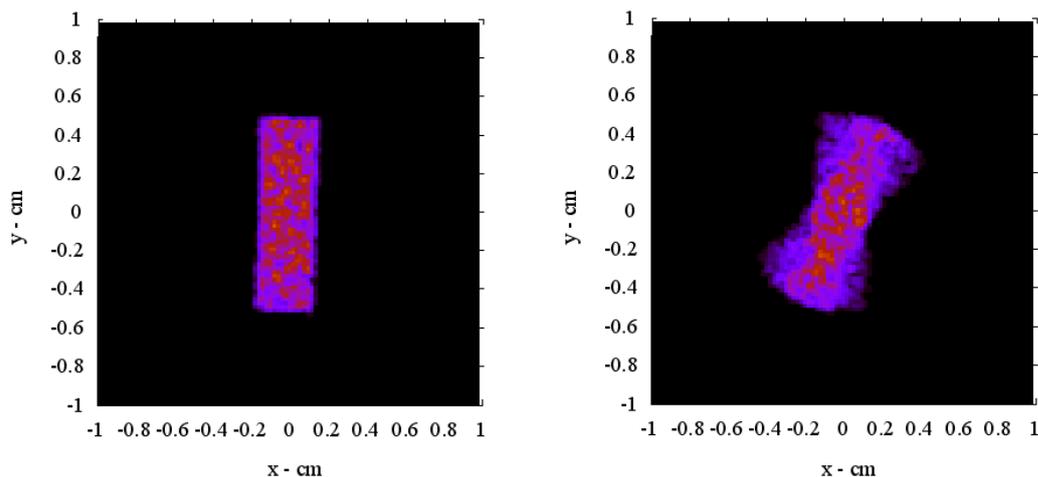


FIGURA 3.4: *Sinistra*: simulazione di immagine diffratta prodotta da un petalo di lente con apertura angolare di 0.065° costituito da 20 cristalli. *Destra*: simulazione di immagine diffratta prodotta da un petalo costituito da ~ 240 cristalli distribuiti in 5 anelli concentrici con un'apertura angolare di $\pi/4$. In entrambi i casi la sorgente è posta a distanza infinita dalla lente e il detector è posizionato alla distanza focale nominale $F = 20$ m.

26.5 m rispetto alla lente. Mentre il comportamento collettivo dei cristalli rimane quello di focalizzare alla distanza nominale di 20 m, ogni singolo cristallo focalizza come già precedentemente descritto ad una distanza inferiore che nel caso del laboratorio LARIX è di 11.39 m. Ciò che si osserva alla distanza di 11.39 m è una focalizzazione efficace di ciascun cristallo (la fwhm di ciascun diffratto è di 1.2-1.6 mm, confermato anche dalle misure sperimentali) ma una chiara non sovrapposizione fra i diversi diffratti per i motivi appena descritti. In particolare è evidente la separazione tra i diversi anelli del petalo, come si vede in Fig. 3.5. La separazione tra i cristalli e quella tra anelli è proprio diretta conseguenza della non completa focalizzazione del fascio poichè ponendo il detector a F_D quello che otteniamo è il miglior fuoco per singolo cristallo ma il comportamento collettivo della lente resta quello di focalizzare a 20 m.

Per chiarire la dinamica che si crea in condizioni di laboratorio abbiamo simulato il petalo di lente di Laue, ponendo il rivelatore a diverse distanze dalla lente dalla minima distanza di 8 m fino alla massima distanza di 20 m con step di 0.25 m. Dalle immagini mostrate in Figg. 3.6, 3.7 e 3.8 si osserva che per il detector posto a distanza inferiore di 11.39 m ciascun cristallo mostra una immagine diffratta allargata che tende a stringersi con l'avvicinamento del rivelatore alla distanza di 11.39 m. Contemporaneamente il centroide dei diffratti dei cristalli appartenenti agli stessi anelli tendono ad avvicinarsi, così come i contributi dai vari anelli. L'effetto di focalizzazione collettiva si nota molto di più quando il rivelatore oltrepassa i 12 m, mentre a distanze ancora maggiori (>16 m) si osserva che i cristalli, benché fuori fuoco, tendono ad un fuoco comune.

astrofisiche, ma la condizione non è automaticamente verificata in laboratorio in cui il rapporto fra distanza sorgente-lente e dimensione della lente stessa è plausibilmente inferiore a 1000).

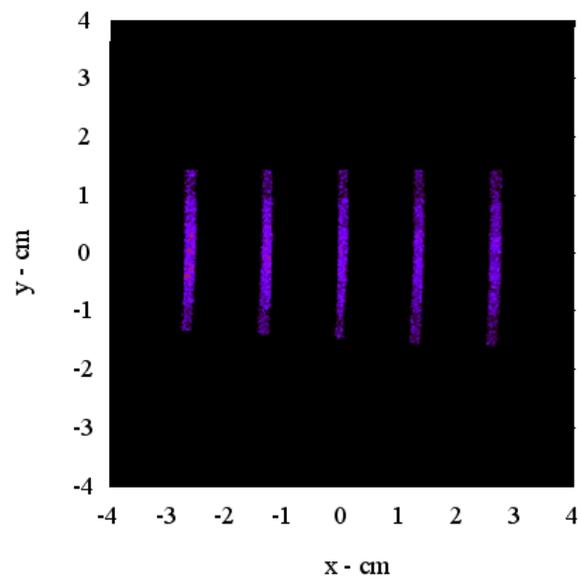


FIGURA 3.5: *Sinistra*: la simulazione del nostro petalo con 20 cristalli in configurazione di laboratorio ($D=26.5$ m, $F=11.39$).

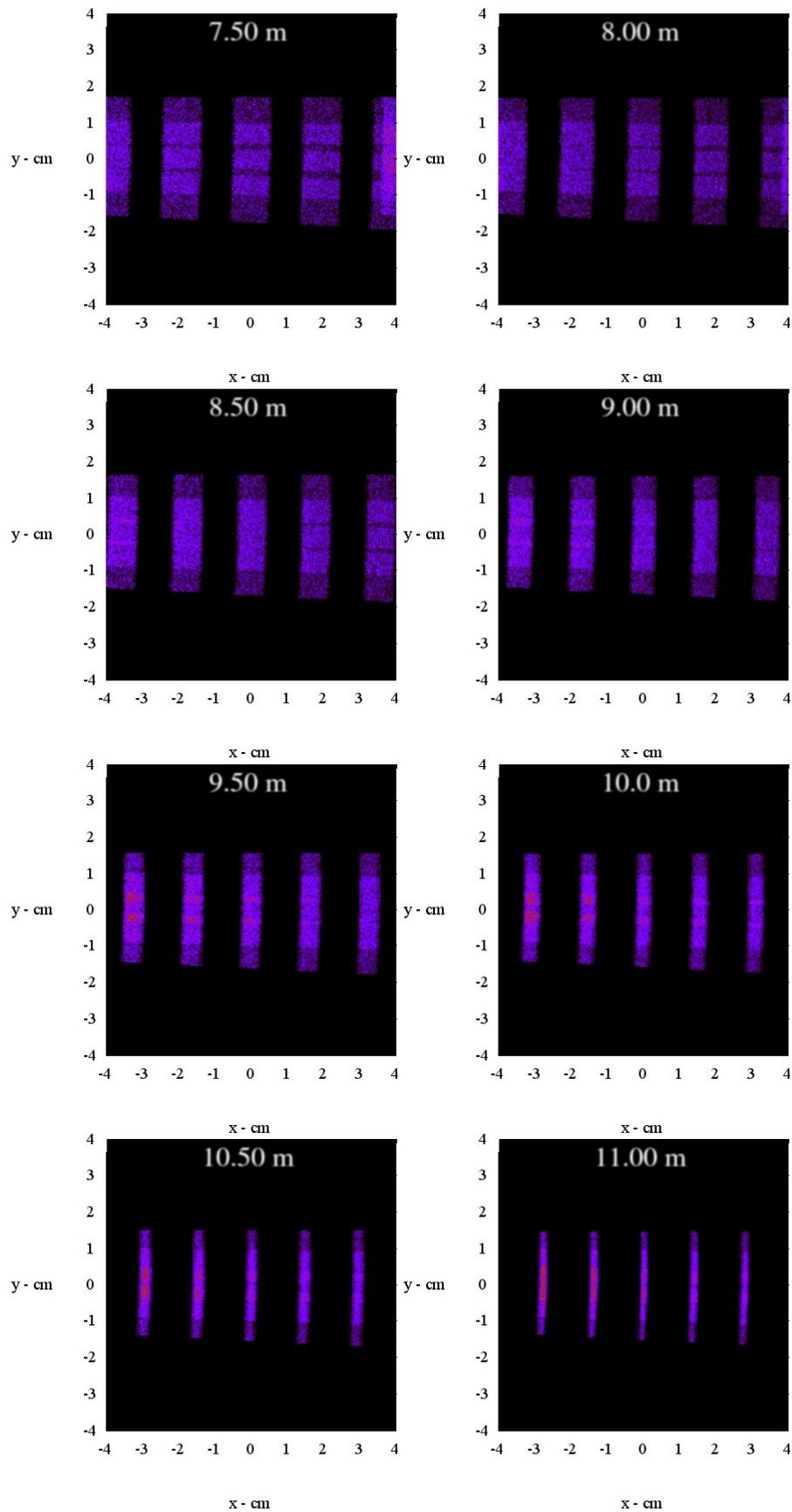


FIGURA 3.6: Serie di immagini diffratte ottenute variando la distanza del detector passando da 7.5 m a 11 m molto vicino al nostro miglior fuoco.

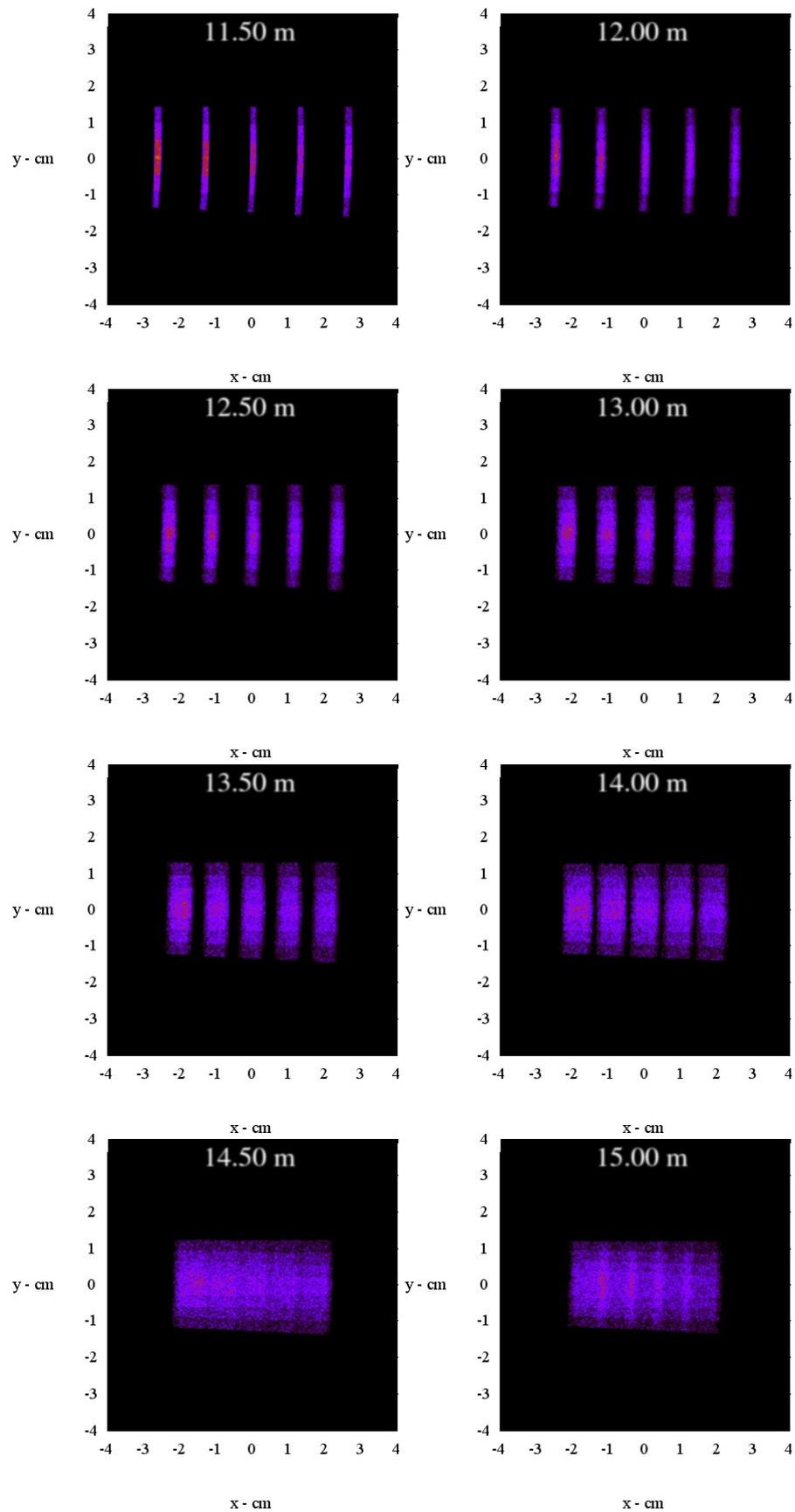


FIGURA 3.7: Serie di immagini ottenute variando la distanza del detector passando da circa il nostro miglior fuoco 11.50 m a 15 m.

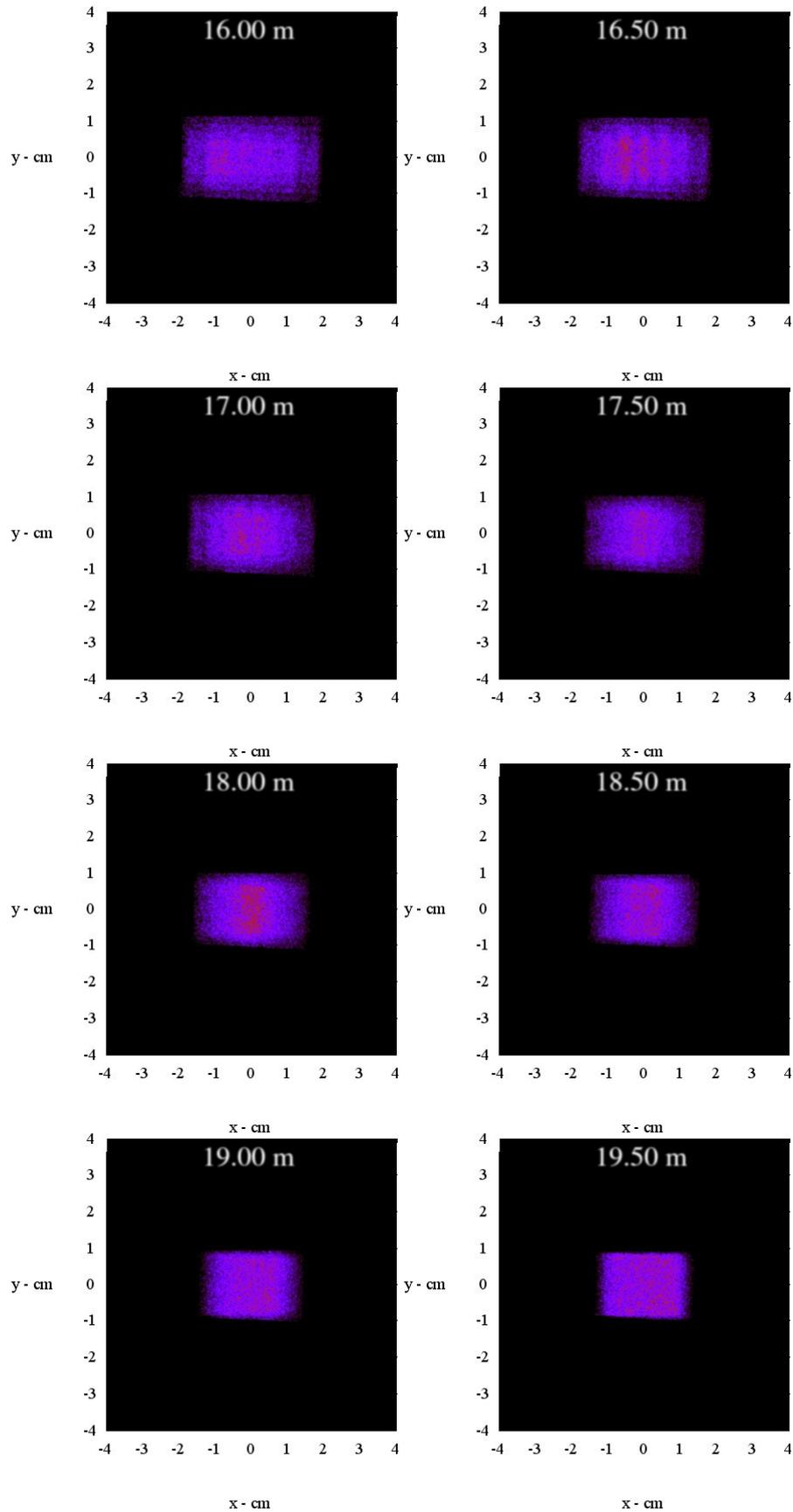


FIGURA 3.8: Serie di immagini ottenute variando la distanza del detector passando da 16 m a 20 m.

Quanto osservato dalle simulazioni Monte Carlo può essere facilmente confermato da una discussione di tipo geometrico che può essere riassunta nello schema di Fig. 3.9 in cui le due condizioni descritte in precedenza vengono esemplificate per due cristalli adiacenti per cui i fasci diffratti da parte di una sorgente posta all'infinito sono rappresentati dalle linee blu e i fasci incidente e diffratto da parte di una sorgente posta a distanza finita e quindi divergente sono colorate in rosso.

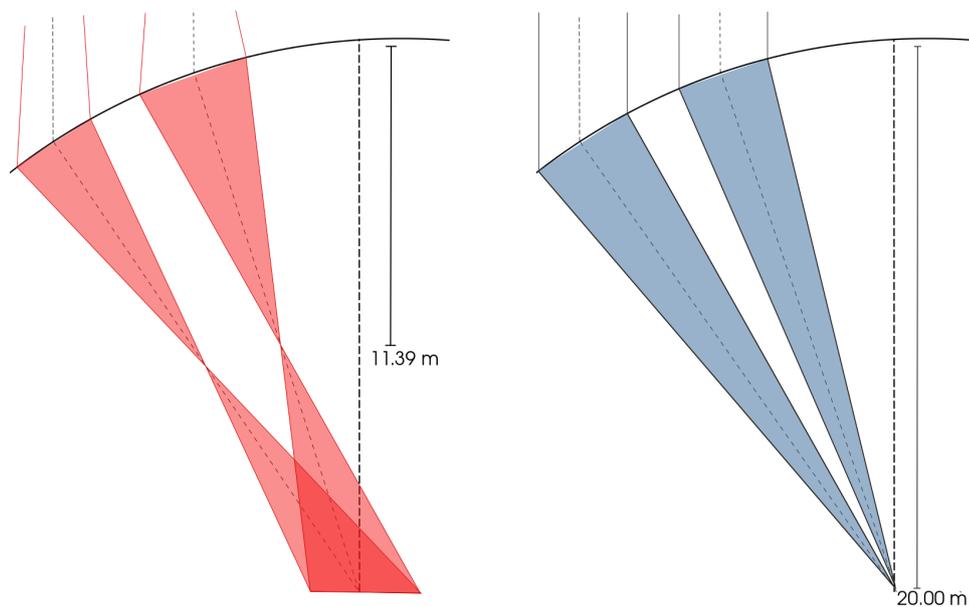


FIGURA 3.9: Schematizzazione del comportamento di due fasci diffratti provenienti da due sorgenti differenti una in blu posta all'infinito, mentre l'altra in rosso posta ad una distanza finita.

3.2 Posizionamento dei cristalli

L'assemblaggio di una lente di Laue non avviene nelle stesse condizioni in cui la lente opererà per osservazioni spaziali ma avviene con l'ausilio di una sorgente di raggi X terrestre posta ad una distanza finita dalla lente stessa. Nel laboratorio LARIX dell'Università di Ferrara tale distanza è di 26.5 m. È quindi cruciale conoscere perfettamente tale distanza e assemblare le tessere con il detector posto alla distanza ridotta F_D alla quale ciascun cristallo avrà il centroide della propria immagine di diffrazione in un punto particolare diverso da tutti gli altri. È quindi cruciale conoscere anticipatamente le coordinate del centroide del diffratto di ogni cristallo, per la realizzazione nel caso in cui la sorgente il detector non sia in F_∞ , sono di primaria importanza per la realizzazione di un prototipo.

Si sono inoltre studiati tramite simulazioni Monte Carlo gli effetti di disallineamenti di ciascun cristallo qualora gli angoli di rotazione non fossero perfettamente quelli nominali. Considerando il sistema di riferimento del cristallo con i tre assi di rotazione corrispondenti agli assi principali di inerzia del cristallo come indicato in Fig. 3.10 i piani di diffrazione sono esemplificati con i piani di colore rosa, perpendicolari all'asse y . Gli angoli di rotazione ai tre rispettivi assi x , y e z sono ϕ , β , θ . In linea di principio una rotazione attorno all'asse y non provoca uno spostamento del centroide dell'immagine diffratta poiché i piani responsabili della diffrazione

sono perpendicolari all'asse y . In realtà tale perpendicolarità non è sempre verificata poiché in base al taglio dei cristalli i piani di diffrazione possono soffrire di un disallineamento non trascurabile rispetto a tale condizione di perpendicolarità. Tuttavia nella successiva discussione considereremo questo effetto trascurabile e tratteremo quindi soltanto il caso in cui una variazione dell'angolo β non modifichi la posizione dell'immagine diffratta. Al contrario, gli altri due angoli θ e ϕ , se soggetti a una variazione rispettivamente di $\theta + \delta\theta$ e $\phi + \delta\phi$ provocano una variazione nella posizione dell'immagine diffratta e vale la pena discutere separatamente i due contributi.

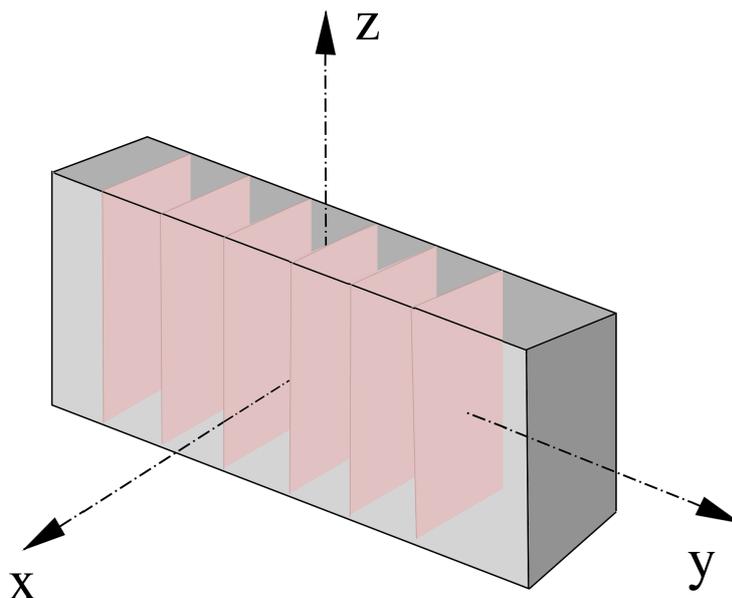


FIGURA 3.10: Sistema di riferimento scelto sovrapposto ad un cristallo. Gli assi x , y e z sono coincidenti con gli assi principali di inerzia della tessera cristallina, considerata come un parallelepipedo perfetto. Gli angoli θ e ϕ corrispondono a rotazioni attorno agli assi z e x , rispettivamente.

Un errore $\delta\phi$ di rotazione intorno all'asse x comporta una traslazione del diffratto lungo una circonferenza centrata rispetto all'asse della lente e con raggio il raggio al quale è posizionato il cristallo sul particolare anello. Per una lente di Laue per applicazioni astrofisiche il raggio maggiore al quale posizionare i cristalli è dell'ordine del metro quindi per ogni arcosecondo di deviazione rispetto all'angolo nominale la deviazione del diffratto risulta inferiore a $5\mu\text{m}$. Invece, una variazione di 5 mm corrisponde ad una deviazione dell'angolo nominale di circa 15 arcmin. Avendo il rivelatore dimensioni molto inferiori rispetto al raggio di posizionamento indicato, si osserva lo spostamento di qualche millimetro ma non l'inclinazione del diffratto lungo la circonferenza descritta (si veda Fig. 3.11 Sinistra). Tale spostamento indotto dalla rotazione $\delta\phi$ non modifica l'angolo di Bragg per cui qualsiasi errore nel posizionamento non ha effetti sul valore dell'energia diffratta.

Al contrario, una variazione $\delta\theta$ rispetto all'angolo nominale θ modifica sia la posizione del centroide dell'immagine diffratta, sia l'energia diffratta da quel cristallo. Infatti una rotazione attorno all'asse z produce un diverso angolo di Bragg. Tale variazione induce uno spostamento dell'immagine diffratta radialmente rispetto all'asse focale di una quantità proporzionale all'angolo $\delta\theta$ e alla focale. Dato che il rapporto fra la focale di una lente di Laue e le sue dimensioni radiali è dell'ordine di qualche decina³ ne consegue che l'effetto provocato da un errore di rotazione attorno all'asse z provoca una traslazione dell'immagine sul piano del rivelatore di una quantità ~ 10 volte maggiore rispetto a quello che si ottiene da un errore di rotazione attorno all'asse x . In Fig. 3.11 *sopra* è mostrata la traslazione del diffratto di una quantità paragonabile a quella mostrata nella figura *sotto* che però è ottenuta con una variazione di soli 0.5 arcmin.

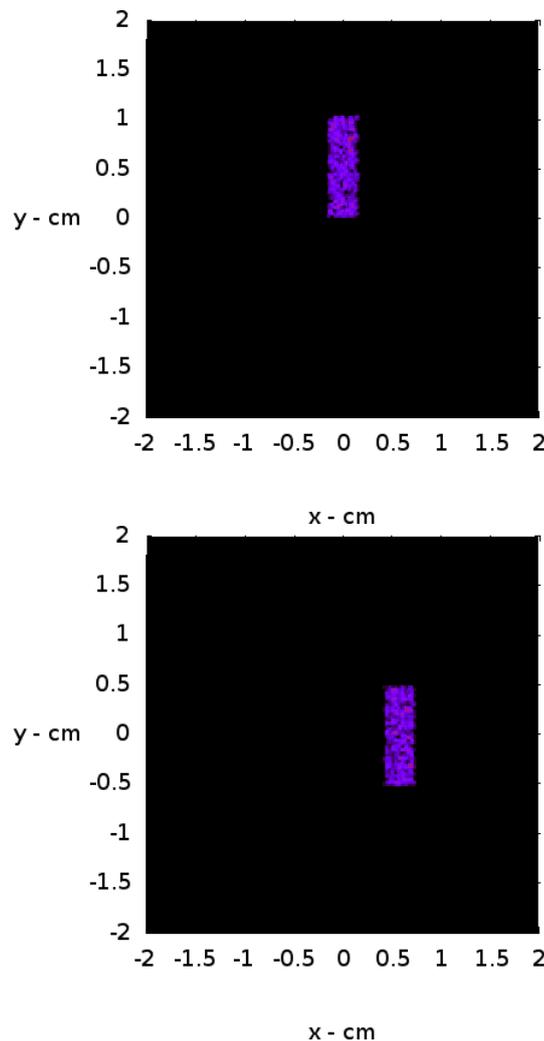


FIGURA 3.11: *Sopra*: effetto di un errore di posizionamento $\delta\phi = 15'$.
Sotto: effetto di un errore di posizionamento $\delta\theta = 0.5'$.

³Il raggio di una lente di Laue è tipicamente dell'ordine del metro mentre la focale possibile per una missione spaziale per la quale non sia necessaria una configurazione a doppio satellite (cioè un volo in formazione in cui l'ottica sia posizionata su un satellite separato dal sistema di rivelazione) è dell'ordine di 15-20 m.

Come detto in precedenza, per il montaggio delle tessere occorre conoscere sia la posizione fisica alla quale ogni tessera va montata (quindi le coordinate c_y e c_z cioè le coordinate di ciascun cristallo nel piano della lente y - z), sia gli angoli di cui orientare la tessera affinché la particolare tessera posizioni la sua immagine diffratta nel punto corretto. Le 20 tessere che verranno montate per il modello dimostrativo del prototipo di lente di Laue vanno quindi orientate ciascuna delle quantità necessarie affinché il centroide del diffratto colpisca il pixel di riferimento definito dalla tabella 3.2.

TABELLA 3.2: Cristalli usati per il montaggio del modello dimostrativo e per ciascuno indicato il pixel del rivelatore nel quale indirizzare il centroide del fascio diffratto, quando il rivelatore si trova posizionato alla distanza di 11.39 m dalla lente.

N° cristallo	Pixel N° z	Pixel N° y
1	381	475
2	381	498
3	380	520
4	379	543
5	447	475
6	447	499
7	446	522
8	445	546
9	513	475
10	513	500
11	512	524
12	511	549
13	579	475
14	578	501
15	578	526
16	577	552
17	645	475
18	644	502
19	644	529
20	643	555

Capitolo 4

Attività sperimentali

In questo capitolo verrà mostrata l'attività di laboratorio eseguita nei mesi in cui ho partecipato al progetto di costruzione di una lente di Laue. Il processo di assemblaggio è tuttora in una fase di studio. In particolare è in corso lo studio di stabilità delle tessere incollate che devono rimanere nella loro esatta posizione per tutta la durata di una missione spaziale. Tale requirement è molto stringente e richiede particolari accorgimenti nel montaggio delle tessere cristalline. Saranno mostrati i metodi adottati per la costruzione del prototipo di petalo di lente di Laue, e descritte le misure preliminari al montaggio come la determinazione del raggio di curvatura per ogni campione. Illustreremo gli studi effettuati con vari tipologie di adesivi per ottenere le migliori performances in fatto di stabilità e di minor distorsione dall'orientazione data. Infine verranno discussi i risultati ottenuti dai test, confrontandoli con le simulazioni fatte in precedenza.

4.1 Strategia adottata per l'assemblaggio di una lente di Laue

Come descritto nel Cap. 2 la realizzazione di una lente di Laue prevede l'utilizzo di una sorgente radiogena (nel caso del laboratorio LARIX la sorgente è un tubo radiogeno con potenza di 800 W e range energetico da qualche decina di keV fino a 320 keV) come sorgente di controllo per l'assemblaggio delle tessere cristalline sul frame comune. L'assemblaggio avviene in un laboratorio e tale ambiente è molto diverso da quello che la lente incontra per osservazioni spaziali, nelle quali sarà investita da radiazione in modo non divergente. Occorre quindi simulare una sorgente di radiazione non divergente. Questo tipo di sorgente non è ottenibile investendo con il tubo radiogeno l'intero petalo in fase di costruzione. È possibile però simulare questo effetto illuminando ogni singola frazione della lente separatamente interponendo fra sorgente e lente un collimatore che limiti la divergenza del fascio. In questo modo con puntamenti successivi muovendo in modo sincrono sorgente e collimatore si riesce a riprodurre un fascio di radiazione sempre parallelo a se stesso e all'asse della lente. Il metodo consente quindi di simulare una sorgente astrofisica ma è chiaro che risulta più laborioso e delicato. In particolare risulta critico il mantenimento di questa linea di fascio costante nel tempo, durante tutta la fase di realizzazione della lente.

4.2 Allineamento della beam-line

Preliminarmente ai test sulle singole tessere cristalline e al montaggio delle stesse sul substrato comune (la cui scelta sarà descritto in Sec. 2.1.7) è stato fatto un lavoro di allineamento del fascio di radiazione della facility. La fase di allineamento è un processo delicato e cruciale poiché un cattivo allineamento pregiudica la corretta focalizzazione delle tessere nel fuoco comune. Inoltre il processo di allineamento va

ripetuto di tanto in tanto per verificare(controllare) che il fascio di radiazione non abbia subito una variazione per motivi che possono essere imputati alle variazioni termiche ambientali, vibrazioni. Allineare la linea del fascio significa individuare una linea che congiunga la sorgente di radiazione, il collimatore, l'esapode e il detector. Tale linea rappresenta sia il fascio di radiazione impiegato per allineare tutti i cristalli immediatamente prima dell'incollaggio, sia l'asse della lente di Laue in costruzione. La linea definita dev'essere tale per cui essa sia univocamente definita senza la possibilità che due diversi allineamenti fra le varie strutture producano due linee altrettanto buone ma tra loro non parallele. Questo punto è cruciale poiché se l'allineamento è unico ne è permesso il ripristino o il controllo ogni volta che si rende necessario.

Come primo grossolano allineamento si utilizza una livella laser per generare una linea orizzontale. Poiché il supporto della lente è un elemento fisso, è utile sfruttarlo come primo punto riferimento. Si considera quindi un foro di coordinate note nel piano $y-z$ nel quale viene introdotta una spina metallica al fine di renderlo evidente sull'imager quando viene illuminato dal fascio X diretto. Il laser viene posizionato fra il supporto dei cristalli e il carrello porta-detector e serve per allineare il rivelatore nel piano orizzontale alla stessa altezza del foro di riferimento. La sorgente X viene poi posizionata in modo tale che l'alone da essa prodotto possa essere direttamente visibile sul detector. Per evitare l'occlusione del fascio il collimatore finale viene spostato fuori dal cono di luce prodotta dalla sorgente. Alla distanza di 35 m fra sorgente e rivelatore il foro di uscita della radiazione di diametro 2 mm proietta sul detector un alone approssimativamente ellittico con asse minore di ~ 112.4 mm e asse maggiore ~ 163.2 mm (si veda Fig. 4.1). Con rotazioni attorno agli assi y e z della sorgente l'alone del fascio diretto viene centrato sul detector.

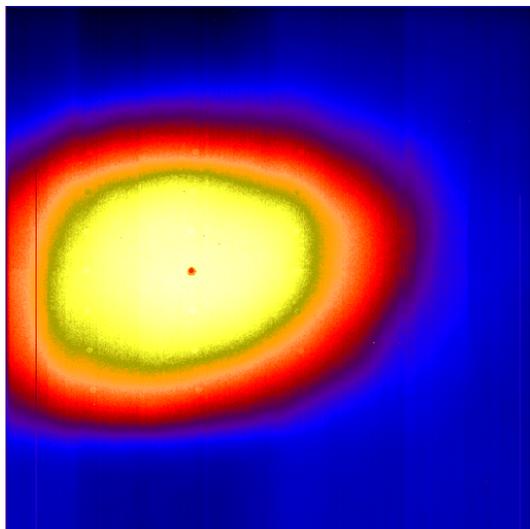


FIGURA 4.1: Alone prodotto dal fascio diretto sul detector a una distanza di ~ 35 m dalla sorgente, e spina di riferimento centrata sul fascio.

L'allineamento del fascio si deve fare rispetto ad una linea di riferimento fissa. Questa linea è per noi individuata dal binario sul quale scorre il rivelatore (movimento coincidente con l'asse x). Questo binario è una struttura fissa ed è stata preventivamente allineata all'orizzontale con una livella ottica di precisione. Essendo una struttura meccanica inalterabile nel tempo possiamo riferirci ad essa ogni volta

che sia necessario riallineare la linea del fascio. Il detector è montato sul binario porta-detector e può scorrere lungo l'asse x per un tragitto di circa 15 m, da una distanza di 8 m dal petalo fino a 23 m. La sorgente illumina il pannello di carbonio e proietta l'ombra della spina di riferimento sul detector. La tecnica utilizzata per allineare il fascio diretto consiste nel determinare le coordinate y e z del pin sul detector, prima con l'imager posto ad una distanza D_1 dal supporto e successivamente ad una distanza maggiore D_2 . Il sistema di riferimento adottato sul detector si può vedere in Fig. 4.2.

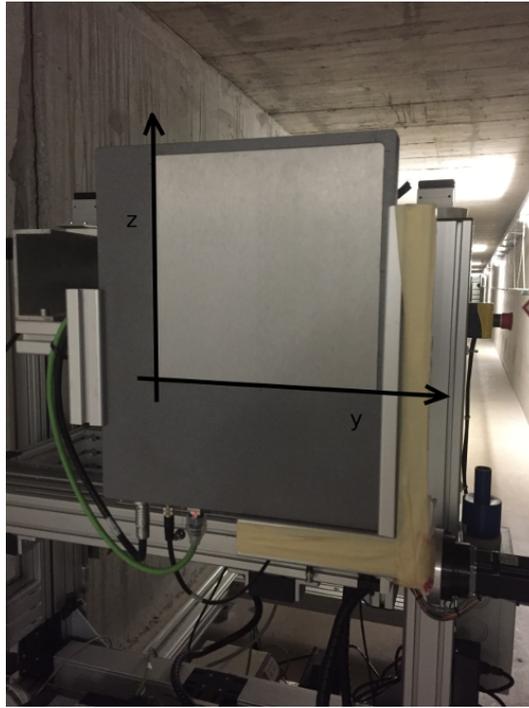


FIGURA 4.2: Il detector utilizzato per le tecniche di allineamento della beam-line. In corrispondenza della superficie sensibile del rivelatore, sono disegnati gli assi di riferimento. La sorgente punta verso il piano della lente e verso il rivelatore, ma la direttrice sorgente-collimatore (indicata con la linea tratteggiata passante per la spina di riferimento) non sarà preventivamente allineata alla direzione di movimento del detector (rappresentato con la linea tratto punto). Lo scopo dell'allineamento è quello di rendere la linea di fascio parallela al movimento del binario e tale procedura va ripetuta sia per la vista laterale (piano x - z), sia per la vista dall'alto (piano x - y).

In condizione di non parallelismo fra linea del fascio e binario portadetector, lo spostamento del detector dalla posizione D_1 alla D_2 provoca una differenza del pixel intercettato dal pin di riferimento, quindi si avrà in posizione D_1 il pixel di coordinate (p_{y1}, p_{z1}) e in posizione D_2 il pixel di coordinate (p_{y2}, p_{z2}) . Chiamiamo quindi le differenze lungo y e z la quantità $\Delta p = (\Delta y, \Delta z)$. Nel disegno in Fig. 4.3 sono riportate le distanze tra sorgente, foro di riferimento, e detector nelle condizioni D_1 e D_2 alle quali sono determinate le coordinate in pixels della spina proiettata sul rivelatore.

Le differenze Δp_y e Δp_z sono provocate da una posizione non corretta della sorgente rispetto alla spina di riferimento. Si osserva che una rotazione attorno agli

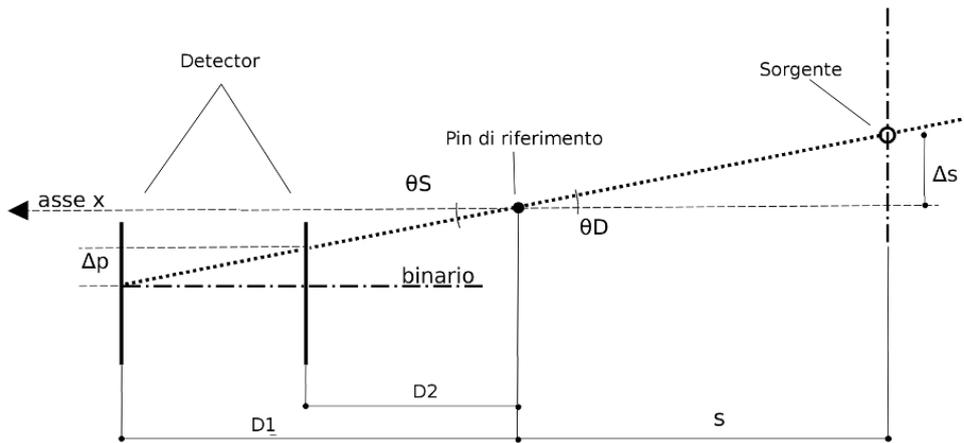


FIGURA 4.3: Schema rappresentativo della condizione iniziale di disallineamento della facility. La figura rappresenta entrambe le direzioni di vista, nel piano verticale o nella vista dall'alto della facility.

assi y e z della sorgente non modificano sensibilmente la posizione del pixel colpito sul detector se questo viene mantenuto ad una distanza fissata. Al contrario, le traslazioni della sorgente provocano una diversa proiezione del pin sul rivelatore. Le traslazioni lungo gli assi y e z della sorgente sono quindi cruciali per il corretto allineamento del fascio. Una volta misurato Δp è possibile determinare di quanto occorre spostare la sorgente ($\Delta s = \Delta s_y, \Delta p_{sz}$) affinché il divario fra le misure della posizione del pixel colpito alle due distanze D_1 e D_2 sia annullato. Per determinare la relazione che lega Δp a Δs sono sufficienti alcune considerazioni geometriche:

$$\theta D = \theta S = \frac{\Delta p}{\Delta D} = \frac{\Delta s}{S} \quad (4.1)$$

Essendo $\theta D = \theta$ angoli opposti al vertice. Risulta quindi:

$$\Delta s = \Delta p \frac{S}{\Delta D} \quad (4.2)$$

Il procedimento si ripete in modo analogo per entrambe le direzioni y e z con simili considerazioni ottenendo:

$$\Delta s_y = \Delta p_y \frac{S}{\Delta D} \quad \Delta s_z = \Delta p_z \frac{S}{\Delta D} \quad (4.3)$$

La bontà di questa tecnica di allineamento dipende dalla risoluzione angolare del detector e dalla massima distanza possibile fra le due posizioni assunte dal detector. Nella configurazione del nostro laboratorio la risoluzione spaziale del rivelatore è di 0.2 mm e $\Delta D_{\max} = 15$ m. Con tali valori la precisione con cui si ottiene un allineamento entro 2 arcsec.

4.3 Errori di posizionamento delle tessere

Il corretto posizionamento e orientazione delle tessere cristalline è il fattore chiave per una corretta focalizzazione dei fotoni. In questa sezione analizzeremo brevemente le conseguenze prodotte sul punto focale dagli errori commessi, siano essi di posizionamento che di orientazione.

4.3.1 Tolleranze nel posizionamento lineare dei cristalli

Ogni cristallo deve essere correttamente posizionato sia in termini di posizionamento lineare sia soprattutto rispetto alla sua orientazione nello spazio. Gli errori di posizionamento lineare lungo gli assi (x, y, z) di una tessera cristallina sono rappresentati rispettivamente con le quantità δx , δy e δz . Grazie ai posizionatori di precisione installati nel laboratorio LARIX ove gli esperimenti e gli assemblaggi avvengono le incertezze lineari possono essere considerate trascurabili se comparati con la distanza del cristallo dall'origine O del sistema di riferimento. Le accuratezze di posizionamento lungo gli assi y e z sono di $100 \mu\text{m}$. Di conseguenza un errore di posizionamento di δy o δz comporta una traslazione del diffratto di una quantità uguale a quella dell'errore commesso che è inferiore alla dimensione del pixel del detector che può misurarlo (nel caso del flat panel imager presente al LARIX pitch = $200 \mu\text{m}$.) L'errore di posizionamento rispetto all'asse x è ancor meno influente poiché esso causa una traslazione lungo la direzione radiale pari a $\delta l = \delta x \times \theta$. Dato che gli angoli di diffrazione assumono valori di qualche grado, ad un disallineamento di $100 \mu\text{m}$ di fatto corrisponde una variazione sul piano del rivelatore di qualche μm che è decisamente trascurabile rispetto alla risoluzione del rivelatore.

4.3.2 Tolleranze nell'orientazione dei cristalli

Come già introdotto nel Cap. 3 gli errori di orientazione delle tessere cristalline giocano un ruolo molto più influente sul corretto allineamento delle immagini diffratte sul piano del rivelatore. Indichiamo con x, y, z gli assi principali del cristallo indicati anche in Fig. 3.10. Indichiamo gli angoli θ_x, θ_y e θ_z le rispettive rotazioni attorno ai tre assi x, y, z . Per ciascuna rotazione dovrà essere considerata la variazione infinitesima di tale rotazione con la notazione $\delta\theta_x, \delta\theta_y$ e $\delta\theta_z$. Un errore $\delta\theta_y$ causa semplicemente un'inclinazione nel cristallo, ma non cambia la direzione del vettore del reticolo reciproco g_0 e non ha effetti sulla posizione del diffratto sul piano focale, né sulla sua energia diffratta.

Un errore $\delta\theta_x$, invece, cambia la direzione di g_0 , cosicché il fotone intercettato dai piani di diffrazione sarà diffratto ad una posizione diversa rispetto a quella nominale. In Fig. 4.4 è mostrato l'effetto di un disallineamento provocato dalla rotazione attorno all'asse x di una quantità $\delta\theta_x$. Lo spostamento dell'immagine diffratta dipende dalla posizione del cristallo sull'anello. Per un cristallo indicato come in figura essendo $\delta\theta_x$ piccolo lo spostamento si può approssimare con una traslazione dell'immagine diffratta lungo la linea perpendicolare al raggio di posizionamento. Molto più critico è invece lo spostamento dell'immagine diffratta nel caso dell'incertezza nella rotazione attorno all'asse z ($\delta\theta_z$). Un errore $\delta\theta_z$ causa una traslazione radiale del diffratto di:

$$\Delta r = \frac{2x_c}{\cos^2 \theta_z} \Delta\theta_z \quad (4.4)$$

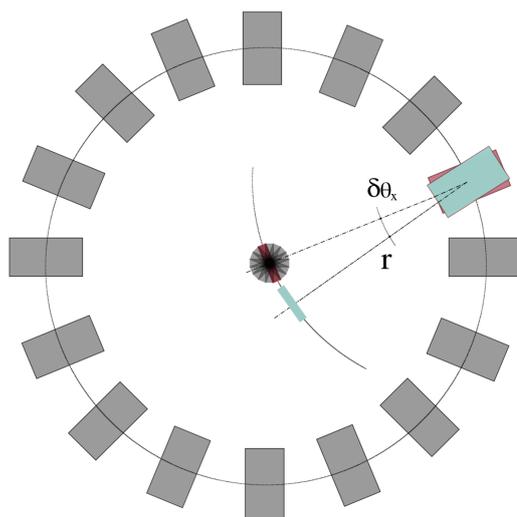


FIGURA 4.4: Schema rappresentativo di un anello di cristalli e del disallineamento provocato dall'angolo $\delta\theta_x$.

4.4 Caratterizzazione delle tessere cristalline adottate per il prototipo

Caratterizzare i cristalli significa determinare le proprietà di ciascuna tessera prima di essere montate sul modello dimostrativo di lente di Laue. Le caratteristiche peculiari di ciascun cristallo sono il suo raggio di curvatura e l'uniformità della curvatura, l'efficienza di diffrazione delle tessere e la bontà dell'immagine di diffrazione, cioè la capacità del cristallo di focalizzare la radiazione in una regione stretta e uniforme.

4.4.1 Stima del raggio di curvatura dei cristalli

Il raggio di curvatura di un cristallo deve essere il più possibile vicino a quello teorico per evitare effetti di defocalizzazione. Gli istituti che forniscono i cristalli di GaAs e di Ge per il progetto sono il Laboratorio Sensori e Semiconduttori LSS dell'Università di Ferrara e il gruppo di cristallografia dell'Istituto Materiali per Elettronica e Magnetismo IMEM-CNR-Parma. I cristalli possono essere prodotti con un raggio di curvatura nominale di 40 m con una accuratezza di ~ 2 m (5%).

Una stima precisa del raggio è molto importante per evitare effetti di defocalizzazione: tutti i cristalli devono avere lo stesso raggio di curvatura al fine di focalizzare tutti con la stessa efficacia nel fuoco della lente. Sviluppare un buon metodo per stimare tale raggio di curvatura permette di avere uno strumento per selezionare o scartare una tessera cristallina prima di posizionarla sul modello di lente.

Si assume che la curvatura dei campioni sia cilindrica. Vi sono diversi metodi utilizzabili per determinare il raggio di curvatura di un campione. In questa Tesi vengono presentati tre metodi indipendenti che possono quindi essere impiegati per avere una maggiore confidenza sul valore del raggio di curvatura reale. Il metodo sul quale abbiamo fatto maggior affidamento è quello che utilizza una riga monocromatica emessa dal tubo radiogeno in uso al laboratorio LARIX, la riga $K\alpha$. I valori di curvatura stimati con il metodo della $K\alpha$ sono stati poi confrontati con

i valori forniti dai laboratori che hanno realizzato le tessere in uso per il progetto (CNR/IMEM).

Metodo I: utilizzo del fascio monocromatico

Il metodo sfrutta l'intensità della riga di fluorescenza $K\alpha$ a 59.2 keV dell'anodo di Molibdeno del tubo radiogeno a disposizione in laboratorio LARIX. Per le acquisizioni utilizziamo uno spettrometro al Germanio Iper-Puro portatile (HPGe) con risoluzione energetica di 528 eV a 88 keV e di 570 eV a 122 keV. Dato che la curvatura del campione è di tipo cilindrico, il cristallo viene scansionato lungo tutta la sua lunghezza con un fascio ridotto a dimensioni $0.5 \times 5 \text{ mm}^2$ in cui la dimensione inferiore è quella relativa alla direzione di scansione, cioè quella in cui è attesa la curvatura, mentre la dimensione maggiore permette di analizzare un'area del cristallo che si suppone abbia tutta lo stesso raggio di curvatura. Evidentemente la curvatura può non essere uniforme lungo la direzione z del cristallo quindi quella che si misura sarà una curvatura media del campione nell'area colpita dal fascio.

La dimensione maggiore del fascio nella direzione z è anche dovuta ad un compromesso fra dimensione del fascio il più possibile vicina ad essere puntiforme, ma comunque abbastanza estesa per poter raccogliere un sufficiente numero di fotoni in un tempo ragionevole.

Per misurare il valore del raggio di curvatura di un cristallo si posiziona il campione nel sistema di afferraggio dell'esapode. L'esapode permette al cristallo di traslare su un piano perpendicolare alla direzione del fascio di raggi X incidenti e di ruotare attorno all'asse verticale z , perpendicolare al fascio e passante attraverso il centro del cristallo stesso. Il metodo della $K\alpha$ a 59.2 keV consiste nell'irraggiare il cristallo in una piccola porzione con radiazione monocromatica e determinare l'angolo di diffrazione necessario affinché questa radiazione venga diffratta. Il fascio viene fatto incidere in un punto, a un estremo del campione che viene ruotato dell'angolo di Bragg fino a raggiungere la condizione di diffrazione sulla riga $K\alpha$. Traslando di una distanza nota il cristallo perpendicolarmente al fascio di radiazione, il fascio inciderà in un punto diverso dal precedente. Dato che il campione è incurvato il fascio monocromatico incontra piani di diffrazione inclinati diversamente. Per ottenere la stessa energia diffratta occorrerà imprimere una rotazione al campione e l'ampiezza di questa rotazione è proporzionale all'apertura angolare del campione che quindi è proporzionale al raggio di curvatura del cristallo. Applicando la stessa procedura ad un insieme di punti lungo il cristallo (si veda Fig. 4.4.1-a) e confrontando gli spettri di diffrazione del fascio di ciascun punto, è possibile ottenere con continuità l'apertura angolare lungo tutto il cristallo, da cui sarà possibile poi il calcolo del raggio di curvatura medio.

In base alla curvatura attesa del campione, si è osservato che la risoluzione angolare del motore che usiamo per la rotazione del cristallo ci permette di distinguere che due punti del campione facciano diffrazione a due energie diverse, se la loro separazione è di 2-3 mm. Al di sotto di questa quantità non è possibile distinguere la differenza fra la risposta in energia data dai due punti. La relazione che c'è fra coordinata spaziale colpita dal cristallo ed angolo richiesto per la diffrazione è lineare e il coefficiente angolare della retta fornisce effettivamente il raggio di curvatura medio lungo il campione.

L'accuratezza sulla misura del raggio di curvatura è legata sia all'incertezza con la quale si misura la distanza fra due punti successivi colpiti dal fascio, sia da quella introdotta ruotando in cristallo di una quantità necessaria per ottenere la diffrazione in un punto diverso dal precedente. Sia Δl la distanza tra i punti, e

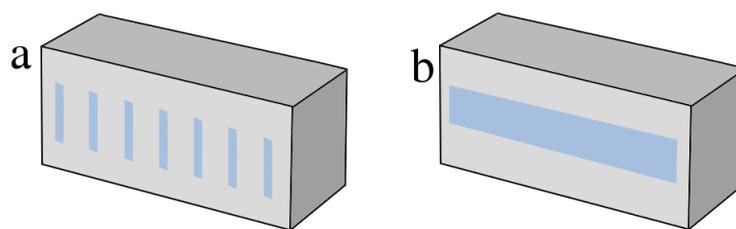


FIGURA 4.5: Schema dei due metodi con i quali è possibile effettuare la misura del raggio di curvatura di un cristallo. *Sinistra* è rappresentato il metodo della $K\alpha$ mentre a *destra* è rappresentato il metodo del fascio policromatico.

$\Delta\theta$ la differenza tra gli angoli di Bragg richiesti per diffrangere la stessa energia. Il raggio di curvatura R e la sua incertezza σR sono date da:

$$R = \frac{\Delta l}{\Delta\theta} \frac{\sigma R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\sigma l}{\Delta l}\right)^2 + \left(\frac{\sigma\theta}{\Delta\theta}\right)^2} \quad (4.5)$$

dove σl e $\sigma\theta$ sono le risoluzioni di traslazione e di rotazione. Nel primo caso l'accuratezza è di 0.001 mm e la distanza tra due punti successivi è 3-4 mm. Segue che:

$$\frac{\sigma l}{\Delta l} = 3.3 \times 10^{-4} \quad (4.6)$$

Per quanto riguarda l'incertezza angolare, l'esapode ha una accuratezza di $\sim 10^{-4}$ gradi mentre la differenza fra gli angoli di Bragg richiesti da due punti contigui è dell'ordine di $2-3 \times 10^{-3}$. Ne segue quindi che:

$$\frac{\sigma\theta}{\Delta\theta} \sim 3 \times 10^{-2} \quad (4.7)$$

È evidente che l'errore più rilevante sia quello relativo alla determinazione dell'angolo di Bragg corretto mentre l'errore dovuto alla traslazione è trascurabile. L'accuratezza nel determinare la variazione angolare aumenta se i punti confrontati sono più distanti l'uno dall'altro, tuttavia la lunghezza del cristallo è finita e occorre un sufficiente numero di punti per mappare tutta la superficie del cristallo. Ne consegue che i punti fra loro non possono essere troppo distanti. Da queste considerazioni possiamo stimare che se un cristallo ha un raggio di curvatura atteso attorno ai 40 metri, l'errore che si commette nella sua stima è dell'ordine di ~ 2 metri cioè con una precisione di circa del 5% rispetto al valore del raggio misurato.

Metodo II: fascio policromatico

Tramite fascio policromatico si può applicare un metodo simile al precedente ma di più veloce esecuzione. Il cristallo viene irraggiato in un punto e viene registrata l'energia diffratta. Il cristallo viene traslato di una quantità nota (a step di 3 mm nel nostro caso) e ad ogni punto viene registrata l'energia diffratta dai piani che essendo curvi fanno diffrazione ed energie diverse. Dall'energia diffratta si determina l'angolo di diffrazione per ciascun punto, secondo la nota legge di Bragg:

$$\theta_B = \arcsin \left(\frac{hc}{2d_{hkl} E} \right) \quad (4.8)$$

mentre differenziando l'Eq. 4.8 si ottiene la stima dell'errore commesso su $\delta\theta$ a partire da quello su δE :

$$\delta\theta_B = \frac{hc}{2d_{hkl} \cos \theta_B} \frac{\delta E}{E^2} \quad (4.9)$$

dunque poiché la relazione che lega il raggio di curvatura è stata trovata come fit lineare tra i valori di θ e il passo di traslazione:

$$R = \frac{\theta_B}{l} \quad (4.10)$$

e l'incertezza associata alla stima del raggio di curvatura sarà dato dall'espressione:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta\theta_B}{\theta_B} + \frac{\Delta l}{l} \quad (4.11)$$

Metodo III: irraggiamento completo del cristallo

Il secondo metodo si propone misurare la curvatura di un cristallo effettuando una sola misura dell'energia diffratta e della fwhm del segnale diffratto investendo questa volta una porzione più larga di cristallo (si veda Fig b). La larghezza ΔE (FWHM) dell'energia diffratta dal cristallo è proporzionale all'accettanza angolare del cristallo tramite la relazione:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta\theta}{\theta} \quad (4.12)$$

Questa equazione vale per cristalli piatti in condizione di fascio non divergente, nella quale l'unico contributo angolare a $\Delta\theta$ è fornito dalla mosaicità del campione. Nel caso più articolato di cristallo curvo sottoposto a fascio divergente si può comunque utilizzare la relazione 4.12 in cui l'apertura angolare sia prodotta da vari fattori fra loro indipendenti. I contributi a $\Delta\theta$ sono sia intrinseci al cristallo sia esterni, dipendenti dal set-up sperimentale. E sempre presente il contributo $\Delta\theta_m$ dato dalla mosaicità del cristallo. La divergenza del fascio è invece un contributo non intrinseco al cristallo e viene indicata con l'apertura angolare $\Delta\theta_d$. Il terzo contributo è fissato dalla curvatura del cristallo stesso che si traduce in un angolo $\Delta\theta_c$, avendo fissato la dimensione del cristallo interessata dal fascio. Lo spread angolare totale sarà dato da:

$$\Delta\theta = \Delta\theta_m + \Delta\theta_c + \Delta\theta_d \quad (4.13)$$

Il raggio di curvatura del cristallo si può determinare se si riesce ad isolare il termine $\Delta\theta_c$ per poi usarlo nella relazione:

$$\Delta\theta_c = \frac{l}{R} \quad (4.14)$$

dove l è la dimensione orizzontale del fascio sul cristallo mentre R è il raggio di curvatura del campione. Il termine $\Delta\theta_m$ si determina conoscendo la mosaicità del

campione che spesso è fornita dal produttore dei campioni stessi mentre $\Delta\theta_d$ si determina conoscendo la divergenza del fascio incidente sul cristallo (si stima quindi conoscendo le distanze fra sorgente e bersaglio e la dimensione della sorgente).

I metodi descritti sono compatibili fra loro ma il terzo metodo ha una incertezza maggiore perché si basa sulla conoscenza di un parametro intrinseco del cristallo che non è conosciuto con certezza come la mosaicità del campione. Tuttavia con una singola misura si può avere una stima di massima del raggio di curvatura del campione.

Misura dei raggi di curvatura dei campioni

Utilizzando il metodo II abbiamo stimato la curvatura dei campioni di GaAs disponibili confrontandone il valore con il valore fornito da IMEM - Parma. Riportiamo in Fig. 4.6 il plot sia in termini di Energia misurata in funzione del punto sul cristallo colpito, sia in termini di angolo di Bragg corrispondente. Le misure sono state acquisite ad una energia di circa 135 keV su 13 punti con passo di 2 mm con lo spettrometro posto alla distanza di 11.39 m dal cristallo, un fascio di dimensioni $0.5 \times 5 \text{ mm}^2$ e tempo di integrazione di 100 s per ogni punto. Il cristallo è la tessera GaAs 12.7 e la curvatura stimata è di $39.7 \pm 1.9 \text{ m}$.

Affinché il raggio di curvatura sia considerato un parametro intrinseco al campione e non un valore dipendente da altri fattori, abbiamo verificato che il valore del raggio di curvatura non dipendesse dall'energia impiegata per la misura. Inoltre si è verificato che il raggio di curvatura non cambiasse nel tempo per effetto di qualche fattore non tenuto in considerazione in precedenza. Per fare questo è stato misurato il raggio di curvatura per il campione GaAs12.3 per diverse energie, come riportato in Tab. 4.1 in cui sono anche riportati i valori del raggio di curvatura misurato con il rispettivo errore stimato. In Fig. 4.7 sono riportati entrambi gli andamenti del raggio di curvatura in funzione del tempo e dell'energia impiegata per eseguire la misura di curvatura. Entro gli errori, si può confermare una sostanziale indipendenza del valore del raggio di curvatura da questi due parametri quindi possiamo considerare in valore di raggio di curvatura un parametro intrinseco al cristallo e non dipendente dalla sonda che si utilizza per misurarlo, né è dipendente da fattori esterni che ne possono influenzare il valore nel tempo. Utilizzando il metodo II, abbiamo stimato il raggio di curvatura per tutti i campioni disponibili e in Tab. 4.2 sono riportati il raggio di curvatura stimato con il rispettivo errore.

TABELLA 4.1: Valori del raggio di curvatura stimato a diversi valori dell'energia per il cristallo GaAs12.3.

E (keV)	R (m)	ΔR (m)
150	39.05	2.4
135	38.60	2.
120	38.25	2.1
90	38.20	1.5
70	38.35	1.7

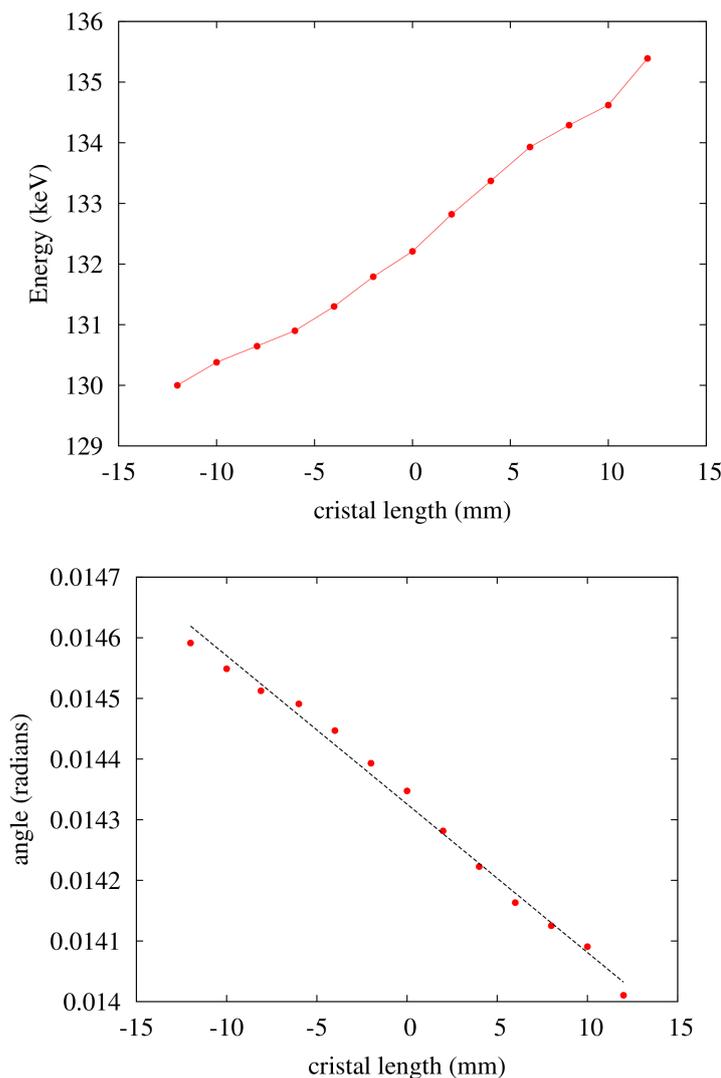


FIGURA 4.6: *Sopra* : Energia diffratta dalla tessera di GaAs in funzione del punto colpito sul cristallo dalla radiazione. *Sotto* : relazione fra angolo di Bragg (ottenuto dall'energia diffratta tramite la legge di Bragg) e posizione (in mm) colpita sul cristallo. Dalla relazione angolo-posizione si può stimare il raggio di curvatura della tessera sotto esame.

4.4.2 Immagini di diffrazione delle tessere di GaAs

Successivamente per ogni cristallo è stato preso il diffratto, utilizzandolo come altro discriminante per scartare eventuali cristalli contenenti disuniformità o semplicemente troppo sottili per generare un'immagine definita. Le immagini sono state prese aprendo il collimatore 20×10 mm e integrando per 255 secondi. Via software è stata sottratta l'immagine di fondo, ottenuta tramite 1020 s di integrazione con il fascio acceso ma il cristallo posto fuori dal fascio diretto. In rosso i cristalli che sono stati scartati che non soddisfacevano alcuni requisiti minimi come il raggio di curvatura e figura di diffrazione

Per ciascun cristallo è stato stimato il raggio di curvatura al fine di promuovere

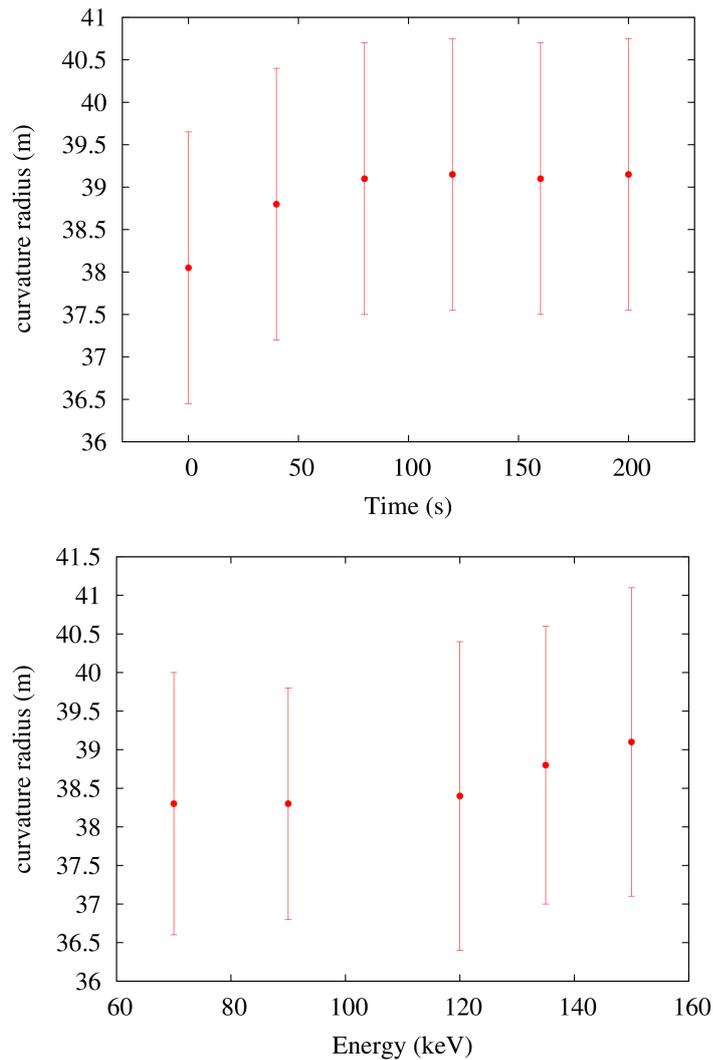


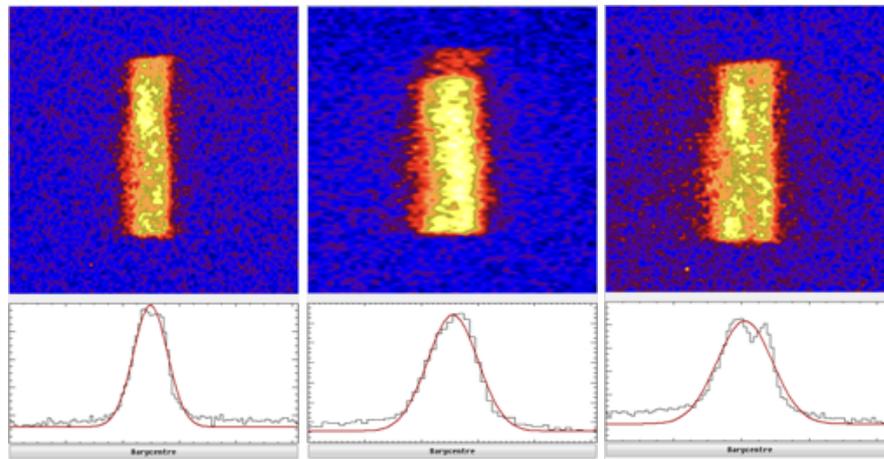
FIGURA 4.7: Stima del raggio di curvatura per il campione GaAs12.3 al variare del tempo (sopra) e utilizzando diverse energie (sotto).

o scartare il cristallo da posizionare sul supporto della lente fare parte del prototipo. Per ciascun cristallo è stata prodotta anche l'immagine di diffrazione con il rivelatore posto alla distanza di 11.39 m dal cristallo, per sfruttare ed enfatizzare le sue capacità focalizzanti. In Fig. 4.8 sono mostrati tre esempi di tre cristalli per i quali si sono misurate le larghezze a metà altezza tramite un software di elaborazione sviluppato in IDL. I tre esempi vengono mostrati per indicare che non sempre si riescono ad ottenere campioni impiegabili per la lente: il terzo cristallo infatti benché valido dal punto di vista della curvatura media, presenta delle irregolarità che sono imputabili alla struttura interna stessa del cristallo, intrinseche o acquisite successivamente al trattamento subito per indurre la curvatura.

A titolo di esempio viene mostrata in Fig. 4.9 l'immagine di diffrazione per un cristallo posto a diverse distanze dal rivelatore, da 8.5 m a 13.5 m a passi di 1 m. Questo dimostra il reale effetto focalizzante di un cristallo alla distanza di ~ 11.39 m che conferma le simulazioni mostrate nel Cap. 3 quando la sorgente di radiazione è situata a distanza non infinita ($D = 26.5$ m).

TABELLA 4.2: Valori dei raggi di curvatura misurati per tutti i cristalli da impiegare nel prototipo di lente di Laue.

Cristallo	Raggio (m)	ΔR (m)	Cristallo	Raggio (m)	ΔR (m)
GaAs8.70	37.1	2.4	GaAs2.2	41.5	1.6
GaAs15.2	33.7	1.2	GaAs1.1	38.1	1.4
GaAs15.5	45.4	2.0	GaAs1.3	35.8	1.7
GaAs15.6	39.3	1.9	GaAs8.10	37.9	2.5
GaAs15.3	32.9	1.1	GaAs3.3	36.4	1.9
GaAs12.7	39.7	1.9	GaAs3.4	41.2	3.4
GaAs13.2	41.9	1.2	GaAs3.5	41.2	2.6
GaAs12.2	38.9	1.7	GaAs3.6	40.8	1.9
GaAs12.5	33.0	1.4	GaAs3.7	36.8	1.8

FIGURA 4.8: Tre immagini di diffrazione per altrettanti cristalli di Arseniuro di Gallio per i quali sono state anche misurate le larghezze a metà altezza del segnale diffratto. Nell'ordine da sinistra a destra: $fwhm_1 = 1.40$ mm, $fwhm_2 = 1.55$ mm and $fwhm_3 = 1.67$ mm.

4.4.3 Stima dell'angolo di miscut dei cristalli

I cristalli vengono tagliati con metodi meccanici e per ovvie ragioni una lama meccanica per quanto accurata nel taglio non potrà seguire la direzione perpendicolare ai piani cristallini. Vi è quindi sempre una certa variabilità fra la perpendicolare alla superficie esterna e i piani atomici responsabili della diffrazione. Tuttavia conoscere, almeno approssimativamente la discrepanza fra direzione di taglio e i piani atomici da usare per la diffrazione è necessario poiché le tessere andranno appoggiate e fissate ad una superficie comune. In linea di principio se la superficie dei cristalli fosse esattamente perpendicolare ai piani atomici non sarebbe necessario nemmeno un allineamento delle tessere con i metodi che abbiamo descritto. Ciò non è mai verificato ma la conoscenza di questa discrepanza angolare permette di avere un controllo più accurato nella fase di fissaggio delle tessere al substrato comune grazie alla possibilità di minimizzare la quantità di adesivo necessario

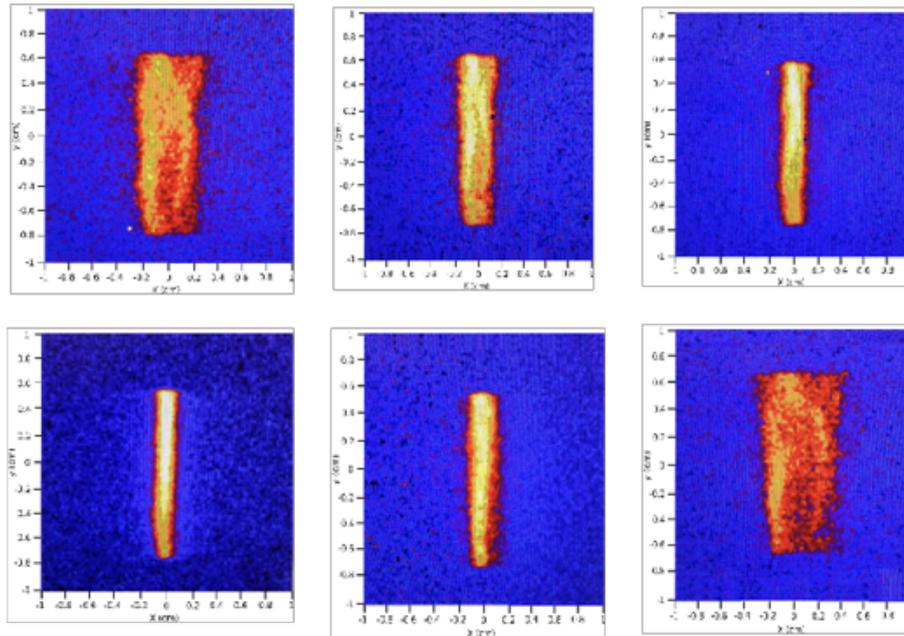


FIGURA 4.9: Immagine di diffrazione per un cristallo di GaAs (220) ottenute ponendo il rivelatore per immagini a diverse distanze dal cristallo. Dall'alto verso il basso e da sinistra a destra 8.5 m, 9.5 m, 10.5 m, 11.5 m, 12.5 m 13.5 m. Si può facilmente osservare che l'immagine di diffrazione più focalizzata si ottiene con il rivelatore posto a 11.5 m come conferma della correttezza delle simulazioni e del fenomeno di focalizzazione per sorgente di radiazione posta a distanza finita ($D=26.5$ m).

per annullare questa differenza angolare. Per misurare questa differenza angolare, per ciascun cristallo è stato misurato l'angolo meccanico di cui deve essere ruotato per ottenere il segnale di diffrazione all'energia $E = 135$ keV. Quest'angolo ottenuto posizionando il campione nel sistema di bloccaggio dell'esapode con un simbolo identificativo rivolto verso il basso è stato denominato θ_{\downarrow} . L'angolo meccanico del quale il cristallo viene ruotato tramite l'esapode non è esattamente l'angolo di Bragg nominale che per cristalli di GaAs (220) ed energia diffratta di 135 keV è $\theta_B = 1.320^\circ$. Ruotando il campione di 180° rispetto all'asse x e ripetendo la misura di diffrazione si può ottenere un secondo angolo meccanico necessario per ottenere la stessa energia diffratta, chiamato θ_{\uparrow} . L'angolo medio fra i due angoli calcolati è quello che, se imposto con l'esapode, pone il cristallo con i piani atomici esattamente perpendicolari al fascio di radiazione. In questo modo si può stimare (benché in modo non del tutto accurato per le incertezze di afferraggio del cristallo nelle due operazioni di diffrazione). In Tabella sono riportati i cristalli, i rispettivi angoli le differenze fra gli angoli θ_{\downarrow} e θ_{\uparrow} e il valore medio.

Come possibile vedere nell'ultima colonna di Tab. 4.3 il valore medio di $\sim 1.51^\circ$ non coincide con il valore nominale dell'angolo di Bragg $\theta_B = 1.320^\circ$ Questo perché il banco che accoglie l'esapode è inclinato di un angolo di circa 0.19° rispetto alla perpendicolare al fascio di raggi X. Nella Sez. 4.5 discuteremo come un'inclinazione del banco e quindi del substrato che accoglie i cristalli possa migliorare l'accuratezza con la quale i cristalli vengono fissati al supporto e soprattutto la stabilità dell'incollaggio.

TABELLA 4.3: Valori dei raggi di curvatura misurati per tutti i cristalli da impiegare nel prototipo di lente di Laue.

Cristallo	θ_{\downarrow} (°)	θ_{\uparrow} (°)	Differenza (°)	Angolo medio (°)
GaAs8.70	1.541	1.497	0.044	1.519
GaAs15.5	1.270	1.826	-0.556	1.547
GaAs15.6	1.656	1.425	0.231	1.540
GaAs15.3	2.198	1.071	1.127	1.634
GaAs12.7	1.463	1.549	-0.086	1.506
GaAs13.2	1.644	1.435	0.209	1.539
GaAs12.2	1.568	1.409	0.158	1.489
GaAs12.5	1.701	1.341	0.359	1.521
GaAs2.2	1.410	1.667	-0.257	1.538
GaAs1.1	1.748	1.268	0.480	1.508
GaAs1.3	1.502	1.523	-0.020	1.512
GaAs8.10	1.594	1.457	0.136	1.526
GaAs3.3	1.674	1.380	0.293	1.527
GaAs3.4	1.648	1.417	0.230	1.533
GaAs3.5	1.572	1.467	0.105	1.519
GaAs3.6	1.577	1.442	0.135	1.509
GaAs3.7	1.289	1.766	-0.477	1.527

4.4.4 Misure di efficienza

Un parametro estremamente importante per definire la bontà di un cristallo riguardo al suo potere diffrattivo è la sua riflettività. La riflettività è funzione dell'energia ed è data da:

$$R(E) = \frac{I_{diff}(E)}{I_0(E)} \quad (4.15)$$

dove I_{diff} rappresenta l'intensità di radiazione diffratta all'energia E mentre I_0 rappresenta l'intensità della radiazione incidente all'energia E. È chiaro che l'efficienza di diffrazione non sarà mai unitaria ma uno degli scopi dell'ottimizzazione di una lente di Laue è quello di massimizzare questa funzione, potendo ottimizzare lo spessore del cristallo oltre che scegliendo il materiale e i piani di diffrazione più opportuni per la particolare energia che si vuole riflettere. La stima della riflettività si può fare attraverso lo studio della cosiddetta *rocking curve*. La rocking curve si ottiene facendo incidere sul cristallo in esame un fascio monocromatico di energia E non divergente. Misurando l'intensità del fascio diffratto, ruotando (da cui il nome *to rock*) successivamente il campione attorno al suo asse verticale è possibile mappare l'effetto dei cristalliti (microcristalli) al suo interno. La curva che si ottiene è solitamente una funzione "quasi" Gaussiana il cui picco rappresenta l'efficienza all'energia E del cristallo e il cui integrale viene chiamata riflettività integrata del cristallo.

Nel laboratorio LARIX la divergenza del fascio di radiazione non è trascurabile anche se si produce un fascio molto collimato. Non è possibile ridurre ulteriormente la dimensione del fascio poiché verrebbe ridotto in modo troppo netto il flusso della sorgente incidente sul cristallo. La misura di riflettività in queste condizioni

sperimentali è quindi una misura difficile. Tuttavia una stima di riflettività è stata fatta seguendo il procedimento seguente.

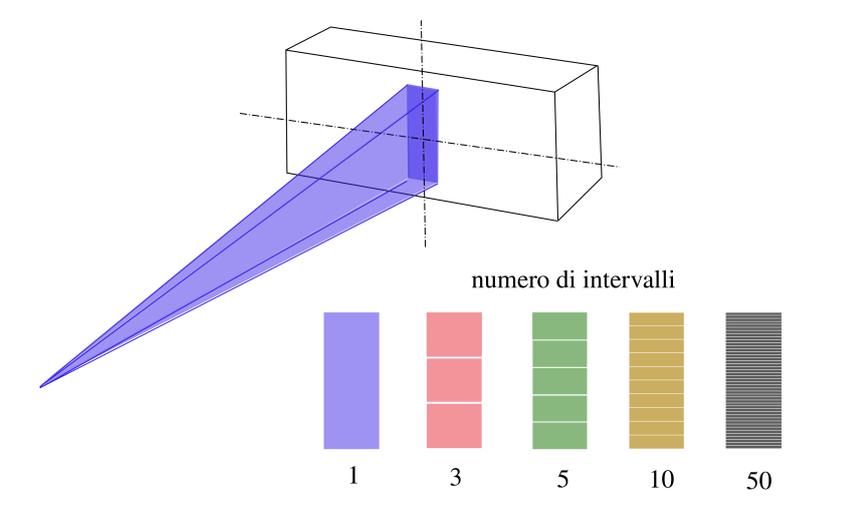


FIGURA 4.10: Stima della riflettività di un campione di GaAs (220).

Con sorgente di diametro 1.5 mm si aggiusta il collimatore sul cristallo tale da fornire un fascio di dimensioni 0.1×5 mm (5 mm nella direzione verticale). In questa configurazione la divergenza nella direzione z (circa 40 arcsec) produce l'effetto di abbassare l'efficienza misurata poiché il fascio incide sul cristallo con un ampio range angolare. Per limitare questo intervallo angolare si può agire restringendo il fascio nella direzione z creando quindi tre porzioni uguali ciascuna di divergenza ridotta di un fattore 3. Se si sommano i tre contributi si osserva che la riflettività totale è maggiore rispetto a quella misurata in precedenza. Procedendo allo stesso modo si suddivide il fascio in intervalli sempre più piccoli e sempre più simili ad un fascio non divergente. Ne risultano valori di efficienza sempre più alti fino ad un valore limite per il quale non è possibile restringere ulteriormente il fascio per ovvi motivi di basso flusso sul cristallo. Tuttavia, estrapolando la curva ad intervalli infinitesimi, che rappresenta il caso ideale di divergenza nulla, si ottiene il valore mostrato dalla curva azzurra di Fig. 4.11. Lo stesso set di misure è stato fatto anche diminuendo la dimensione della sorgente da 1.5 mm a 0.7 mm che ha dato risultati analoghi (curva grigio di Fig. 4.11). La simiglianza fra le due curve fornisce una discreta confidenza che il metodo possa dare un risultato vicino alla stima reale della riflettività di picco. Occorre precisare che l'efficienza del cristallo è dell'11% utilizzando cristalli di spessore 2 mm all'energia di 59.2 keV che non è lo spessore ottimale per cristalli di GaAs (220), infatti in questa fase del progetto l'aspetto che interessa maggiormente è la capacità di allineare le tessere in modo corretto, piuttosto che massimizzare l'efficienza della lente (e quindi anche l'area efficace).

4.5 Studio degli adesivi e dei metodi di incollaggio

Per il fissaggio dei cristalli al supporto comune (anche detto substrato) sono stati presi in considerazione diversi tipi di adesivo e diversi metodi di incollaggio con il fine di trovare il miglior sistema che fornisca stabilità, robustezza e leggerezza alla

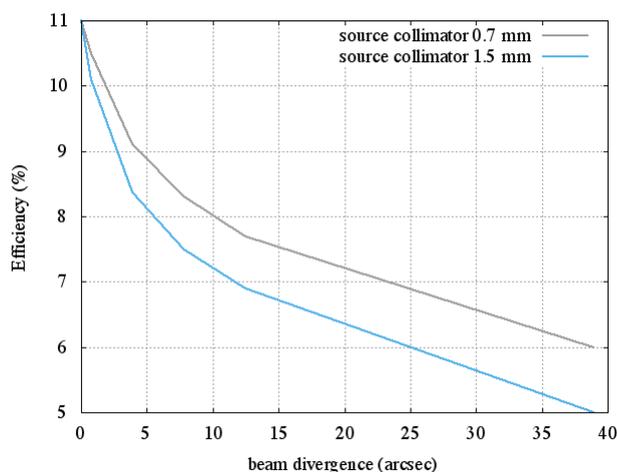


FIGURA 4.11: Misure di efficienza per un cristallo di GaAs curvo tramite collimatori via via sempre più stretti, che simulano l'impiego di un fascio non divergente.

TABELLA 4.4: Proprietà degli adesivi testati per l'impiego nella realizzazione del prototipo di lente di Laue.

Nome adesivo	Numero componenti	Tempo di polimerizzazione (s)	Shrinkage (Restringimento)
DEVCON Epoxy Gel	2 comp.	60	1-2 %
DELO Automix 03 rapid	2 comp.	300	2 %
Polyuretanic PUR 105	2 comp. rigida	300	<1 %
Polyuretanic PUR 205	2 comp. (semirigida)	600	<1%
DYMAX OP 61 LS	1 comp. (UV curing)	1-10	<0.08 %
DYMAX OP 67 LS	1 comp. (UV curing)	1-10	<0.08 %

lente. Come è stato già detto in precedenza l'effetto più critico nel posizionamento dei cristalli è costituito dalla capacità di mantenere corretto l'orientamento delle tessere, soprattutto rispetto alla rotazione attorno all'asse z (si veda nel Cap. 3 la Fig. 3.10 che rappresenta il sistema di riferimento adottato). Una volta posizionato il cristallo, il processo di polimerizzazione dell'adesivo porta ad un restringimento dell'adesivo stesso che inevitabilmente provoca un movimento del cristallo rispetto al posizionamento voluto. Lo scopo di questa fase del progetto è quello di minimizzare tale spostamento, cercando, in linea di principio, di annullarlo. In particolare, un film sottile di adesivo fra cristallo e supporto non sarà mai perfettamente uniforme ma risulterà in un film più spesso in certi punti e più sottile in altri. In genere, per effetto dell'angolo di *misct* descritto in Sec. 4.4.3 la superficie del cristallo non sarà parallela alla superficie del supporto per cui il film di colla sarà più spesso da un lato e più sottile dall'altro. Dato che il ritiro dovuto alla polimerizzazione è proporzionale alla quantità di colla e quindi è maggiore dove il film è più spesso, ne risulta che il cristallo sarà soggetto ad una minima rotazione ma sufficiente a spostare di una quantità non nulla il segnale diffratto sul rivelatore. In Tab. 4.4 sono riportate alcune proprietà di diversi adesivi che sono stati testati prima di scegliere il migliore in termini di stabilità, rapidità di polimerizzazione, minimo valore di ritiro percentuale.

Anche diversi substrati sono stati studiati e comparati per minimizzare la discrepanza tra il posizionamento ideale ed esito reale. Per ogni adesivo sono stati valutati i pro e contro in termini di accuratezza di posizionamento, tempo di incollaggio e stabilità temporale. In prima analisi il supporto è stato realizzato in fibra di carbonio di spessore 2 mm. Il metodo di incollaggio previsto consisteva nel posizionare il cristallo tramite l'esapode alla distanza di $\sim 100 \mu\text{m}$ dal supporto e di bloccarlo al supporto iniettando l'adesivo attraverso un foro. Il substrato era quindi stato preparato con un foro per ogni posizione alla quale andava a posizionarsi ciascun cristallo. Utilizzando questo metodo di incollaggio sono stati testati gli adesivi DEVCON Epoxy Gel e il DELO Automix. Questi adesivi strutturali ad alta viscosità hanno un alto potere riempitivo e un relativamente breve tempo di polimerizzazione. La stabilità dell'incollaggio è stata testata attraverso una microscopia ottica in grado di misure di coordinate ad alta precisione (Fig. 4.12). Immediatamente dopo l'incollaggio l'accoppiamento cristallo-supporto è stato posizionato sulla macchina di misura e mantenuto in posizione per circa 5 giorni, monitorandone quindi il comportamento su tempi medio-lunghi. Il metodo di misura, benché grossolano, permette di verificare di quanto lo spigolo del cristallo si muovesse durante la polimerizzazione.

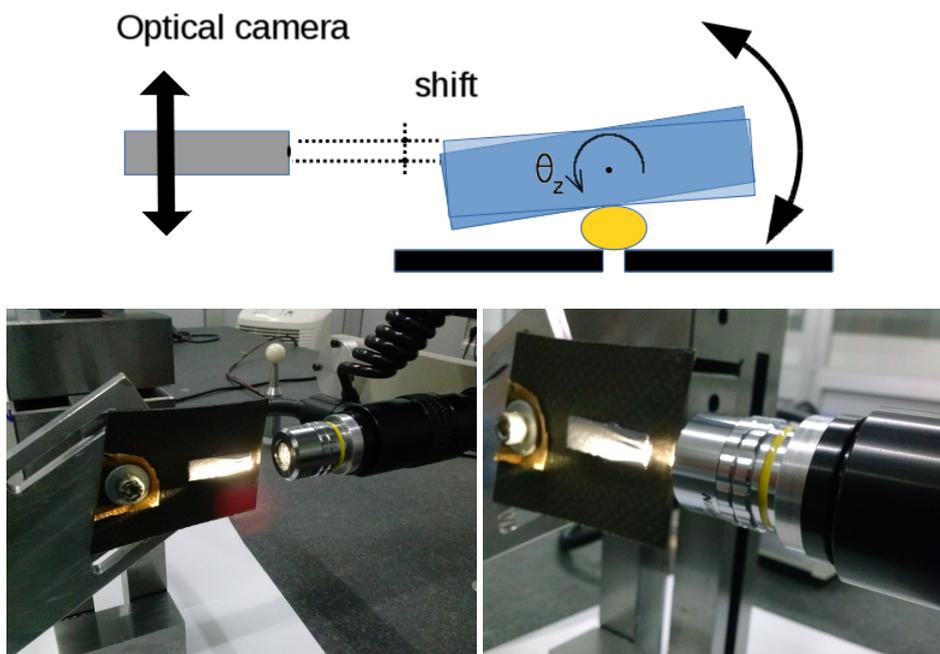


FIGURA 4.12: *In alto*: Disegno esemplificativo del microscopio ottico utilizzato per stimare lo spostamento indotto dalla colla sull'incollaggio fra cristallo e supporto in fibra di carbonio durante la fase di polimerizzazione dell'adesivo. *Sotto*: Due immagini del microscopio ottico in posizione a fuoco su uno spigolo del campione in fase di monitoraggio.

Ogni cristallo è stato posizionato in modo tale che il baricentro del diffratto andasse a cadere nel centro dell'imager (pixel N° 512, 512). Dopo 60 min dall'incollaggio e successivamente ad intervalli regolari, il punto focale è stato monitorato dalla camera ottica. I risultati ottenuti incollando 3 cristalli con DEVCON Epoxy Gel è mostrato in Fig. 4.13 *sinistra*. Come si può esser visto, dopo circa 5 giorni lo

shift orizzontale indotto dalla colla è stato di circa $20\text{-}25\ \mu\text{m}$. Tuttavia non è possibile sapere se lo shift misurato dal microscopio ottico fosse tale su entrambi i lati del cristallo o solo da un lato. Ciò porterebbe a due risultati molto differenti: nel primo caso lo spostamento di $20\text{-}25\ \mu\text{m}$ da entrambi i lati non comporterebbe una rotazione del cristallo ma solo un suo spostamento, in linea di principio parallelo al supporto. Questo movimento non provocherebbe quindi uno spostamento dell'immagine di diffrazione sul rivelatore. Al contrario, se il movimento di $20\text{-}25\ \mu\text{m}$ fosse solo da un lato, quella quantità sarebbe responsabile della rotazione del cristallo. In quest'ottica, la quantità di $20\text{-}25\ \mu\text{m}$ provocherebbe uno shift nell'immagine del diffratto di $\sim 20\ \text{mm}$ sul rivelatore posto alla distanza di miglior fuoco di $11.39\ \text{m}$ dal cristallo. Più realisticamente, lo spostamento del cristallo può provocare sia una rotazione Ω del cristallo, che è il principale fattore che influenza lo spostamento del fascio diffratto, sia uno shift lineare Λ che non interessa significativamente la posizione dell'immagine a raggi X diffratta. Una serie di misure effettuate direttamente attraverso il fascio di raggi X e in diffrazione durante la fase di polimerizzazione confermano che si tratta di un'azione combinata dei due effetti.

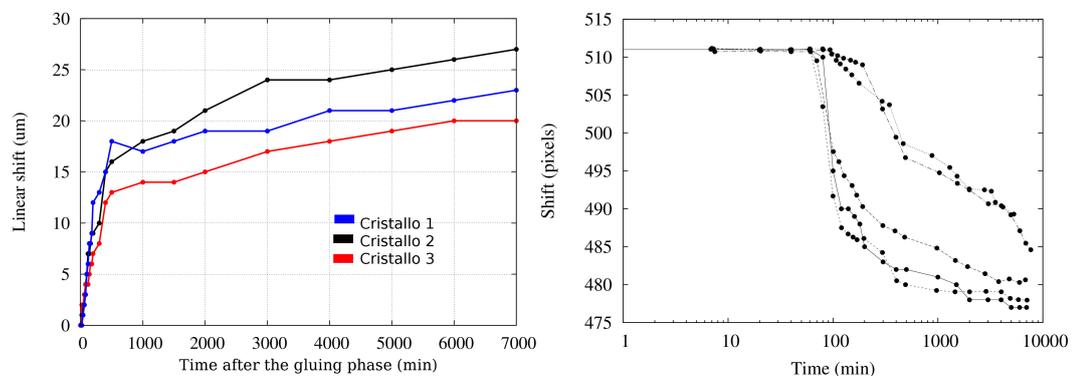


FIGURA 4.13: *Sinistra*: shift lineare del cristallo misurato con la camera ottica. *Destra*: shift dell'immagine diffratta (in pixel del detector) misurata con un fascio di raggi X come funzione del tempo per 5 differenti cristalli incollati sopra il supporto di fibra di carbonio.

Infatti in Fig. 4.13 *destra* si osserva l'entità dello spostamento dell'immagine diffratta espressa in pixels. Per i primi 60 minuti il campione viene mantenuto nel sistema d'afferraggio dell'esapode per cui non si osservano movimenti provocati dalla polimerizzazione. Dopo il rilascio dal cristallo da parte dell'esapode, è stato osservato un comportamento simile per tutti i cristalli analizzati il cui diffratto si spostava nella stessa direzione di una quantità che si può considerare attorno ai 30-40 pixels (6-8 mm sul rivelatore corrispondente ad una variazione angolare di $\sim 100\text{-}140\ \text{arcsec}$). Sebbene il trend sia quello di una decrescita monotona per tutte le curve, l'effetto non è sistematico. Il comportamento è lo stesso di quello suggerito dall'analisi ottica ma conferma che il comportamento di restringimento della colla genera entrambi i contributi di rotazione e traslazione del cristallo verso il supporto. Il gap tra il pixel di riferimento e il risultato sperimentale pur essendo la metà del valore stimato con la camera ottica resta lontano dall'obiettivo del progetto che è quello di ottenere una precisione del posizionamento del diffratto migliore di $10\ \text{arcsec}$ che corrisponde a $\pm 2\ \text{pixel}$ di errore nella centratura del diffratto.

Successivamente sono stati testati adesivi di tipo poliuretano (Polyuretanic

PUR 105 e PUR 205) che con un tempo di polimerizzazione comparabile con le precedenti colle hanno un valore di ritiro durante la polimerizzazione inferiore, raggiungendo risultati migliori rispetto ai precedenti adesivi ma comunque lontani rispetto all'obiettivo finale del progetto. Un salto di qualità è stato fatto cambiando tipo di adesivo. Gli adesivi mono-componenti hanno la proprietà di non avere solventi che si separano dall'adesivo durante la fase di polimerizzazione per cui la variazione di volume risulta notevolmente ridotta. Per questo tipo di adesivi la componente attivatrice la polimerizzazione non è quindi un secondo componente solido ma la luce UV (DYMAX OP 61 LS e DYMAX OP 67 LS). La differenza fra i due tipi di adesivo è minima, in base alle esperienze di utilizzo si può dire che l'adesivo OP 67 LS ha una viscosità maggiore, un tempo di polimerizzazione inferiore e una consistenza vetrosa dopo la polimerizzazione, rispetto al prodotto OP 61 LS.

Volendo impiegare un adesivo ad indurimento con luce UV occorre utilizzare un supporto adatto, che lasci passare quindi la luce. Un primo tentativo di incollare le tessere attraverso il foro praticato sul substrato in fibra di carbonio aveva dato risultati deludenti poiché il diametro del foro non era sufficiente a polimerizzare in modo efficace la quantità di adesivo in uso. Un supporto trasparente alla luce UV è quindi necessario. Il supporto scelto è una lastra di plexiglass[®] (Polimetilmetacrilato PMMA) di spessore circa 3 cm sulla cui parte centrale è stata sagomata una superficie sferica con raggio di curvatura di 40 m. La trasparenza di questo materiale è essenziale per la procedura di incollaggio tramite colla a fissaggio UV. Sebbene il plexiglass[®] sia un buon assorbitore di raggi ultravioletti (UVB, UVC) nella banda a cui lavora la nostra lampada, quella ottimale per la colla, il coefficiente di assorbimento è trascurabile. Ovviamente nel caso di utilizzo della lente in ambito spaziale il plexiglass[®] dovrebbe essere sostituito con altro materiale più adatto all'ambiente in presenza di vuoto. Per poter applicare un film di adesivo il più sottile possibile e uniforme, il supporto è stato ruotato di una quantità tale per cui un cristallo inclinato per diffrangere una particolare energia fosse quasi parallelo al supporto stesso¹. In Fig. 4.14 è mostrato il primo modello dimostrativo costituito di 11 cristalli incollati sul supporto di plexiglass curvo. Gli 11 cristalli sono stati incollati al supporto in modo tale che fra essi ci fosse un interspazio di 1 mm. Le performances del modello dimostrativo sono descritte dal grafico di Fig. 4.15.

Per ciascun cristallo è indicato il disallineamento espresso in secondi d'arco rispetto al bersaglio. Grazie all'adesivo che polimerizza con luce UV è stato possibile allineare e fissare al supporto gli 11 cristalli in 2 giorni, quindi in un tempo eccezionalmente breve. Se si considera che una lente di Laue completa può constare di qualche migliaio di cristalli si deduce l'importanza del tipo di adesivo che permette un rapido bloccaggio delle tessere. Il risultato di Fig. 4.15 è stato ottenuto 48 ore dopo il montaggio dell'ultimo cristallo quindi dopo un tempo breve.

4.6 Studio di stabilità a medio e lungo termine

Mentre su tempi brevi i cristalli montati sul supporto di plexiglass avevano mostrato un risultato prossimo all'obiettivo del progetto (13 secondi d'arco anziché i 10 secondi d'arco richiesti dal progetto), su tempi lunghi è stata osservata una

¹Poiché la nostra struttura non è dotata di un motore che le permette di ruotare di un certo angolo da noi scelto come avviene con gli altri strumenti della beam-line, questa rotazione viene fatta manualmente tramite viti fissate alla struttura che ospita esapode e substrato.

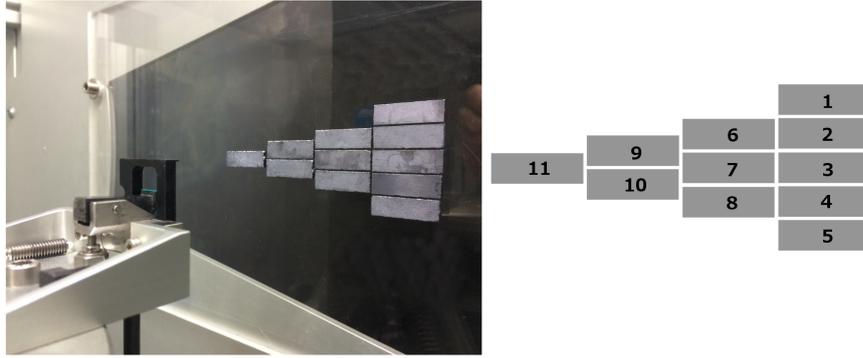


FIGURA 4.14: *Sinistra*: cristalli montati su un supporto di plexiglass trasparente alla luce UV necessaria per la polimerizzazione dell'adesivo utilizzato. *Destra*: schema rappresentativo degli 11 cristalli impiegati per l'assemblaggio del modello dimostrativo.

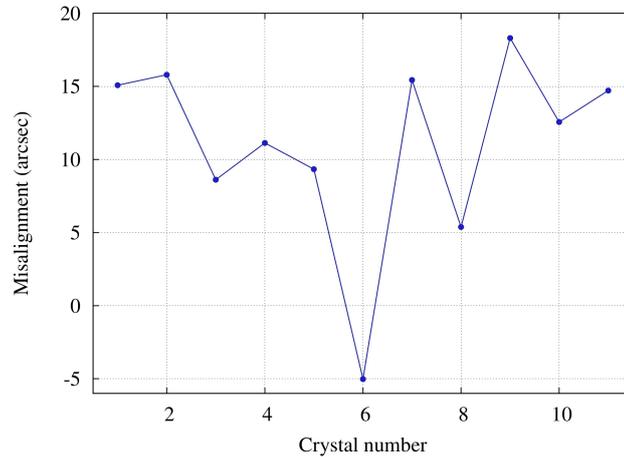


FIGURA 4.15: Disallineamento espresso in secondi d'arco di ciascun cristallo rispetto alla posizione nominale del segnale diffratto

deviazione rispetto ai valori determinati inizialmente. Ciò è primariamente determinato da micro variazioni di temperatura e umidità ambientali che hanno effetti sulla stabilità del substrato che accoglie i cristalli e anche sul carrello sul quale il supporto è montato. Addirittura è stato osservato che su tempi lunghi anche un cristallo alloggiato sul sistema di afferraggio dell'esapode subisce spostamenti micrometrici che deviano di una quantità apprezzabile il segnale diffratto. Per questo motivo un'azione di ulteriore upgrade si è resa necessaria. L'elemento fondamentale per fornire una stabilità termica molto più marcata è stato la sostituzione del supporto in plexiglass con un supporto di vetro che ha un coefficiente di dilatazione termica circa 100 volte più basso. Non risente quindi delle micro-variazioni termiche dell'ambiente in cui il modello viene realizzato. Secondariamente, la lampada UV impiegata inizialmente oltre a produrre un fascio intenso di luce UV produceva anche una quantità di calore non trascurabile che modificava la temperatura dei

cristalli e dell'adesivo con conseguenti deformazioni termiche. La nuova lampada ha invece una "coda" termica molto meno marcata e quindi dagli effetti quasi trascurabili. In Fig. 4.16 è mostrato il supporto in vetro con un cristallo in fase di incollaggio per mezzo della luce UV che viene trasferita sul cristallo per mezzo di una fibra ottica.



FIGURA 4.16: L'upgrade del progetto prevede l'utilizzo di un substrato in vetro che accoglie i cristalli del modello. Nelle immagini si possono vedere oltre al supporto anche l'esapode e la fibra ottica utilizzata per illuminare con luce UV l'adesivo impiegato

La stabilità degli incollaggio è stata monitorata su tempi lunghi e i risultati sono evidenti in Fig. 4.17. Mentre prima dell'upgrade non vi era una sufficiente stabilità sul lungo termine (Figura in alto, 40 secondi d'arco di variazione in circa 30 giorni di monitoraggio), dopo l'upgrade si osserva una variazione inferiore ai 2 secondi d'arco per un monitoraggio di 12 giorni. Abbiamo quindi raggiunto una sufficiente accuratezza nel posizionamento delle singole tessere che ci permetterà di realizzare il prossimo modello dimostrativo con la precisione entro le specifiche richieste.

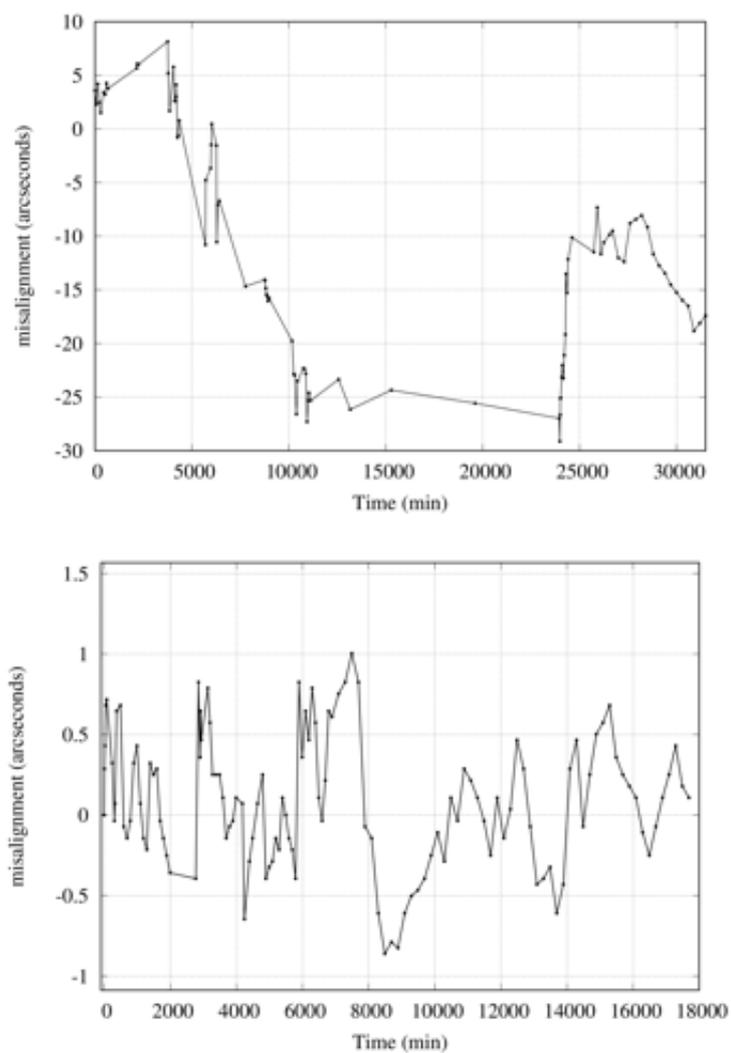


FIGURA 4.17: *Sopra*: evoluzione della posizione del diffratto (espressa in pixel del rivelatore) nel tempo con l'utilizzo di un supporto di vetro ma con un non sufficiente controllo termico e igrometrico ambientale. *Sotto*: lo stesso tipo di controllo sulla posizione ma con un controllo termico accurato entro 1° e controllo dell'umidità ambientale entro il 5%.

Conclusioni

Durante il periodo di Tesi mi sono occupato di diversi aspetti che riguardano la progettazione e la realizzazione di una lente focalizzante per l'astronomia dei raggi X dure e dei raggi Gamma molli. Le lenti di Laue potranno in un prossimo futuro essere impiegate con successo per missioni spaziali nelle quali sia richiesto una grande sensibilità di osservazione su campi stretti. Una lente di Laue costituita di cristalli curvi è infatti uno strumento focalizzante con moderata capacità di imaging nell'intorno del campo di sorgente perfettamente in asse. Per angoli di fuori asse superiori a qualche arcmin una sorgente puntiforme viene rappresentata sul piano del rivelatore da immagini a forma di anello, che sono provocate da effetti simili alle aberrazioni che si possono incontrare anche in astronomia ottica o in astronomia dei raggi X molli (< 70 keV con i multilayers). Purtroppo, ad oggi, ancora non sono state studiate configurazioni geometriche in grado di limitare queste aberrazioni e quindi in grado di rendere la tecnologia delle lenti di Laue anche potenzialmente utilizzabile per osservazioni su largo campo. Il primo aspetto di cui mi sono occupato riguarda la progettazione di un modello dimostrativo che dovrebbe precedere la realizzazione di un petalo di lente di Laue. Tramite simulazioni, abbiamo determinato il numero di cristalli la disposizione fisica che i cristalli dovrebbero avere e le coordinate che devono avere i segnali diffratti sul piano del rivelatore. La realizzazione del modello è necessaria per dimostrare che, in dimensioni ridotte, è possibile raggiungere le accuratezze richieste per un successivo modello che possa far parte di una missione spaziale o di un volo da pallone stratosferico.

La realizzazione di un petalo di lente di Laue presenta alcune problematiche di natura ingegneristica. Il processo che dev'essere ulteriormente studiato è quello necessario per mantenere l'angolo di Bragg θ_B , entro un'incertezza di 10 secondi d'arco. Successivamente all'incollaggio un'altra problematica è quella della stabilità delle condizioni ambientali di temperatura e umidità. Le soluzioni per ovviare agli effetti termici potrebbero essere diverse. In primis, occorre utilizzare materiali con un basso coefficiente di espansione termica. L'utilizzo del supporto di vetro ha infatti migliorato in modo netto la stabilità del sistema. Un problema che non è stato trattato e che sarà di cruciale importanza nel caso di una missione basata sulle lenti di Laue è il mantenimento del controllo termico durante tutte le fasi della missione, e non solo durante la fase operativa. La fase di lancio per esempio è una fase in cui la strumentazione è sicuramente soggetta a variazioni termiche non trascurabili. Occorre quindi capire se eventuali cicli termici possano influire negativamente sull'allineamento dei cristalli. La fase di lancio è critica anche per un altro aspetto: le sollecitazioni cui è sottoposta la strumentazione. Nel successivo paragrafo spiegheremo quali sono i prossimi passi da attuare sulle lenti di Laue per incrementarne il TRL (*technology readiness level*, cioè la maturità della tecnologia molto importante per avere un consenso nella comunità astrofisica ed essere quindi accettata per una missione).

Riguardo alla caratterizzazione delle tessere cristalline, con i test abbiamo verificato l'efficacia della tecnica di incurvamento delle tessere al raggio di curvatura

richiesto con buona accuratezza. Benché vi siano ancora incertezze nella realizzazione di questa curvatura essa risulta uniforme e stabile nel tempo.

4.7 Successivi studi

Dopo la realizzazione del modello dimostrativo costituito di 20 cristalli, prima della realizzazione di un petalo di lente è utile testare la robustezza dell'incollaggio con dei test vibrazionali. Test vibrazionali effettuati su prototipi costituiti di cristalli di Alluminio e Ferro hanno evidenziato un effetto *on-off* (Barrière, comunicazione privata). Sul totale numero di cristalli infatti circa il 10% hanno subito il distacco mentre le rimanenti tessere sono rimaste unite al substrato senza che la posizione angolare fosse alterata.

Mentre la stabilità nel tempo di queste tessere è stata raggiunta, un aspetto ancora critico riguarda la fase di polimerizzazione dell'adesivo per cui il miglior risultato ottenuto fino ad ora è quello mostrato in Fig. 4.15. Questi 15-20 arcsec di disallineamento potrebbero essere ridotti ulteriormente se il sistema di bloccaggio delle tessere venisse modificato. Un'idea valutabile potrebbe essere quella di utilizzare l'adesivo per un posizionamento primario "grossolano" e poi di agire con delle viti micrometriche per aggiustare in modo fine la tessera. Il questo caso ovviamente il sistema risulta più complicato perchè si introducono nuovi elementi come micro-viti e si aumenta il peso dell'intera struttura.

Dopo la realizzazione di un petalo con le accuratezze richieste occorre pensare all'assemblaggio di diversi sottopetali e al loro allineamento (Fig.4.18). Per questo scopo una soluzione potrebbe essere data da attuatori piezoelettrici fissati a ciascun petalo. I movimentatori piezoelettrici sarebbero poi aggiustati in modo attivo per minimizzare le dimensioni dell'immagine di diffrazione completa della lente di Laue.



FIGURA 4.18: Insieme di petali che formano la lente di Laue completa.

Bibliografia

- Azaroff, Leonid V. (1968). *Elements of X-ray crystallography*. Inc: McGraw-Hill.
- Bellucci, V. et al. (2011). «Self-standing bent silicon crystals for very high efficiency Laue lens». In: *Experimental Astronomy* 31, pp. 45–58. DOI: [10.1007/s10686-011-9226-5](https://doi.org/10.1007/s10686-011-9226-5).
- Buffagni, E. et al. (2012). «Preparation of bent crystals as high-efficiency optical elements for hard x-ray astronomy». In: *Optical Engineering* 51.5, p. 056501. DOI: [10.1117/1.OE.51.5.056501](https://doi.org/10.1117/1.OE.51.5.056501).
- Buffagni, E. et al. (2013). «Crystal bending by surface damaging in mosaic GaAs crystals for the LAUE project». In: *Proceedings of the SPIE*. Vol. 8861, id. 88610E 7 pp.
- Cullity, B. D. (1956). *X-ray diffraction*. Inc: Addison-Wesley Publishing Company.
- E. Virgilli (2015). THE LARIX FACILITY. <http://larixfacility.unife.it>.
- Ferrari, C. et al. (2012). «High-resolution x-ray characterization of mosaic crystals for hard x-ray astronomy». In: *Optical Engineering* 51.4, p. 046502. DOI: [10.1117/1.OE.51.4.046502](https://doi.org/10.1117/1.OE.51.4.046502).
- Frontera, F. et al. (2013). «Scientific prospects in soft gamma-ray astronomy enabled by the LAUE project». In: *Proceedings of the SPIE*. Vol. 8861, id. 886106 17 pp.
- Halloin, H. e P. Bastie (2005). «Laue diffraction lenses for astrophysics: Theoretical concepts». In: *Experimental Astronomy* 20, pp. 151–170. DOI: [10.1007/s10686-006-9064-z](https://doi.org/10.1007/s10686-006-9064-z).
- Kerst, D. W. (1941). «The Acceleration of Electrons by Magnetic Induction». In: *Physic Review*.
- Liccardo, V. et al. (2014). «Study and characterization of bent crystals for Laue lenses». In: *Experimental Astronomy* 38, pp. 401–416. DOI: [10.1007/s10686-014-9425-y](https://doi.org/10.1007/s10686-014-9425-y).
- Smither, R. K. et al. (2005). «High diffraction efficiency, broadband, diffraction crystals for use in crystal diffraction lenses». In: *Experimental Astronomy* 20, pp. 201–210. DOI: [10.1007/s10686-005-9019-9](https://doi.org/10.1007/s10686-005-9019-9).
- Virgilli, E. et al. (2011). «The LAUE project for broad band gamma-ray focusing lenses». In: *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy V*. Vol. 8147.
- Virgilli, E. et al. (2015). «Focusing effect of bent GaAs crystals for gamma-ray Laue lenses: Monte Carlo and experimental results». In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1512.01109 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1512.01109).
- W.H.Bragg e W.L.Bragg (1913a). In: *Proc. Roy. Soc. London*. Vol. 88, p. 428.
- (1913b). In: *Proc. Roy. Soc. London*. Vol. 89, p. 246.
- Zachariasen, W. H. (1945). *Theory of X-ray Diffraction in Crystals*. Wiley.