



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI FERRARA

Tesi di laurea in FISICA ED ASTROFISICA

Procedure di allineamento della facility LARIX T del laboratorio LARIX

Relatore:
Prof. Filippo Frontera

Laureando:
Sabrina Lorena Porini

II Relatore:
Dott. Enrico Virgilli

Anno Accademico 2014/2015

Alla mia famiglia

Indice

Introduzione	ix
1 Diffrazione in astronomia	1
1.1 Principi fondamentali	1
1.2 I diversi tipi di cristalli per diffrazione	5
1.2.1 Cristalli a mosaico	6
1.2.2 Cristalli curvi	8
1.3 Lente di LAUE	10
2 Progetto LAUE	14
2.1 Introduzione	14
2.2 Produzione dei raggi X e beam line	16
2.3 Collimatore	19
2.4 Supporto della lente ed esapode	20
2.5 Rivelatori di piano focale	22
3 Procedure di allineamento	25
3.1 Divergenza della facility	25
3.2 Allineamento della facility	28
3.3 Allineamento dei cristalli	32
3.4 Misura della curvatura dei cristalli	35
3.4.1 Metodo della $K\alpha$	35
3.4.2 Metodo dell'irraggiamento completo con fascio policromatico	38
4 Conclusioni	46
4.1 Procedura di allineamento della beam-line	47
4.2 Allineamento di cristalli per l'incollaggio	47
4.3 Determinazione di R_c di un cristallo curvo con il metodo della K_α	48

Elenco delle figure

1.1	La tecnica di Laue consiste nel far incidere su un cristallo un fascio di raggi X policromatico e nel registrare i fasci diffratti. Fotogramma di diffrazione dei raggi X da un cristallo ottenuti con la tecnica di Laue . . .	3
1.2	I vettori d'onda \vec{k}_0 e \vec{k}_d rispettivamente della radiazione incidente e diffrata e il vettore del reticolo reciproco \vec{g}	3
1.3	Diffrazione dei raggi X dai piani cristallini e angolo di Bragg θ_B per un cristallo in configurazione Laue (trasmissione).	4
1.4	Profilo di diffrazione di un cristallo perfetto	5
1.5	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.	6
1.6	Profilo gaussiano della distribuzione dell'orientamento dei cristalliti . . .	7
1.7	Cristallo curvo e le rispettive curvature, primare e secondaria, dei piani di diffrazione interni	9
1.8	Profilo di diffrazione caratteristico di un cristallo curvo.	10
1.9	Profilo laterale di una lente di laue in cui sono evidenziati la focale i raggi minimo e massimo della lente e un singolo cristallo con indicati gli angoli di Bragg.	11
2.1	Rappresentazione della facility LARIX T e della disposizione dei suoi elementi con le loro distanze relative.	15
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 é visibile l'esapode utilizzato.	16
2.3	Sorgente di raggi X presente all'interno del laboratorio LARIX. Dettaglio del collimatore della sorgente.	17
2.4	Spettro in uscita normalizzato del tubo radiogeno usato al LARIX T con parametri 300 kV, 1 mA. Il tempo di acquisizione indicato é di 100 secondi con un area di raccolta di 1 cm ² alla distanza di 1 m.	18
2.5	Cilindro in cui viaggia il fascio di raggi X e chiusura in fibra di carbonio.	18

2.6	Collimatore usato nella camera bianca del tunnel del LARIX. A sinistra il collimatore é montato sul carrello, a destra un dettaglio della lame in tungsteno motorizzate.	19
2.7	Supporto della lente in fibra di carbonio e dettaglio dei fori dove vengono incollati i cristalli.	20
2.8	Immagini del esapode HXP utilizzato per l'allineamento dei cristalli dentro il laboratorio LARIX.	21
2.9	Interfaccia software di gestione dei movimenti dell'esapode per i due diversi sistemi di riferimento TCS e WCS.	22
2.10	Disegno 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.	22
2.11	I due rivelatori utilizzati durante le procedure di allineamento: in alto lo spettrometro e in basso l'imager.	23
3.1	Ingrandimento del diffratto sul detector dovuto alla divergenza del fascio ad una distanza $D = 37.5$ m dalla sorgente.	27
3.2	Alone prodotto dal fascio diretto sul detector a una distanza di ~ 35 m dalla sorgente, e spina di riferimento centrata sul fascio.	28
3.3	Il detector imager utilizzato per le tecniche di allineamento della beam-line e anche per l'allineamento dei singoli cristalli. In corrispondenza della superficie sensibile del rivelatore, sono disegnati gli assi di riferimento.	29
3.4	Schema rappresentativo della condizione iniziale di disallineamento della facility. La figura puó rappresentare entrambe le direzioni di vista, nel piano verticale o nella vista dall'alto della facility. La sorgente punta verso il piano della lente e verso il rivelatore, ma a direttrice sorgente-collimatore (indicata con la linea tratteggiata pasante 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 é 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).	30
3.5	Aloni prodotti dalla sorgente e rilevati con l'imager alle distanza 9 m (sinistra) e 20 m (destra).	31
3.6	Dettaglio di Fig. 3.5 in cui sono evidenziati l'ombra della spina sul detector a distanza 9 m e 20 m. Assieme alle figure sono anche indicati i profili y e z.	41
3.7	Spostamento lineare, sul piano focale dell'imager, del diffratto prodotto da una rotazione di un angolo $+\delta\theta/2$ attorno all'asse z. Sovrapposta al disegno é mostrata anche l'immagine diffratta.	42

3.8	Spostamento lineare, sul piano focale dell'imager, del diffratto prodotto da una rotazione di un angolo $-\delta\theta/2$ attorno all'asse z . Sovrapposta al disegno é mostrata anche l'immagine diffratta.	42
3.9	Sovrapposizione dei due diffratti ottenuti dalla rotazione attorno all'asse z di un angolo $\pm \delta\theta/2$ rispetto alla posizione centrale.	43
3.10	Disegno rappresentativo dei due diversi metodi possibili per determinare la curvatura dei cristalli, con il metodo della $K\alpha$ (sinistra) e con il metodo dell'irraggiamento completo.	43
3.11	Stima del raggio di curvatura per due cristalli di GaAs. Il primo a sinistra ha mostrato una curvatura di 68 metri, quindi non adatto all'utilizzo per una lente di Laue di focale 20 m, il secondo (a sinistra con raggio di curvatura di 42 m quindi entro la tolleranza di 5%. In verde sono mostrati i best fit sui dati sperimentali e in azzurro la linea che rappresenta il raggio di curvatura di 40 m.)	44
3.12	Stima della curvatura di un campione a partire dalla misura di ΔE . La regione scura rappresenta l'incertezza nella stima del raggio di curvatura in base alle incertezze sulla mosaicita del campione, sulla divergenza e sulla risoluzione energetica del rivelatore.	45

Elenco delle tabelle

3.1	Valori della divergenza lungo gli assi y e z in funzione della dimensione del cristallo e della distanza sorgente-cristallo.	26
3.2	Stima delle coordinate del centroide della spina quando viene investita dal fascio e proiettata sul rivelatore posto alle distanze di 9 m e 20 m dalla spina. La stima é stata fatta usando una funzione gaussiana quindi sono anche riportati i valori di sigma.	32
3.3	Misure degli angoli di diffrazione su diversi ppunti del cristallo per ottenere la diffrazione all'energia della $K\alpha$ a 59.2 keV.	37
3.4	Valori del raggio di curvatura misurati per un campione di 4 cristalli attraverso il metodo della scansione a 59.2 keV.	37
3.5	Valori di ΔE ottenute sperimentalmetne attraverso lo spettrometro da diversi cristalli. Viene anche riportato per confronto il valore del raggio stimato con il metodo della scansione a 59.2 keV.	39

Introduzione

L'osservazione del cielo nella banda X e Gamma é avvenuta fino ad oggi principalmente con l'ausilio di strumenti non focalizzanti. 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/Gamma. Tuttavia tali strumenti sono vicini ad un limite fisico poiché per accrescere ulteriormente la loro sensibilità occorrono aree di raccolta e rivelatori sempre piú grandi, con conseguente incremento in termini di peso e di costo delle missioni spaziali.

Negli ultimi decenni, telescopi focalizzanti sono stati sviluppati e utilizzati con successo fino ad energie di $\sim 70\text{-}80$ keV. 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 nel range di energia 70-600 keV é quella che fa uso della diffrazione dei raggi X ed é conosciuta con il nome delle lenti di Laue. Con la ottica focalizzante di Laue sono previsti notevoli incrementi per quanto riguarda la sensibilità in flusso e la risoluzione angolare.

Questa Tesi é rivolta ad uno studio delle lenti di Laue dal punto di vista sperimentale. Nel primo capitolo verrà spiegato il concetto di diffrazione nei raggi X. Vedremo in dettaglio le leggi fisiche che governano il fenomeno e la sua applicazione tecnologica nella realizzazione di una lente di Laue. Verranno descritti i diversi tipi di cristalli che possono essere impiegati nello sviluppo di tali lenti. Nel secondo capitolo viene descritta la facility LARIX del Dipartimento di Fisica e Scienze della Terra dell'Università di Ferrara. Le misure riportate e gli allineamenti descritti in questa Tesi sono tutti riferiti alla facility LARIX T che é stata allestita in un tunnel di 100 m di lunghezza presso il laboratorio LARIX. Parleremo inoltre del progetto LAUE, dei limiti tecnologici affrontati, degli obiettivi attualmente raggiunti e quelli ancora da raggiungere. Il terzo capitolo é diviso in tre parti. Nella prima viene indicato il procedimento per l'allineamento della beam-line e per la determinazione di un fascio di raggi X parallelo all'asse ottico della lente di laue,

elemento fondamentale per la realizzazione della lente. Nella seconda parte viene descritto il processo di allineamento dei cristalli per una corretta focalizzazione dei fotoni incidenti sulla lente. In uno step successivo, i cristalli correttamente posizionati verranno incollati in modo definitivo sul supporto della lente, una fase cruciale e molto delicata che richiede una massima accuratezza. Nella terza e ultima parte di questo capitolo vengono analizzati due metodi per la determinazione della curvatura di un cristallo, caratteristica determinante nella sua scelta come componente della lente. Infine, nell'ultimo capitolo vengono riportate le conclusioni al lavoro di Tesi ed un indice di rapida consultazione per eseguire gli allineamenti e le valutazioni relative alla curvatura descritti nel terzo capitolo in modo pratico e veloce.

Capitolo 1

Diffrazione in astronomia

Questa sezione é dedicata all'introduzione dei concetti teorici che stanno alla base del fenomeno della diffrazione dei raggi X e che verranno utilizzati lungo la discussione di questa Tesi. Verrá discussa in modo particolare, la diffrazione dei raggi X nei cristalli. Seguiremo due modelli: il primo riguarda la diffrazione in cristalli perfetti mentre il secondo riguarda la diffrazione in cristalli con un particolare tipo di imperfezione conosciuta come mosaicitá. Infine verrá introdotto il concetto de lente di Laue. Studieremo in dettaglio la sua geometria e le sue proprietá fondamentali e descriveremo l'importanza della costruzione di questo tipo di lenti. La sua potenzialitá in astronomia si puó apprezzare dal range di energi che vanno dai raggi X duri ai gamma leggeri (60 - 600 keV). Con una sensibilitá maggore rispetto agli strumenti utilizzati oggi le lenti di Laue, saranno in grado di raccogliere informazioni piú dettagliate di sorgenti e fenomeni celesti.

1.1 Principi fondamentali

I raggi X furono scoperti da Wilhelm C. Röntgen nel 1895, e sono quella porzione di spettro elettromagnetico aventi lunghezza d'onda dell'ordine dell'angstrom, in un range che va dai 0.01Å a 100Å ($1\text{Å}=10^{-10}\text{ m}$). Questo tipo di radiazione non raggiunge il livello del mare poiché viene bloccata dall'atmosfera terrestre. L'astronomia osservativa nella banda X, ebbe inizio circa 50 anni dopo la scoperta di Röntgen, grazie alle nuove tecnologie in grado di lanciare sonde nello spazio. Le missioni spaziali compiute nel corso degli anni portó alla scoperta di diverse sorgenti cosmiche di raggi X e a un miglioramento della tecnologia necessaria per osservarli. Ad esempio, la sensibilitá dei rivelatori e la risoluzione angolare, due parametri fondamentali nell'osservazioni astronomiche, fu in continuo aumento. Tuttavia, le

questioni aperte nell'astronomia X/gamma sono diverse e di fondamentale importanza e riguardano le emissioni di radiazione di alta energia. Tra cui troviamo, la fisica delle emissioni in presenza di campi magnetici super-forti [magnetars], le emissioni degli oggetti galattici compatti, le emissioni degli AGNs [Nuclei Galattici Attivi] e la fisica delle esplosioni delle supernova [4]. La strumentazione di cui si dispone per "l'osservazione" dei fotoni di queste energie si basa sulla rivelazione della radiazione in modo diretto (senza focalizzazione) e questo pone dei limiti in termini di sensibilità e risoluzione angolare. Il desiderio di andare oltre questi limiti porta alla continua ricerca di nuove tecnologie in grado di migliorare sia la sensibilità degli strumenti che la qualità delle osservazioni.

Esiste un fenomeno naturale che avviene quando un'onda incontra un'ostacolo. Questo fenomeno si chiama diffrazione. La radiazione elettromagnetica essendo di natura ondulatoria è soggetta a questo fenomeno ed è rilevante quando la sua lunghezza d'onda è di dimensioni paragonabili alle dimensioni dell'ostacolo che essa incontra nel suo cammino di propagazione. I raggi X sono onde elettromagnetiche con lunghezze d'onda dell'ordine dell'angstrom, e vengono diffratte quando incidono su un reticolo cristallino. Questo fenomeno fu scoperto dal fisico tedesco Max von Laue nel 1912. Dato che le distanze interatomiche in un solido cristallino sono dell'ordine di 10^{-9} m e sono paragonabili alla lunghezza d'onda dei raggi X (10^{-8} cm), i cristalli possono essere considerati come un reticolo di diffrazione per questo tipo di radiazione. I risultati ottenuti diedero conferma all'ipotesi sulla natura ondulatoria della luce e alla struttura interna periodica dei cristalli che effettivamente erano dei reticoli di diffrazione per i raggi X. Tutta la radiazione elettromagnetica è in grado di interagire con la materia attraverso due processi principali. Uno è l'assorbimento, nel corso del quale la radiazione cede tutta o parte della propria energia al sistema materiale con cui interagisce, aumentandone la temperatura o determinandone la transizione ad uno stato eccitato. L'altro processo è la diffusione o scattering, nel quale la radiazione viene diffusa dalla materia e le onde elettromagnetiche ad essa associate cambiano direzione di propagazione. Tale cambiamento può essere accompagnato da uno scambio di energia tra fotoni e materia come accade nello scattering anelastico, o no, come avviene nello scattering elastico. La fisica del fenomeno della diffrazione dei raggi X, si basa sullo scattering elastico coerente, in cui la funzione d'onda del fotone X interagisce con la materia in modo tale che le onde scatterate dai diversi nuclei del reticolo cristallino interferiscono tra di loro. Le onde elettromagnetiche diffuse da atomi vengono sommate coerentemente generando una figura di diffrazione.

Laue progettò un esperimento in cui mise un cristallo di solfato di rame tra un tubo a raggi X e una lastra fotografica. Facendo incidere dei raggi X

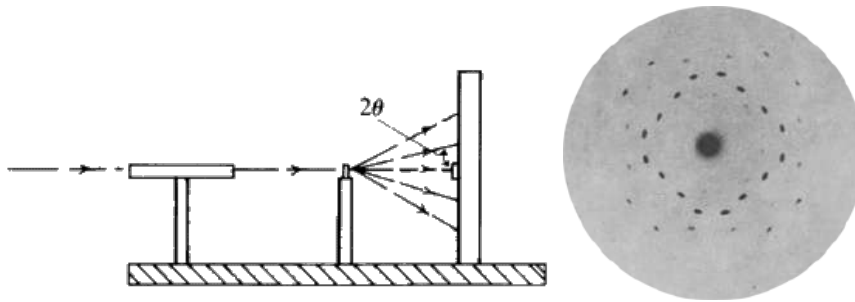


Figura 1.1: La tecnica di Laue consiste nel far incidere su un cristallo un fascio di raggi X policromatico e nel registrare i fasci diffratti. Fotogramma di diffrazione dei raggi X da un cristallo ottenuti con la tecnica di Laue

su un cristallo si producevano effettivamente massimi di diffrazione, ben netti in alcune direzioni dello spazio, ed intensità nulla nelle altre zone formando una serie regolare ed ordinata di punti luminosi su una lastra fotografica tipico del fenomeno della diffrazione. Un'immagine del fotogramma ottenuto è mostrata in Fig. 1.1.

Laue fu il primo a formulare una teoria formale per descrivere matematicamente la diffrazione prodotta dai cristalli. Tale fenomeno può essere espresso in notazione vettoriale dalla seguente equazione:

$$\vec{k}_0 - \vec{k}_d = \vec{g} \quad (1.1)$$

dove \vec{k}_0 e \vec{k}_d sono i vettori d'onda rispettivamente della radiazione incidente e diffratta e \vec{g} è il vettore del reticolo reciproco o inverso, le loro rispettive direzioni si possono osservare in Fig. 1.2.

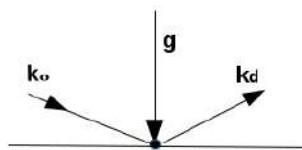


Figura 1.2: I vettori d'onda \vec{k}_0 e \vec{k}_d rispettivamente della radiazione incidente e diffratta e il vettore del reticolo reciproco \vec{g} .

L'analisi di Laue però, da un punto di vista pratico non è vantaggiosa poiché per calcolare la direzione dei raggi X diffratti è necessario determinare un totale di dodici variabili, di cui sei angoli, tre distanze reticolari e tre ordini di diffrazione lungo tre assi perpendicolari.

Contemporaneamente alla scoperta di Laue, i fisici William Henry e William Lawrence Bragg svilupparono una tecnica di analisi piú semplice del formalismo matematico sviluppato da Laue per descrivere il fenomeno della diffrazione dei raggi X nei cristalli. La semplicitá nella descrizione formulata dei Bragg fu dovuta alla loro concezione dei cristalli in termini di piani atomici paralleli. I piani sono un modo di vedere la struttura interna di un cristallo, come si vede dalla Fig. 1.3. Dall'analisi geometrica emerse una descrizione del fenomeno in termini di riflessioni dai piani cristallini, dando luogo ad una semplice equazione che determina la direzione dei raggi X diffratti da un cristallo e che oggi prende il nome di legge di Bragg:

$$2d_{hkl} \sin \theta_B = n\lambda = n \frac{hc}{E} \quad (1.2)$$

dove n é un numero intero chiamato ordine di diffrazione, d_{hkl} (in Å) é la distanza tra piani adiacenti del reticolo, θ_B chiamato angolo di Bragg é l'angolo di incidenza e riflessione dei piani, e λ é la lunghezza d'onda dei fotoni che rimane invariante prima e dopo la riflessione (si assume che lo scattering sia elastico). La relazione fra lunghezza d'onda della radiazione e l'energia é data dalla legge di De Broglie nella quale $hc \approx 12.4 \text{ keV } \text{Å}$. Se confrontata con le equazioni di Laue, la legge di Bragg necessita di un numero minore di variabili per calcolare la direzione dei raggi diffratti.

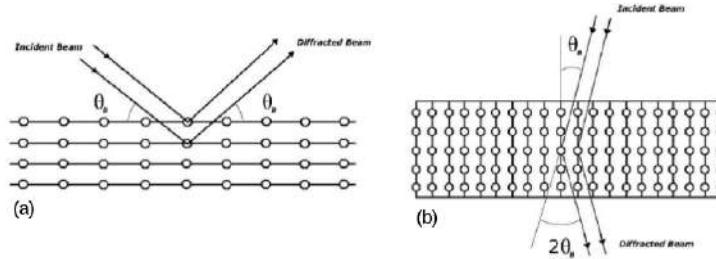


Figura 1.3: Diffrazione dei raggi X dai piani cristallini e angolo di Bragg θ_B per un cristallo in configurazione Laue (trasmissione).

Le due equazioni 1.1 e 1.2 sono completamente equivalenti e forniscono le stesse informazioni. Ad esempio, l'angolo formato tra i due vettori d'onda k_0 e k_d é esattamente il doppio dell'angolo di Bragg θ_B , e il vettore del reticolo inverso \vec{g} é perpendicolare ai piani e il suo modulo vale $2\pi d_{hkl}^{-1}$. Il vantaggio della legge di Bragg é che é indipendentemente dalle posizioni degli atomi nei piani reticolari ma si basa soltanto sulle distanze fra i piani atomici. Tutte le

onde diffuse da uno stesso piano interferiscono costruttivamente e gli angoli di incidenza e diffrazione sono uguale.

1.2 I diversi tipi di cristalli per diffrazione

Un cristallo perfetto é un solido costituito da una ripetizione periodica di unità identiche nello spazio. Queste unità sono un insieme di una o piú 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 equispaziati 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 equazioni 1.1 e 1.2 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 dipenderá 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, a un profilo di delta di Dirac (Fig. 1.4).

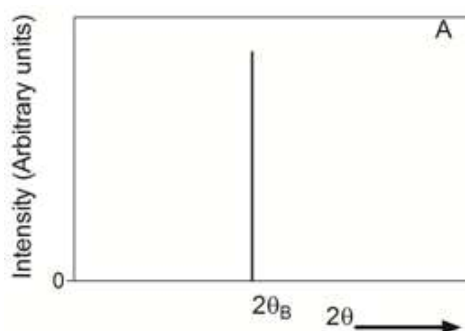


Figura 1.4: Profilo di diffrazione di un cristallo perfetto

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 é la capacità di focalizzare un ampio spettro di energie (lente a larga banda). Per avere una risposta energetica piú larga rispetto a quella ottenibile con i cristalli perfetti si adottano cristalli diversi, che descriviamo nei successivi paragrafi.

1.2.1 Cristalli a mosaico

I cristalli a mosaico sono cristalli imperfetti, composti da un grande numero di microcristalli perfetti, chiamati cristalliti, 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 principale (Fig. 1.5).

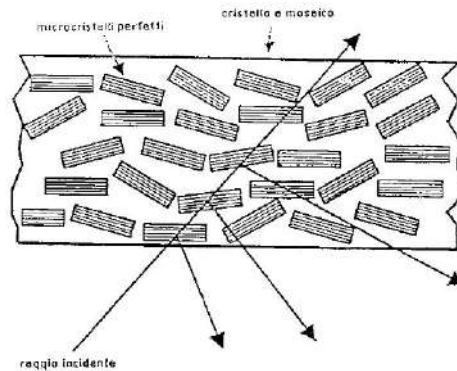


Figura 1.5: Schema rappresentativo di un cristallo a mosaico con disegnati alcuni microcristalli disallineati rispetto alla direzione principale. Il fascio incidente e alcuni fasci diffratti in condizione di riflessione sono mostrati.

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

$$W(\theta) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\theta-\theta_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (1.3)$$

dove $(\theta - \theta_0)$ é il valore della deviazione angolare dei cristalliti dalla direzione principale e σ é la deviazione standard della distribuzione. Se un fascio policromatico incide su un cristallo a mosaico la radiazione che emerge diffratta non é monocromatica ma é composta da varie energie e la larghezza di banda diffratta é 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

proprietá intrinseca del cristallo di grande importanza per l'allargamento di banda e viene chiamata mosaicitá β .

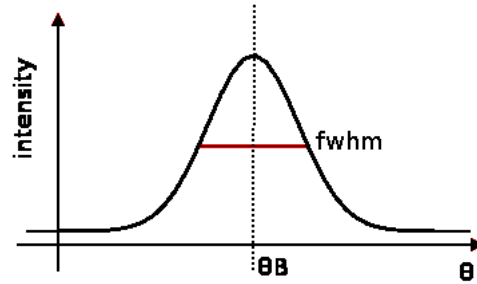


Figura 1.6: Profilo gaussiano della distribuzione dell'orientamento dei cristalliti

Una proprietá molto importante per i cristalli é l'efficienza con la quale il fascio incidente viene deviato nella direzione della diffrazione. Questa proprietá é chiamata riflettivitá. La riflettivitá di un cristallo a mosaico dipende dalle proprietá stesse del cristallo e dal suo spessore e puó essere espressa dalla relazione [7]:

$$R(\theta, T) = \frac{1}{2} (1 - e^{-2\sigma T}) e^{-\mu \frac{T}{\cos \theta_0}} \quad (1.4)$$

dove la funzione σ tiene conto della distribuzione Gaussiana dei cristalliti e dalla loro dimensione, T é lo spessore del cristallo, e μ é il coefficiente di assorbimento in funzione dell'energia per unitá di lunghezza. Nell'espressione della riflettivitá 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 capisce che il valore massimo che puó assumere $R(\theta, T)$ é $1/2$.

Nonostante i cristalli piatti abbiano il vantaggio di una produzione relativamente facile in grandi quantitá con buona riproduzione in termini di dimensioni e mosaicitá, essi hanno diversi limiti. Senza prendere in considerazione l'assorbimento nei cristalli, uno dei limiti é che la loro massima riflettivitá é limitata al 50%, la quale risulta da un equilibrio tra il fascio incidente e diffratto dai piani cristallini. Un altro limite é 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 mosaicitá ha un effetto defocalizzante. Dato che la sensibilitá 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. Un modo di focalizzare la radiazione in un'area più piccola delle dimensioni del cristallo è quello di utilizzare cristalli con i piani atomici incurvati. Le proprietà e le tecnologie utilizzabili per ottenere la curvatura saranno oggetto del prossimo Paragrafo.

1.2.2 Cristalli curvi

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 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 [1]. 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 [2].

I cristalli curvi si possono ottenere con diverse tecniche [5]. Cristalli perfetti curvi si possono ottenere tramite tecniche di deposizione ionica [3] dove i piani di diffrazione incurvati si possono ottenere facendo crescere un cristallo bicomponente, variando la concentrazione dei componenti durante la crescita del cristallo. Un altro modo, 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 la non necessità di 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 daneggiano il cristallo e lo rendono estremamente fragile. Una soluzione a questo problema viene data 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 detta curvatura secondaria. Tale curvatura secondaria é responsabile dell'allargamento di banda puntuale del cristallo e si comporta come una sorta di mosaicitá indotta (detta perciò quasi-mosaicitá). In Fig. 1.7 é esemplificato un cristallo perfetto nel quale sono presenti entrambe le curvature menzionate. In questi cristalli, il limite alla riflettivitá di $1/2$ é superata e l'efficienza di diffrazione puó raggiungere valori anche molto elevati ($\sim 90\%$).

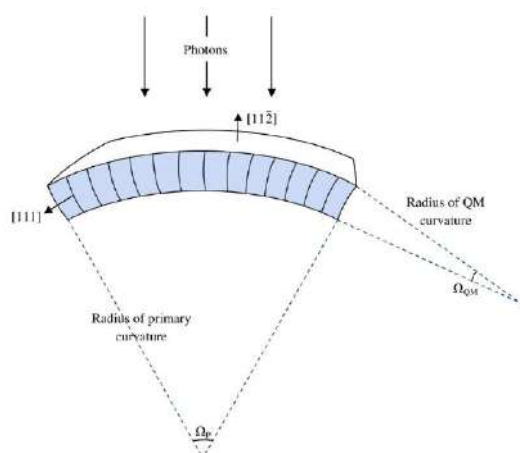


Figura 1.7: Cristallo curvo e le rispettive curvature, primare e secondaria, dei piani di diffrazione interni

Un'altra proprietá importante indotta dalla curvatura primaria é la focalizzazione cosiché il fascio diffratto da un cristallo ha dimensioni minori rispetto all'area del cristallo stesso. Anche i cristalli a mosaico possono subire processi per i quali la superficie esterna viene incurvata. L'effetto risultante si puó spiegare confrontando un cristallo a mosaico piatto con una tessera a mosaico incurvata. Mentre nel primo caso la distribuzione Gaussiana é centrata attorno ad un angolo θ_0 su ciascun punto della superficie del cristallo, nel cristallo a mosaico curvo tale distribuzione avviene attorno ad un angolo θ^* che é diverso da punto a punto lungo tutta la superficie del cristallo stesso. Come risultato si avrá una risposta in energia piú larga rispetto ad un cristallo piatto e contemporaneamente la direzione dei fasci diffratti favorisce la focalizzazione, in modo simile al caso dei cristalli piatti. In Fig. 1.8 si puó vedere il profilo di diffrazione tipico di un cristallo curvo.

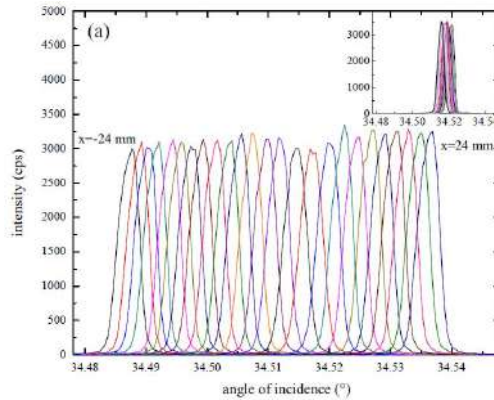


Figura 1.8: Profilo di diffrazione caratteristico di un cristallo curvo.

1.3 Lente di LAUE

L'astronomia dei raggi X-/gamma studia alcuni tra gli eventi piú 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 questo scopo, hanno contribuito missioni nazionali o il piú delle volte in collaborazioni internazionali quali INTEGRAL o Swift che hanno sorvegliato il cielo X e Gamma 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 é necessaria l'invenzione di 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 (per esempio gli strumenti IBIS e JEM-X a bordo di INTEGRAL) che però soffrono di una modesta sensibilità.

Le lenti di Laue sono particolarmente indicate nel focalizzare fotoni con energie da ~ 100 keV fino a quasi 1 MeV. Una lente di Laue é essenzialmente un dispositivo che sfrutta la diffrazione da parte di cristalli opportunamente selezionati ed orientati. Un raggio X/gamma incidente sulla lente verrà diffratto se soddisfa la condizione di Bragg, data dall'equazione 1.2 in Sez. 1.1, 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. Una lente di Laue é 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 in un punto comune detto fuoco della lente. Nel concetto piú semplice di lente di Laue, la lente puó avere un profilo piatto o un profilo sferico. Nella geometria adottata per la lente di Laue i cristalli vengono disposti con i loro piani di diffrazione perpendicolare alla superficie su cui poggiano. Nel caso piatto, tutti i cristalli sono adagiati sulla superficie ma ciascun cristallo é inclinato opportunamente per essere colpito dalla radiazione con l'angolo richiesto per diffrangere l'energia a cui é dedicato. Nel caso di profilo sferico, la superficie si puó pensare come una calotta sferica di una sfera di raggio R e i cristalli vengono posizionati in modo tangente a questa superficie. La lunghezza focale viene definita dalla posizione del punto focale, che giace ad una distanza f , lungo l'asse di simmetria radiale della lente, rispetto all'apice della sfera.

Per ragioni geometriche il valore assunto della focale della lente é pari alla metà del raggio. In Fig. 1.9 é riportato il profilo di una lente di Laue in geometria sferica in cui sono indicati il raggio minimo e massimo della lente e la sua lunghezza focale.

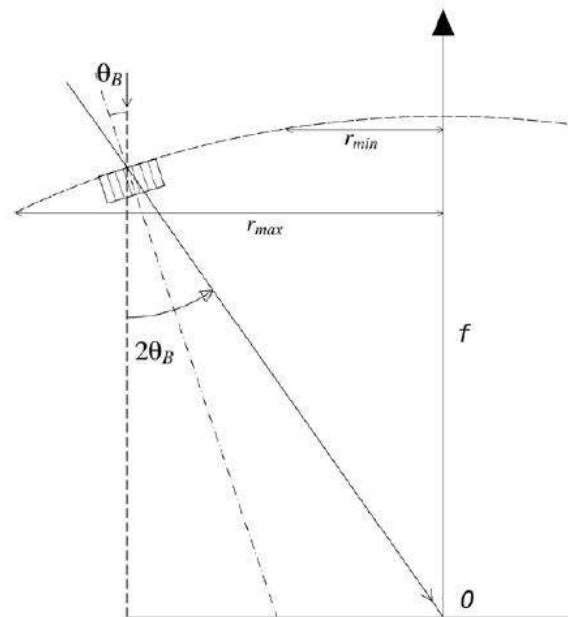


Figura 1.9: Profilo laterale di una lente di laue in cui sono evidenziati la focale i raggi minimo e massimo della lente e un singolo cristallo con indicati gli angoli di Bragg.

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 é verificata la seguente relazione ricavata a partire dalla legge di Bragg (1.2) nella quale si considera il primo ordine di diffrazione ($n=1$):

$$E_i = \frac{hc}{2d_{hkl}} \sin\left(\frac{1}{2} \arctan\left(\frac{f}{r_i}\right)\right) \sim \frac{hcf}{d_{hkl} r_i} \quad (1.5)$$

l'approssimazione é 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 é dato da:

$$r_i = f \tan(2\theta_B) \sim \frac{hcf}{d_{hkl} E_i} \quad (1.6)$$

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, dipenderá dall'orientamento dei piani di diffrazione dei cristalli che compongono la lente. L'equazione 1.5 puó essere riscritta tenendo conto della relazione raggio-energia diffratta, nei seguenti modi:

$$E_{min} = \frac{hc f}{d_{hkl} r_{max}} \quad E_{max} = \frac{hc f}{d_{hkl} r_{min}} \quad (1.7)$$

in cui h e la costante di Planck, c e la velocita della luce, f e 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 espressioni 1.7 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 piú grande e quindi dedicati alle piú basse energie e viceversa gli anelli di cristalli piú interni faranno diffrazione ad energie piú alte poiché la radiazione incide con un angolo piú 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 piú corta della lente. Quanto piú grande sia invece f , fissato d_{hkl} , tanto piú grande saranno r_{min} e r_{max} e conseguentemente anche l'area di raccolta dei fotoni.

Per cristalli piatti mosaico la banda passante di ogni cristallo posizionato sulla lente dipende dall'energia che deve diffrangere. La banda é individuata dalla seguente relazione:

$$\Delta E = \frac{E\beta}{\sigma \tan \theta_B} \quad (1.8)$$

dove θ_B é l'angolo medio di Bragg, β é la mosaicitá e E é l'energia corrispondente a θ_B . La banda passante per i cristalli curvi invece non é dipendente dalla mosaicitá. Nei cristalli curvi la mosaicitá ha il ruolo di incrementare puntualmente l'intensitá del fascio diffratto, mentre la banda passante é data dalla curvatura esterna del cristallo.

Capitolo 2

Progetto LAUE

In questo capitolo verrà descritta la strumentazione utilizzata per la costruzione delle lenti di Laue. L'apparato sperimentale per assemblare e testare la lente é 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 é quello di realizzare un telescopio a banda larga per raggi X/gamma (~ 70 keV e fino a 600 keV) dedicato allo studio delle emissioni continue da sorgenti celesti. Il progetto si propone di sviluppare una tecnologia avanzata con un errore complessivo minore di 20 arcsec, portando alla costruzione di lenti di Laue con una lunghezza focale di 20 metri.

2.1 Introduzione

Il laboratorio LARIX dell'Università di Ferrara é composto di due sezioni. Nel LARIX A si sono svolte misure di calibrazione di rivelatori per missioni da satellite e caratterizzazione di tessere cristalline per diffrazione [4]. Il LARIX T consiste in un tunnel di 100 m di lunghezza nel quale é 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 distanze tra gli strumenti che compongono il set up sperimentale. Come sistema di riferimento si é individuato l'asse x parallelo alla direzione del

fascio di raggi X, l'asse y in direzione orizzontale, l'asse z lungo la direzione verticale.

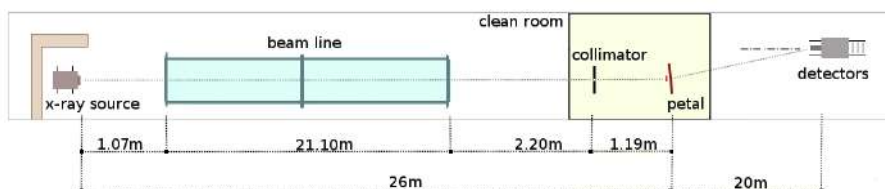


Figura 2.1: Rappresentazione della facility LARIX T e della disposizione dei suoi elementi con le loro distanze relative.

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 metro dalla superficie sulla quale vengono assemblati i cristalli. Per simulare un fascio di raggi X parallelo a se stesso, 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 l'esperimento. Poiché le variazioni di temperatura e l'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 $\pm 2^\circ\text{C}$ 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 raccolta della lente.

I cristalli vengono allineati e fissati ad un 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 analizzata da una coppia di rivelatori: uno spettrometro e un imager che verranno descritti nei paragrafi successivi. Una rappresentazione del set up sperimentale si vede in Fig. 2.2. Ad eccezione del petalo, ciascun elemento si trova posizionato su un carrello

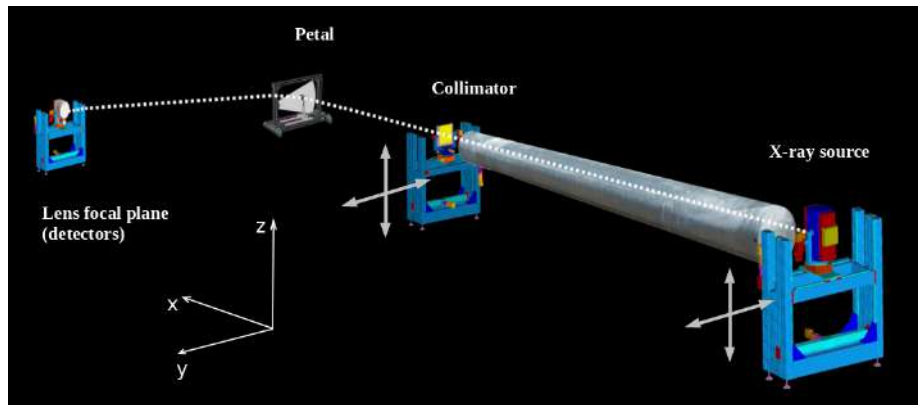


Figura 2.2: Rappresentazione 3-D del set up sperimentale nel quale sono indicati tutti i movimenti che i diversi sottosistemi possono fare sia per le fasi di allineamento sia per l'assemblaggio di una lente di Laue. In figura non é visibile l'esapode utilizzato.

motorizzato il cui movimento viene gestito da una console remota situata al LARIX A.

2.2 Produzione dei raggi X e beam line

In laboratorio LARIX T i raggi X necessari per gli esperimenti di diffrazione devono essere prodotti artificialmente. La facility é dotata di due sorgenti di radiazione. Un generatore portatile di raggi gamma [betatrone, $V_{max} = 2.5$ MeV, $P_{max} = 310$ W] 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, accelerando elettroni mediante differenze di potenziale indotte generate da un flusso magnetico variabile. Il campo magnetico, variabile nel tempo, costringe gli elettroni a descrivere orbite circolari e li accelera, le particelle cosí accelerate producono raggi X ad alta energia. Al contrario, il tubo X convenzionale ha una banda energetica piú limitata ma una potenza maggiore. Per questo motivo nel progetto di costruzione delle lenti di Laue si é preferito utilizzare il tubo radiogeno come sorgente di radiazione. In Fig. 2.3 é raffigurata la sorgente posta sul carrello motorizzato che ne consente la traslazione nel piano y-z, perpendicolare alla direzione del fascio. La sorgente puó anche ruotare attorno agli assi y e z. Un tubo radiogeno é essenzialmente costituito da un tubo a vuoto nel quale sono posti un catodo e un anodo.



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

La corrente scalda il catodo che per emissione termoionica emette elettroni. Il campo elettrico 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 ($\sim 95\%$ del totale) alla radiazione di frenamento (Bremsstrahlung) mentre una frazione di energia é emessa per fluorescenza dal materiale di cui é costituito l'anodo (solitamente fatto in Tungsteno o Molibdeno). Esistono due vie principali per variare la produzione di raggi x dal tubo: una é alterando la corrente (mA) e l'altra é alterando la tensione (kV). La corrente (misurata in milliamperes, mA) attraverso il tubo determina la quantità di elettroni 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 kilovots, kV) può modificare la velocità con la quale gli elettroni colpiscono l'anodo e, di conseguenza l'energia dei fotoni prodotti dal tubo. Ad esempio, gli elettroni con una velocità più elevata produrranno una quantità maggiore di fotoni.

I fotoni vengono collimati in uscita da una serie di piastre in Piombo e Tungsteno con spessore totale di 50 mm, nella quali é praticato un foro di 2 mm che funge da collimatore. Il collimatore é 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

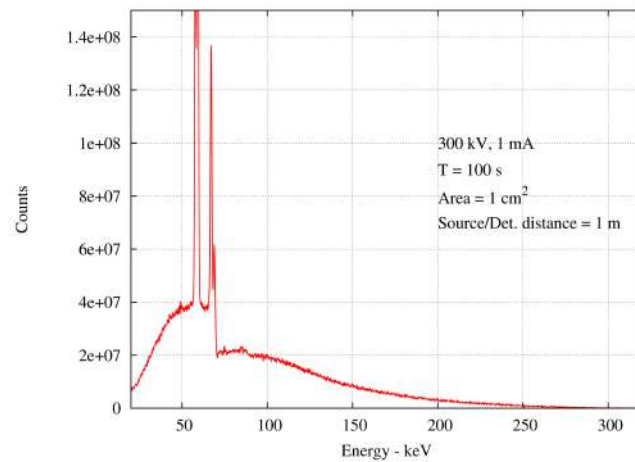


Figura 2.4: Spettro in uscita normalizzato del tubo radiogeno usato al LARIX T con parametri 300 kV, 1 mA. Il tempo di acquisizione indicato é di 100 secondi con un area di raccolta di 1 cm² alla distanza di 1 m.

é la distanza fra sorgente e bersaglio, minore sará la divergenza del fascio X incidente sul singolo cristallo. Onde evitare processi di assorbimento e scattering i fotoni uscenti dal tubo radiogeno viaggiano attraversando un cilindro di acciaio lungo 21 m e di 60 cm di diametro in condizioni di vuoto (10^{-3} bar). La beamline é chiusa all'ingresso e uscita con due finestre in fibra di carbonio di 2 mm di spessore 2.5 che ha un basso coefficiente di assorbimento alle energie di interesse per l'esperimento. Il fascio collimato di raggi X che viene creato dalla coppia sorgente-collimatore viaggia sempre all'interno della beam-line.



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

2.3 Collimatore

A 23 m di distanza della sorgente si trova un collimatore montato anch'esso su carrello meccanico che ne consente il movimento nel piano y-z. Il collimatore é formato da quattro lame di Tungsteno motorizzate di spessore di 10 mm ciascuna ed é dotato di un'apertura regolabile, dalle dimensioni che vanno 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 puó essere ruotato attorno agli assi x, y e z. In Fig. 2.6 é mostrato il collimatore utilizzato nell'esperimento.



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

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 é 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 é 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.

2.4 Supporto della lente ed esapode

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. Quindi per costruire una lente di Laue intera si é deciso di ricorrere al sistema di 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 é quindi quello di dimostrare la fattibilit  della assemblaggio di una porzione di lente detta petalo. Inizialmente si é scelto un petalo costituito da fogli di fibra di carbonio per uno spessore totale 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 fare da supporto. Recentemente un supporto trasparente é stato testato per l'impiego di una colla monocomponente ad indurimento con luce UV, che ha dato risultati preliminari promettenti.

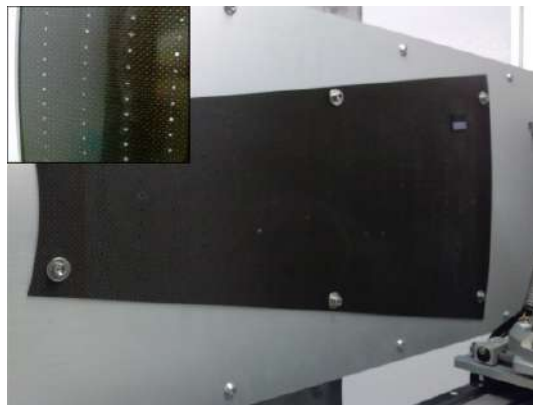


Figura 2.7: Supporto della lente in fibra di carbonio e dettaglio dei fori dove vengono incollati i cristalli.

Per un corretto posizionamento e allineamento di ogni singolo cristallo sul petalo della lente viene utilizzato un esapode, dotato di un sistema di afferraggio per i cristalli appositamente progettato (vedi Fig. 2.8). L'esapode pu  fornire tutti movimenti di traslazione e rotazione al cristallo che

viene alloggiato all'interno di un supporto solidale all'esapode stesso, detto portacristallo. 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 é l'intervallo angolare richiesto per l'assemblaggio dei cristalli sul petalo descritto in precedenza.



Figura 2.8: Immagini del esapode HXP utilizzato per l'allineamento dei cristalli dentro il laboratorio LARIX.

L'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. 2.9) con gli angoli U, V e W, rispettivamente. Grazie all'interfaccia di gestione é possibile gestire e visualizzare tutte e sei le coordinate 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. 2.9 pannello superiore) ha origine coincidente con il portacristallo 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 é chiamato *work coordinate system*, WCS. Anche in questo sistema di riferimento l'origine é definito al centro del cristallo afferrato. 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 coor-

dinate valgono $(0,0,0,0,0,0)$ corrisponde alla sovrapposizione dei due sistemi di riferimento, detta anche posizione di riposo (vedi Fig. 2.10).

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"/> Go	<input type="text" value=""/> Go	<input type="text" value=""/> < >
<input type="text" value="-6e-06"/>	HEXAPOD.Y	<input type="text" value="0"/> Go	<input type="text" value=""/> Go	<input type="text" value=""/> < >
<input type="text" value="3e-06"/>	HEXAPOD.Z	<input type="text" value="0"/> Go	<input type="text" value=""/> Go	<input type="text" value=""/> < >
<input type="text" value="0.48998"/>	HEXAPOD.U	<input type="text" value="0"/> Go	<input type="text" value=""/> Go	<input type="text" value="0.48"/> < >
<input type="text" value="-0.004277"/>	HEXAPOD.V	<input type="text" value="0"/> Go	<input type="text" value=""/> Go	<input type="text" value=""/> < >
<input type="text" value="0.719979"/>	HEXAPOD.W	<input type="text" value="0.5"/> Go	<input type="text" value=""/> Go	<input type="text" value="0.22"/> < >
Group state 12	<input type="button" value="Disable"/>	<input type="button" value="Go"/>	<input type="button" value="Go"/>	<input type="text" value=""/> < >

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

Figura 2.9: Interfaccia software di gestione dei movimenti dell'esapode per i due diversi sistemi di riferimento TCS e WCS.

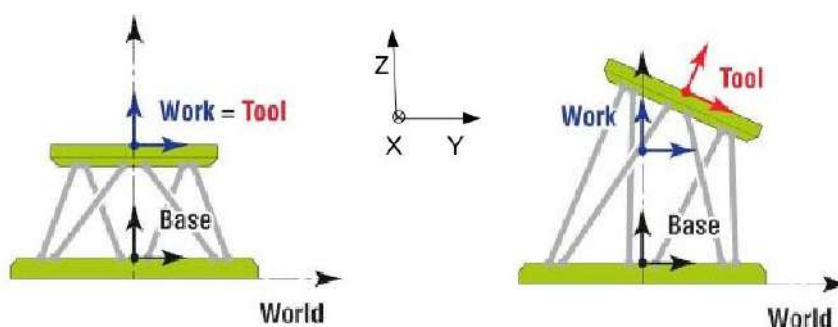


Figura 2.10: Disegno dell'esapode in posizione di riposo (sinistra) e in una generica posizione (destra). Sono anche indicati i due sistemi di riferimento TCS e WCS e le loro posizioni relative.

2.5 Rivelatori di piano focale

Nel laboratorio LARIX si trovano a disposizione due detector che utilizziamo come rivelatori di piano focale. Il primo è un rivelatore per immagini (Perkin

Elmer flat panel 1024×1024 pixels), che ha dimensioni 20×20 cm² e una risoluzione spaziale di $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$. Il range d'energia nominale dell'imager é 40 keV - 15 MeV. L'imager é costituito da una superficie di materiale scintillante di ioduro di cesio (CsI(Tl)) che quando viene colpito dalla radiazione converte i raggi X in luce visibile. Sotto la superficie scintillante é presente una serie di pixels ciascuno contenente un fotodiodo che genera una segnale elettrico proporzionale alla quantita 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 é di 2 secondi ma puó essere modificato grazie ad un trigger esterno che é stato implementato tramite codice LabView. In aggiunta si puó utilizzare un spettrometro al germanio (HPGe, High Purity Germanium) di risoluzione spettrale di 537 eV @ 122 keV. Lo spettrometro é un P-Type High-Purity Germanium e ha un range di energia nominale 3 keV - 1 MeV. Il diametro attivo del cristallo di germanio é di 25 mm e ha una profonditá di 13 mm, risultando in un'area di raccolta di 325 mm². La finestra di uscita é in berillio di spessore 0.254 mm. In Fig. 2.11 sono mostrati i due rivelatori posti nel piano focale della lente di Laue in costruzione.



Figura 2.11: I due rivelatori utilizzati durante le procedure di allineamento: in alto lo spettrometro e in basso l'imager.

L'imager é 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. Invece, lo spettrometro é lo strumento che si usa nella fase di determinazione della curvatura dei campioni. I due strumenti sono posizionati su un carrello motorizzato e possono essere mossi nel

piano y-z similmente agli altri elementi della catena con un incertezza di 0.01 mm. Il carrello inoltre puó essere spostato avanti e indietro lungo l'asse x da una distanza minima di 8 m dal supporto della lente fino ad una distanza massima di 23 m ($\Delta l \sim 15$ m). Questo movimento non é motorizzato e viene fatto quando necessario, manualmente.

Capitolo 3

Procedure di allineamento

Una facility adeguata per la costruzione di una lente di Laue é l'elemento fondamentale per il suo sviluppo, che consente di assemblarla sotto il controllo dei raggi X. Nel seguente capitolo verranno descritti in modo dettagliato le procedure che ho imparato per allineare la facility LARIX T con lo scopo di ottenere una linea di fascio parallela all'asse della lente. Un fascio parallelo é il punto di partenza per l'allineamento di ogni singolo cristallo che costituisce la lente di Laue. Inoltre verrà descritto il metodo adottato per un corretto posizionamento di ogni singolo cristallo affinché questo focalizzi correttamente la radiazione all'energia nominale. Infine, vengono descritti due metodi per determinare la curvatura di un cristallo. É di fondamentale importanza che la curvatura di ogni singolo cristallo della lente sia la stessa poiché da questo dipende l'uniformità del raggio di curvatura della intera lente e di conseguenza la copertura uniforme in funzione dell'energia nella sua banda energetica.

3.1 Divergenza della facility

Una lente di Laue viene concepita per focalizzare la radiazione da sorgenti poste ad una distanza infinita. Purtroppo, in laboratorio, la sorgente di raggi X si trova ad una distanza finita dalla lente, e di conseguenza ha una divergenza non nulla per quanto la sorgente possa essere collimata e posta ad una grande distanza dal bersaglio. É quindi importante misurare la divergenza del fascio X nelle condizioni sperimentali e tenerne conto durante tutti i processi successivi. Fissate le dimensioni del fascio e la distanza fra sorgente e bersaglio la divergenza si può calcolare determinando l'apertura angolare del fascio sul cristallo. Tale misura é indipendente dalla curvatura del cristallo, ma dipende soltanto dal set up sperimentale. La divergenza lun-

go le due direzioni y e z indicate con Ω_y e Ω_z si può stimare geometricamente nel seguente modo:

$$\Omega_y = \frac{l_y}{D} \quad (3.1)$$

$$\Omega_z = \frac{l_z}{D} \quad (3.2)$$

dove D é la distanza tra sorgente e cristallo, ed l_y e l_z corrispondono alle dimensioni del cristallo lungo le direzioni y e z, rispettivamente. In tabella 3.1 sono mostrati i valori calcolati della divergenza fissate le dimensioni cristalline ($30 \times 10 \text{ mm}^2$) e la distanza sorgente bersaglio.

Tabella 3.1: Valori della divergenza lungo gli assi y e z in funzione della dimensione del cristallo e della distanza sorgente-cristallo.

sorgente distance (m)	l_y (mm)	Ω_y (arcsec)	l_z (mm)	Ω_z (arcsec)
26	30	238	10	79

Al fine di limitare il piú possibile la divergenza si può diminuire la dimensione del fascio sul cristallo attraverso l'utilizzo del collimatore motorizzato gestibile da remoto. Con una apertura del collimatore di $5 \times 5 \text{ mm}^2$ si ottiene $\Omega_y = \Omega_z = \Omega \sim 40 \text{ arcsec}$ che é una quantità paragonabile alla mosaicità dei cristalli che é tipicamente 10-20 arcsec. Ne risulta che la divergenza non é mai eliminabile ma si può ridurre con una conseguente riduzione del flusso incidente sul cristallo. É opportuno conoscere con precisione la divergenza del fascio incidente che é un fattore determinante per la stima della larghezza della funzione di distribuzione spaziale dei fotoni (Point Spread Function, PSF).

Una conferma sperimentale della stima corretta della divergenza del fascio, da confrontare con questo calcolo geometrico é stata fatta misurando le dimensioni del fascio diffratto prodotto da un cristallo di dimensioni $30 \times 10 \text{ mm}^2$ Fig. 3.1 (a destra). In entrambe le direzioni il diffratto sará allargato per divergenza. In Fig. 3.1 (a sinistra) é rappresentato il set-up sperimentale per questa misura nella quale é disegnata una vista laterale del sistema fascio-cristallo-detector dove la dimensione D_1 rappresenta la distanza fra sorgente di raggi X e cristallo (26 m), D_2 la distanza fra cristallo e rivelatore (11.5 m) e l_0 la dimensione verticale del cristallo (10 mm).

In queste condizioni é irrilevante che il segnale diffratto sia inclinato rispetto alla direzione del fascio diretto, ed l_1 rappresenta la dimensione verticale del cristallo amplificata sul rivelatore. Questo effetto di ingrandimento

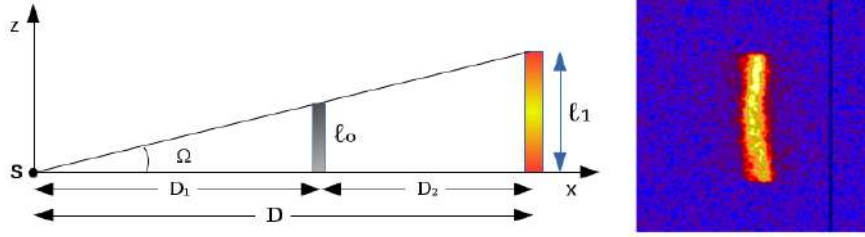


Figura 3.1: Ingrandimento del diffratto sul detector dovuto alla divergenza del fascio ad una distanza $D = 37.5$ m dalla sorgente.

é indipendente dalla misura di un diffratto poiché sarebbe equivalente anche nel caso di una misura del fascio diretto attraverso una fenditura.

Con il rivelatore posto alla distanza $D = D_1 + D_2 = 37.5$ m dalla sorgente l'immagine del diffratto deve avere una dimensione lungo z pari a:

$$l_1 = \Omega_z \times (D_1 + D_2) = 14.36 \text{ mm} \quad (3.3)$$

Questo valore viene confermato dalla misura delle dimensioni verticali del diffratto sul detector avendo misurato sperimentalmente una dimensione di $71 \text{ px} \pm 1 \text{ px} = 14.2 \pm 0.2 \text{ mm}$. Questo ci dimostra che la divergenza del fascio é nota.

La divergenza del fascio gioca un ruolo determinante nel comportamento della focalizzazione dei cristalli curvi utilizzati nel progetto della lente di Laue. Infatti si é dimostrato ([6]) che un cristallo di un dato raggio di curvatura focalizza la radiazione ad una distanza F_d diversa dalla focale nominale della lente stessa. Tale distanza dipende dal raggio di curvatura del cristallo e dalla distanza fra sorgente e cristallo stesso in base alla semplice formula:

$$\frac{1}{F_d} = \frac{1}{D} + \frac{2}{R} \quad (3.4)$$

Dalla precedente equazione risulta chiaro che se la distanza della sorgente tende a infinito, il punto in cui la radiazione viene focalizzato é uguale alla focale nominale della lente uguale a $R/2$. Nel caso del LARIX la sorgente é posta a una distanza di 26.5 m quindi per cristalli di curvatura 40 m risulta che la distanza di focalizzazione é ad 11.5 m dal cristallo. Per questo motivo il rivelatore é stato posto a quella distanza non solo per le procedure di allineamento ma anche per tutta la successiva fase di montaggio dei cristalli sul frame della lente di Laue.

3.2 Allineamento della facility

Allineare il fascio significa individuare una linea che congiunge sorgente e collimatore e che rappresenta sia il fascio parallelo utilizzato per allineare tutti i cristalli, sia l'asse della lente. La tecnica di allineamento del fascio dev'essere tale per cui questa linea sia univocamente definita quindi 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 (Fig 3.2). Con rotazioni attorno agli assi y e z della sorgente l'alone del fascio diretto viene centrato sul detector.

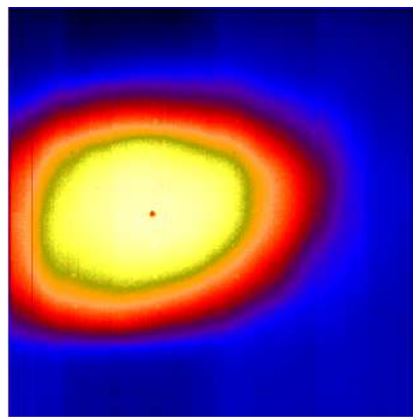


Figura 3.2: Alone prodotto dal fascio diretto sul detector a una distanza di ~ 35 m dalla sorgente, e spina di riferimento centrata sul fascio.

L'allineamento del fascio si deve fare rispetto ad una linea di riferimento fissa. Questa linea é per noi individuata dal carrello porta-detector e dal movimento che esso induce sui rivelatori lungo l'asse x. Il carrello é una struttura fissa e perfettamente 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 beamline. Il detector é montato sul binario porta-detector e puó 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 puó vedere in Fig. 3.3.



Figura 3.3: Il detector imager utilizzato per le tecniche di allineamento della beam-line e anche per l'allineamento dei singoli cristalli. In corrispondenza della superficie sensibile del rivelatore, sono disegnati gli assi di riferimento.

In condizione di non parallelismo fra linea del fascio e binario porta-detector, lo spostamento del detector dalla posizione D_1 alla D_2 provoca una differenza del pixel intercettato dal pin di riferimento, quindi si avrá 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 quantita' $\Delta \mathbf{p} = (\Delta p_y, \Delta p_z)$. Nel disegno di Fig. 3.4 sono riportate le distanze fra

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.

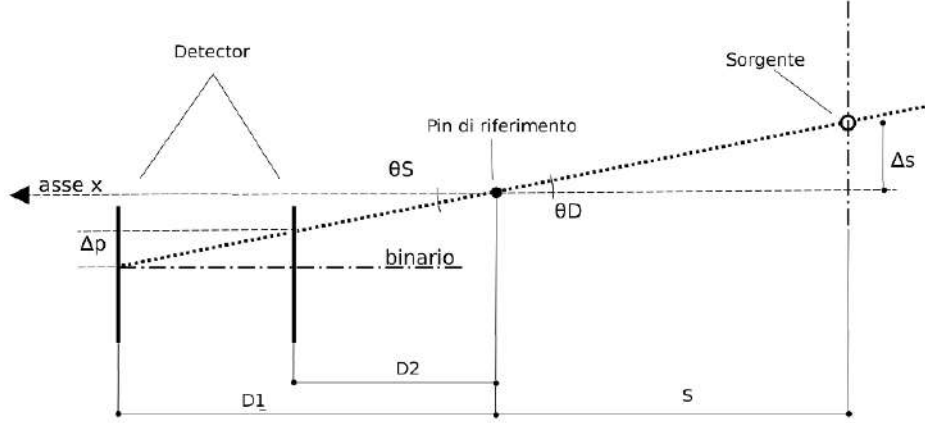


Figura 3.4: Schema rappresentativo della condizione iniziale di disallineamento della facility. La figura può rappresentare entrambe le direzioni di vista, nel piano verticale o nella vista dall'alto della facility. La sorgente punta verso il piano della lente e verso il rivelatore, ma a direttrice sorgente-collimatore (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).

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 assi y e z della sorgente non modificano sensibilmente la posizione del pixel colpito sul detector se questo viene mantenuto ad una distanza fissa. 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 $\Delta \mathbf{p}$ è possibile determinare di quanto occorre spostare la sorgente ($\Delta \mathbf{s} = \Delta s_y, \Delta p s_z$) 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 $\Delta \mathbf{p}$ a $\Delta \mathbf{s}$ sono sufficienti alcune considerazioni geometriche:

$$\theta D = \theta S = \frac{\Delta \mathbf{p}}{\Delta D} = \frac{\Delta \mathbf{s}}{S} \quad (3.5)$$

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

$$\Delta s = \Delta p \frac{S}{\Delta D} \quad (3.6)$$

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

$$\Delta s_y = \Delta p_y \frac{S}{\Delta D} \quad \Delta s_z = \Delta p_z \frac{S}{\Delta D} \quad (3.7)$$

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

In laboratorio sono stati fatti diversi test di allineamento e viene mostrato qui uno di essi relativo ad entrambi gli assi y e z. In Fig. 3.5 viene mostrato l'alone prodotto dal fascio diretto sul rivelatore per immagini posizionate alle distanze di 9 m e 20 m. Si puó osservare che nel secondo caso l'alone é piú debole e piú allargato rispetto all'alone misurato a 9 m. La posizione del pin di riferimento subisce una variazione come si puó verificare anche da Fig. 3.6. La Tabella 3.2 indica, rispettivamente con il detector a 9 m e a 20 m la posizione del centroide della spina proiettata sul rivelatore con le rispettive deviazioni standard poiché per determinare il centro dell'immagine, i profili y e z sono stati modellati con delle funzioni gaussiane.

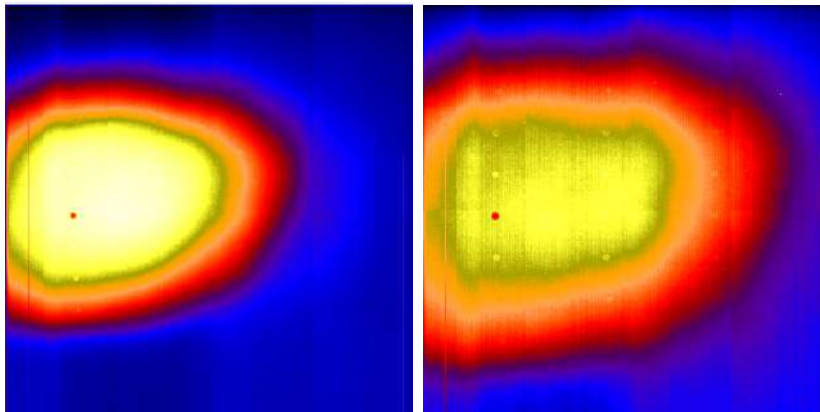


Figura 3.5: Aloni prodotti dalla sorgente e rilevati con l'imager alle distanze 9 m (sinistra) e 20 m (destra).

Per rendere quindi parallelo il fascio al binario del portadector e definire quindi univocamente una linea che rappresenta il fascio che rimarra sempre

Tabella 3.2: Stima delle coordinate del centroide della spina quando viene investita dal fascio e proiettata sul rivelatore posto alle distanze di 9 m e 20 m dalla spina. La stima é stata fatta usando una funzione gaussiana quindi sono anche riportati i valori di sigma.

detector distance (m)	centroid y (px)	σ_y (px)	centroid z (px)	σ_z (px)
9	201.8	6.2	536.6	6.6
20	177.2	9.5	521.0	8.6
$\Delta pixels$	24.6		15.6	
$\Delta(mm)$	4.92		3.12	

parallelo a se stesso e definirá anche l'asse della lente, basta spostare la sorgente di una quantita di +4.92 mm in direzione y e +3.12 mm in direzione z. La traslazione della sorgente lungo i due assi ha un piccolo effetto di decentrataura del cono di luce sulla spina di riferimento ma con una semplice rotazione della sorgente riusciamo a centrare di nuovo l'alone sulla spina senza pregiudicare l'allineamento del fascio che rimane sempre parallelo, essendo individuato dalla congiungente sorgente-collimatore e non dagli angoli di rotazione della sorgente.

3.3 Allineamento dei cristalli

Dopo aver determinato un fascio parallelo all'asse della lente e al carrello porta-detector descritto nel Paragrafo 3 la fase successiva é quella di allineare in modo corretto ciascun cristallo rispetto al fascio di raggi X incidenti. La corretta posizione di ogni cristallo dipende dalla linea immaginaria creata che rappresenta l'asse della lente. La bontá della realizzazione di una lente di Laue dipende essenzialmente dall'accuratezza con cui verranno posizionati i suoi cristalli. Allineare un cristallo significa definire i suoi angoli di rotazione nello spazio affinché i piani di diffrazione abbiano le direzioni corrette rispetto alla radiazione incidente per cui l'energia diffratta dal cristallo venga direzionata sul punto focale della lente di Laue. Una volta fissata la lunghezza focale della lente e il raggio al quale il cristallo dev'essere posizionato, l'angolo e quindi l'energia di diffrazione desiderati sono univocamente determinati grazie alle relazione ricavate dalla legge di Bragg 1.2 come visto nel Cap. 1. In base a tale geometria, a paritá di lunghezza focale, i cristalli disposti a raggio minore focalizzeranno energie piú alte rispetto ai cristalli posizionati a raggi piú interni che saranno invece dedicati a diffrangere una banda di energie piú bassa.

L'allineamento dei piani atomici é un processo che richiede diversi passaggi. Solitamente i piani reticolari dei cristalliti in un cristallo a mosaico non sono paralleli alle superfici del cristallo stesso poiché i cristalli vengono cresciuti in lingotti che poi vengono tagliati con procedimenti meccanici al fine di ottenere le tessere di dimensioni opportune. Quindi la superficie esterna non rappresenta un buon sistema di riferimento per la corretta orientazione cristallografica di ciascun cristallo. Per l'allineamento il cristallo viene fissato all'alloggiamento dedicato dell'esapode. L'esapode viene inizializzato e portato alla posizione di home definita dalle sei coordinate impostate a (0,0,0,0,0,0) (si veda il Paragrafo 2.4 per i possibili sistemi di coordinate dell'esapode). In questa condizione l'alloggiamento del cristallo risulta perpendicolare alla linea del fascio precedentemente definita e perfettamente orizzontale. La linea di fascio costruita in precedenza dev'essere mantenuta parallela a se stessa, quindi tramite la console remota di gestione dei motori la sorgente e il collimatore vengono traslati in modo sincrono sul bersaglio individuato dal cristallo che si vuole allineare. L'esapode su cui si monta ogni cristallo ha a disposizione 6 gradi di liberta', tre di traslazione x , y , z , e tre rotazioni θ_x , θ_y , e θ_z . Le uniche coordinate che vengono gestite con l'esapode sono però soltanto quelle angolari, mentre le traslazioni nel piano y - z vengono gestite dal carrello porta-esapode. La traslazione lungo l'asse x (asse del fascio) non é di grande interesse in questa fase e, se necessaria, può essere fatta manualmente.

Lo strumento principale per ottenere un corretto posizionamento dei cristalli é l'Imager e la posizione dell'immagine diffratta su di esso viene determinata in pixels (px). Lo spettrometro si può impiegare in una fase di controllo fine del corretto orientamento del cristallo misurando l'energia del fascio diffratto e confrontandola con la sua energia nominale. Per i motivi descritti nel Paragrafo 3.1 l'imager viene posizionato alla distanza di 11.5 m. In questa posizione vengono rivelati tutti i fasci diffratti poiché risulta la distanza di miglior focalizzazione per una sorgente radiogena posta a 26 m dai cristalli. I dati raccolti dall'imager vengono analizzati tramite un sistema di gestione scritto in IDL che permette di visualizzare il fascio diffratto, di analizzarlo e di determinarne il baricentro lungo le due direzioni per mezzo di algoritmi dedicati. Mentre nella procedura di calibrazione del fascio diretto bastavano pochi secondi di esposizione per ogni frame, per la determinazione del diffratto occorrono tempi di esposizione maggiori. La ragione é evidentemente dovuta ad un enorme flusso raccolto durante l'acquisizione del fascio diretto, mentre il fascio diffratto da un cristallo risulta molto piú debole. Infatti una singola immagine di pochi secondi non é sufficiente per acquisire abbastanza fotoni diffratti. Nella gestione dell'imager sono quindi stata implementate una serie di funzioni che permettono di acquisire immagini per

tempi maggiori. Successivamente, piú immagini possono essere acquisite e sommate dal software IDL, per rendere il segnale piú evidente. Nella banda di energia 90-200 keV si é osservato che si possono ottenere immagini di buona qualità (che permettano di distinguere bene i contorni e quindi i baricentri y e z) sommando 10 immagini, ciascuna di 17 secondi.

Per gli stessi motivi legati al basso flusso dell'immagine diffratta, é necessario acquisire una misura di fondo strumentale (50 immagini da 17 secondi ciascuna) da sottrarre all'immagine del segnale diffratto. La sottrazione del segnale di background avviene attraverso il software di elaborazione immagini e viene eseguita off-line. Il procedimento di sottrazione del fondo strumentale non é stato fatto nella procedura di allineamento del fascio diretto poiché come detto in precedenza la sue intensità é molto maggiore rispetto ai conteggi ottenuti nel background, pertanto, la differenza riscontrata puó considerarsi trascurabile.

Il cristallo montato sull'afferraggio dell'esapode viene colpito dal fascio di raggi X di dimensioni $20 \times 10 \text{ mm}^2$ per mezzo del collimatore, dove la dimensione maggiore é quella in direzione orizzontale che é la direzione di focalizzazione. Il primo passo é quello di intercettare il diffratto sul detector, ponendo con l'esapode un angolo nominale, che si determina applicando la legge di Bragg, per l'energia richiesta dal cristallo nella sua posizione sulla lente. La rotazione avviene attorno all'asse z ($\theta_z \sim 1^\circ$) e l'energia attesa é di $\sim 100 \text{ keV}$. Inizialmente, per effetto del montaggio del cristallo sull'esapode, e soprattutto per il disallineamento fra superficie di battuta e la perpendicolare ai piani, l'angolo di rotazione potrebbe non corrispondere all'angolo richiesto per la diffrazione. In questo caso il diffratto non compare sul rivelatore. Si agisce quindi con una scansione angolare del cristallo, andando a visualizzare l'immagine acquisita per osservare se il diffratto ha intercettato il piano di rivelazione. Poiché l'area di raccolta é di $200 \times 200 \text{ mm}^2$ e la distanza fra detector e cristallo é di 11.5 m risulta che l'area del rivelatore viene coperta da un'angolo $\delta\Theta$ dato da:

$$\delta\Theta = \frac{l_d}{D} = \frac{200}{11500} = 0.0174 \sim 1^\circ \quad (3.8)$$

Dove l_d é la larghezza del detector in mm e D la distanza fra detector e cristallo. Poiché ad una rotazione del cristallo di $\delta\theta$ corrisponde un fascio diffratto in uscita deviato di $2\delta\theta$ ne consegue che per avere una scansione continua, si puó ruotare il cristallo di 0.5° e il fascio diffratto, dopo qualche interazione dovrebbe apparire all'interno dell'area utile del detector. Una volta visualizzato il diffratto si raffina l'angolo di diffrazione e si ottiene l'immagine nel pixel centrale del detector.

Successivamente si eseguono due rotazioni del cristallo attorno all'asse z , una in senso antiorario e l'altra in senso orario, di un angolo $\pm\delta\theta/2 = \pm 0.25^\circ$ al fine di ottenere due diffratti ai due estremi opposti del detector. Si osserva in Fig. 3.7 il risultato della rotazione di $+\delta\theta/2$ attorno all'asse z :

Si determinano le coordinate del centroide del diffratto misurandole direttamente dall'immagine prodotta sul detector. Analogamente si determinano le coordinate in pixels del diffratto ottenuto ruotando il cristallo di una quantità pari a $-\delta\theta/2$ rispetto all'angolo centrale (Fig. 3.8). Se vengono sovrapposte le due immagini dei diffratti otteniamo la situazione in Fig. 3.10 nella quale le immagini dei due diffratti non sono allineate sulla stessa linea orizzontale e il motivo è che i piani di diffrazione in questa posizione non sono allineati verticalmente.

Ciò avviene poiché durante la procedura di taglio i piani non sono perpendicolari alle superficie esterne lavorate. Per aggiustare i piani in modo che risultino verticali si agisce con una rotazione attorno all'asse del fascio (asse x). Dal rapporto fra le differenze in pixel fra le posizioni dei due diffratti si calcola facilmente l'angolo indicato in Fig. 3.10 con θ_x che è anche l'angolo di cui ruotare il cristallo attorno all'asse x affinché i due diffratti si trovino sulla stessa linea orizzontale.

3.4 Misura della curvatura dei cristalli

Il raggio di curvatura di un cristallo dev'essere il più possibile vicino a quello teorico per evitare effetti di defocalizzazione. Una stima precisa del raggio è quindi importante per decidere se il cristallo sotto esame possa essere utilizzato o debba essere scartato. In linea di principio ci sono diversi metodi per determinare il raggio di curvatura di un campione. Descriviamo nei prossimi Paragrafi due metodi alternativi. Nel primo caso (metodo della $K\alpha$) si irraggia il cristallo con un fascio quasi puntiforme, nel secondo caso (metodo dell'irraggiamento completo) si colpisce il cristallo su una superficie ampia (Fig.)

3.4.1 Metodo della $K\alpha$

Il metodo sfrutta l'intensità della riga di fluorescenza $K\alpha$ a 59.2 keV dell'anodo di Molibdeno del tubo radiogeno usato per le misure. Per le acquisizioni utilizziamo uno spettrometro al Germanio portatile con risoluzione energetica di 528 eV a 88keV e di 570 eV a 122 keV. Si assume che la curvatura del cristallo sia cilindrica. Per questo motivo il fascio viene ridotto a dimensioni $0.5 \times 2 \text{ mm}^2$, 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 tutta un'area del cristallo che, in principio dovrebbe avere 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 della curvatura del campione, abbiamo posizionato il cristallo nel sistema di afferraggio dell'esapode, il quale 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. La strategia adottata è quella di analizzare la radiazione monocromatica diffratta dal cristallo all'energia di 59.2 keV, della $K\alpha$ in diversi punti del cristallo. Per questo motivo, 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 il cristallo parallelamente a se stesso lungo la sua direzione di curvatura, il fascio inciderà in un punto a distanza nota dal precedente, incontrando piani di diffrazione inclinati diversamente. Dato che il cristallo è curvo, per ottenere la stessa energia diffratta occorrerà imprimere una rotazione al campione la cui ampiezza è proporzionale alla apertura angolare del campione ovvero alla sua curvatura. Applicando la stessa procedura ad un insieme di punti lungo il cristallo, 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 3-4 mm. Al di sotto di questa quantità non è possibile distinguere la differenza fra la risposta in energia data dai due punti. In Tab. 3.3 sono indicate le posizioni relative dei punti colpiti su un campione di Germanio in esame e l'angolo di rotazione necessario per diffrangere la riga monocromatica.

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. In Fig. 3.11 sono mostrati i dati e il fit lineare per la stima del raggio di curvatura per il cristallo i cui dati sono riportati in Tabella (la cui stima del

Tabella 3.3: Misure degli angoli di diffrazione su diversi ppunti del cristallo per ottenere la diffrazione all'energia della $K\alpha$ a 59.2 keV.

distanza rispetto ad un estremo del cristallo (mm)	θ (gradi)	θ (rad)
0	1.982°	0.03459
4	1.985°	0.03464
9	1.991°	0.03475
13	1.993°	0.03478
16	1.996°	0.03484
19	1.999°	0.03488
22	2.001°	0.03492
25	2.003°	0.03495
29	2.006°	0.03501

raggio é di 68 m e quindi lontana dal valore di richiesto) e per un secondo cristallo (il cui raggio di curvatura é invece molto vicino a quello nominale di 40 m). In Tab. 3.4 sono mostrati i valori di raggio di curvatura stimati con la tecnica descritta per un campione di 4 cristalli.

Tabella 3.4: Valori del raggio di curvatura misurati per un campione di 4 cristalli attraverso il metodo della scansione a 59.2 keV.

cristallo (nr)	R (m)
1	68.1
2	42.2
3	32.0
4	38.6

L'accuratezza sulla misura del raggio di curvatura é 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 $\Delta\theta$ la differenza tra gli angoli di Bragg richiesti per diffrangere la stessa energia. Il raggio di curvatura R e la sua incertezza σ_R sono date da:

$$R = \frac{\Delta l}{\Delta\theta} \quad (3.9)$$

$$\frac{\sigma_R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_l}{\Delta l}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\theta}{\Delta\theta}\right)^2} \quad (3.10)$$

dove σ_l e σ_θ sono le risoluzioni degli stages di traslazione e di rotazione. Nel primo caso l'accuratezza é di 0.001 mm e la distanza tra due punti successivi é 3-4 mm. Segue che:

$$\frac{\sigma_l}{\Delta l} = 3.3 \times 10^{-4} \quad (3.11)$$

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 é dell'ordine di $2-3 \times 10^{-3}$. Ne segue quindi che:

$$\frac{\sigma_{theta}}{\Delta\theta} \sim 3 \times 10^{-2} \quad (3.12)$$

É evidente che l'errore piú rilevante sia quello relativo alla determinazione dell'angolo di Bragg corretto mentre l'errore dovuto alla traslazione é trascurabile. L'accuratezza nel determinare la variazione angolare aumenta se i punti confrontati sono piú distanti l'uno dal altro, tuttavia la lunghezza del cristallo é 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 é dell'ordine di 2 metri cioé con una precisione di circa del 5% rispetto al valore del raggio misurato.

3.4.2 Metodo dell'irraggiamento completo con fascio policromatico

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 piú larga di cristallo. La larghezza ΔE (FWHM) dell'energia diffratta dal cristallo é proporzionale alla accetanza angolare del cristallo tramite la relazione:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{\Delta\theta}{\theta_B} \quad (3.13)$$

Questa equazione vale per cristalli piatti in condizione di fascio non divergente, nella quale l'unico contributo angolare a $\Delta\theta$ é fornito dalla mosaicita' del campione. Nel caso piú articolato di cristallo curvo sottoposto a fascio divergente si puó comunque utilizzare la relazione 3.13 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. É sempre presente il contributo $\Delta\theta_m$ dato dalla mosaicita' del cristallo. La

divergenza del fascio é invece un contributo non intrinseco al cristallo e viene indicata con l'apertura angolare $\Delta\theta_D$ (descritta e determinata nel Paragrafo 3.1). Il terzo contributo é 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 sará dato da:

$$\Delta\theta = \Delta\theta_m + \Delta\theta_D + \Delta\theta_c \quad (3.14)$$

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

$$\Delta\theta_c = \frac{l}{R} \quad (3.15)$$

dove l é la dimensione orizzontale del fascio sul cristallo mentre R é il raggio di curvature del campione. L'idea é quindi quella di stimare sperimentalmente ΔE e conoscendo l'energia diffratta E e l'angolo nominale di Bragg ricavare dall'Eq. 3.13 il valore di $\Delta\theta$ e di determinare successivamente $\Delta\theta_c$. Lo spread dovuto alla mosaicitá per i cristalli utilizzati può essere stimato nell'intervallo 10-20 arsec che corrisponde a $\Delta\theta_m = 0.0040 - 0.0055^\circ$.

La divergenza del fascio é anche nota per le considerazioni fatte nel Paragrafo 3.1 e risulta $\Delta\theta_D = 0.044^\circ$ per un fascio incidente sul cristallo di 20 mm. Tramite un codice python abbiamo ricavato i valori di θ_c a partire dalle misure di ΔE e per un campione di 4 cristalli i risultati sono mostrati in Tab. 3.5.

Tabella 3.5: Valori di ΔE ottenute sperimentalmetne attraverso lo spettrometro da diversi cristalli. Viene anche riportato per confronto il valore del raggio stimato con il metodo della scansione a 59.2 keV.

cristallo (nr)	ΔE (keV)	$\Delta\theta_c$ (gradi)	$R_{\Delta E}$ (m)	$R_{59.2keV}$ (m)
1	2.13	0.0168°	62.7	68.1
2	2.45	0.0159°	40.4	42.2
3	2.62	0.0179°	34.2	32.0
4	2.54	0.0161°	36.8	38.6

Oltre al valore centrale per il raggio stimato a partire da ΔE abbiamo stimato come le incertezze sulla conoscenza della mosaicitá e sulla divergenza influissero sulla precisione nella misura del raggio di curvatura e i risultati sono mostrati in Fig. 3.12. Dalla figura osserviamo che l'incertezza aumento all'aumentare del raggio di curvatura da misurare. Per esempio, per $\Delta E = 2.8$ keV si ottiene un valore di raggio di 29.2 ± 1.5 m mentre per $\Delta E = 2.45$

keVsi ottiene $R_c = 40 \pm 2.5$ m. Per valori di raggio piú grandi $R_c = 65$ m l'incertezza cresce molto fino ad essere di $\sim \pm 7$ m.

Si puó concludere che i due metodi sono compatibili fra loro ma il metodo della misura di ΔE ha una incertezza maggiore perché si basa sulla conoscenza di un parametro intrinseco del cristallo che non é conosciuto con certezza come la mosaicita' del campione. Tuttavia con una singola misura si puó avere una stima di massima del raggio di curvatura del campione.

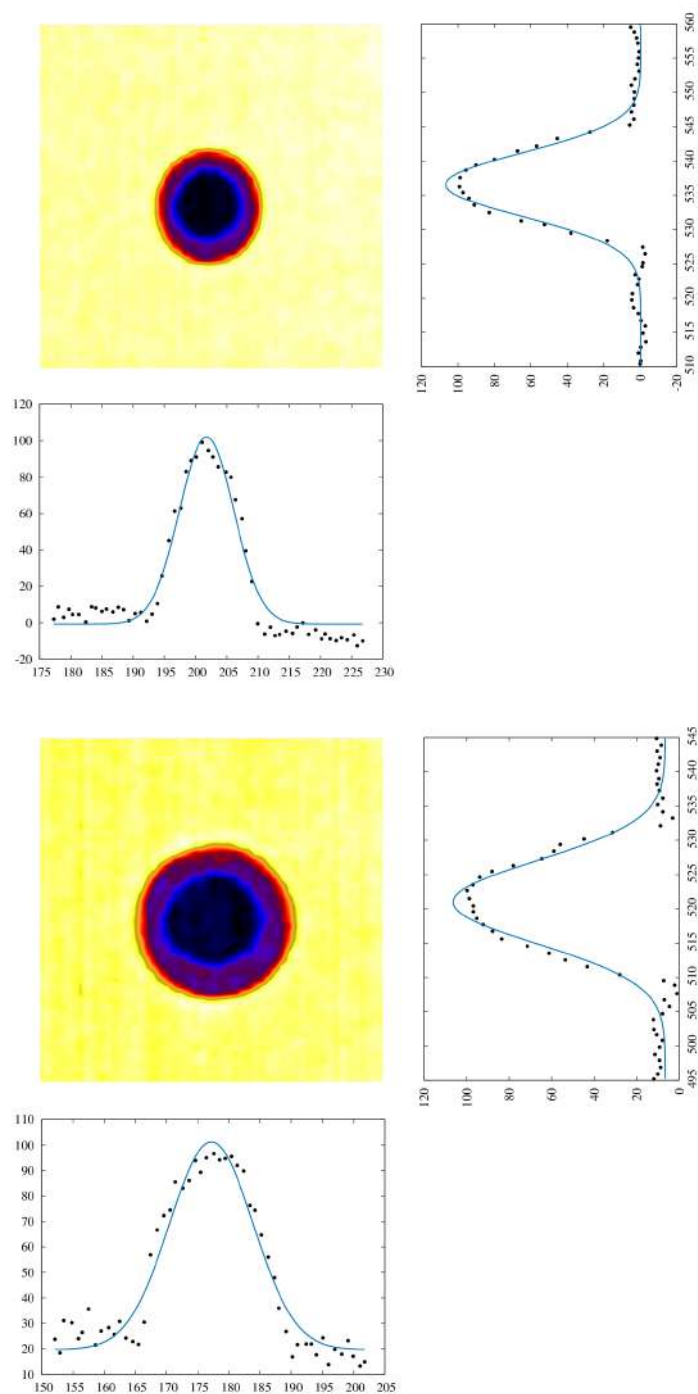


Figura 3.6: Dettaglio di Fig. 3.5 in cui sono evidenziati l'ombra della spina sul detector a distanza 9 m e 20 m. Assieme alle figure sono anche indicati i profili y e z.

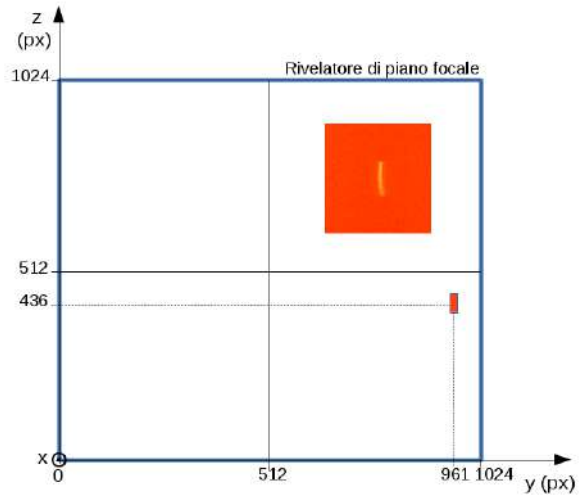


Figura 3.7: Spostamento lineare, sul piano focale dell'imager, del diffratto prodotto da una rotazione di un angolo $+\delta\theta/2$ attorno all'asse z. Sovrapposta al disegno é mostrata anche l'immagine diffratta.

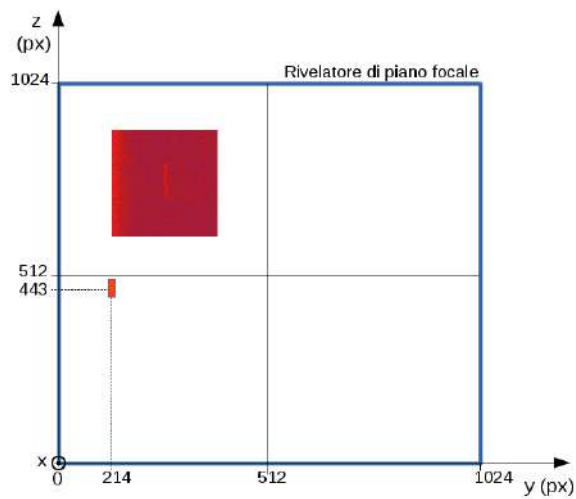


Figura 3.8: Spostamento lineare, sul piano focale dell'imager, del diffratto prodotto da una rotazione di un angolo $-\delta\theta/2$ attorno all'asse z. Sovrapposta al disegno é mostrata anche l'immagine diffratta.

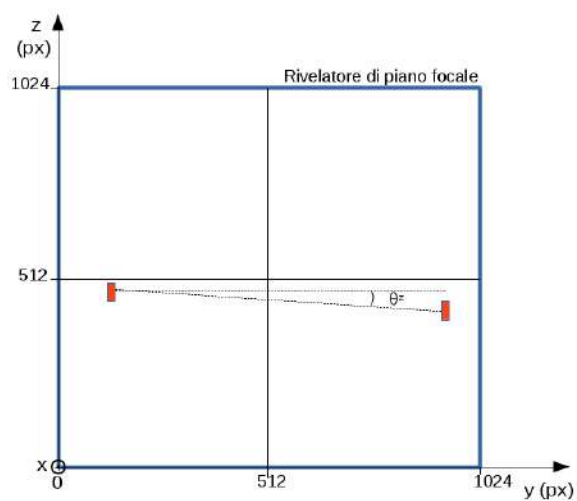


Figura 3.9: Sovrapposizione dei due diffratti ottenuti dalla rotazione attorno all'asse z di un angolo $\pm \delta\theta/2$ rispetto alla posizione centrale.

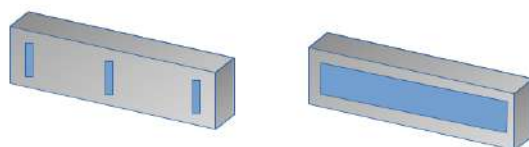


Figura 3.10: Disegno rappresentativo dei due diversi metodi possibili per determinare la curvatura dei cristalli, con il metodo della $K\alpha$ (sinistra) e con il metodo dell'irraggiamento completo.

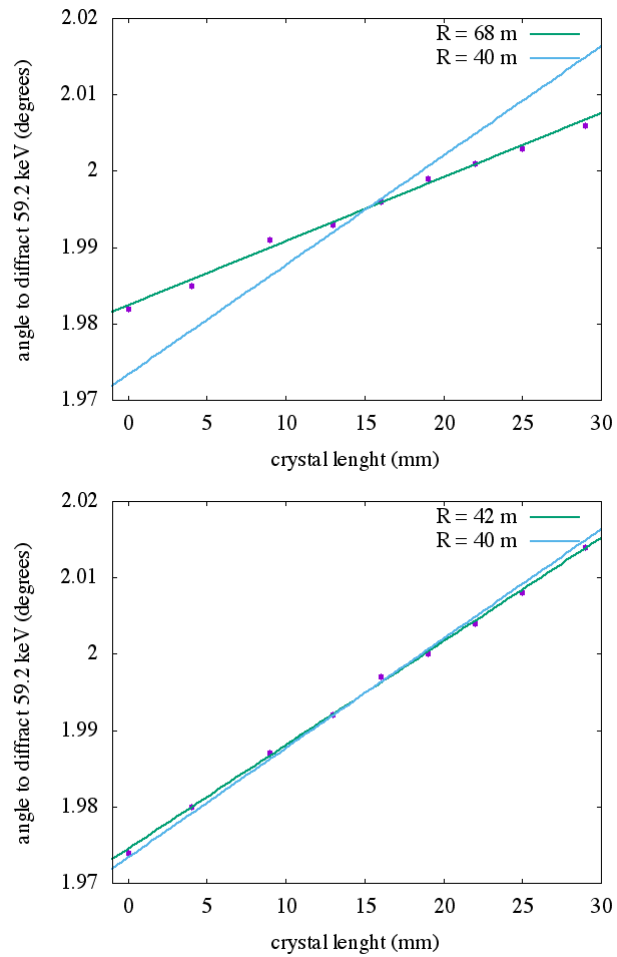


Figura 3.11: Stima del raggio di curvatura per due cristalli di GaAs. Il primo a sinistra ha mostrato una curvatura di 68 metri, quindi non adatto all'utilizzo per una lente di Laue di focale 20 m, il secondo (a sinistra con raggio di curvatura di 42 m quindi entro la tolleranza di 5%). In verde sono mostrati i best fit sui dati sperimentali e in azzurro la linea che rappresenta il raggio di curvatura di 40 m.)

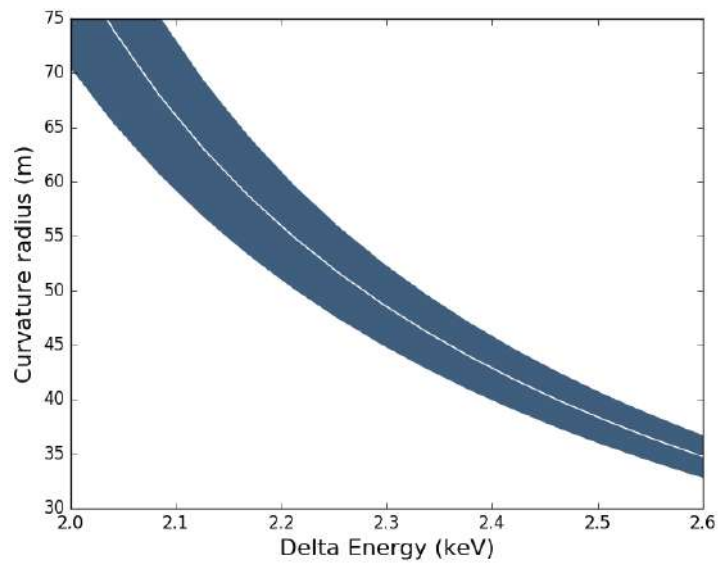


Figura 3.12: Stima della curvatura di un campione a partire dalla misura di ΔE . La regione scura rappresenta l'incertezza nella stima del raggio di curvatura in base alle incertezze sulla mosaicità del campione, sulla divergenza e sulla risoluzione energetica del rivelatore.

Capitolo 4

Conclusioni

L'allineamento della beamline descritto é stato verificato attraverso l'incollaggio di alcuni cristalli, benché il processo di incollaggio non sia descritto in dettaglio in questo lavoro di Tesi. É stata quindi misurata la posizione del fascio diffratto sull'imager e la corrispondente energia diffratta. Successivamente l'allineamento é stato ripetuto per verificare se energia e posizione del fascio diffratto fossero corrispondenti all'allineamento iniziale. La posizione in pixel del fascio diffratto varia fra un allineamento e l'altro di ~ 1 pixel che corrisponde ad una variazione angolare di ~ 4 arcsec. A tale valore corrisponde una variazione nell'energia diffratta di circa 100 eV. Possiamo quindi concludere che entro le incertezze indicate, l'allineamento é univoco e ripetibile. Grazie a questo studio sull'allineamento la facility siamo ora in condizioni di poter continuare con le procedure che riguardano l'allineamento e l'assemblaggio dei cristalli della lente di Laue.

La correttezza dell'allineamento dei cristalli permette anche di studiare il comportamento di una lente di Laue sia in condizioni di fascio parassiale (fascio x parallelo all'asse della lente) sia in condizioni di sorgente di radiazione incidente fuori asse. Lo studio di questo comportamento é iniziato con una serie di simulazioni Monte Carlo che verranno confrontate con i risultati sperimentali. I test di laboratorio saranno eseguiti mantenendo la sorgente fissa e modificando l'angolo del cristallo rispetto al fascio in modo di focalizzarlo nel punto focale della lente.

Concludiamo il Capitolo con la descrizione per punti degli allineamenti descritti in questa Tesi, volendo rappresentare una guida rapida di consultazione per l'allineamento della beam-line, per la verifica del raggio di curvatura dei cristalli e per il loro corretto posizionamento nella lente di Laue, argomenti già descritti in dettaglio nel Cap. 3.

4.1 Procedura di allineamento della beam-line

- traslazione del collimatore fuori dal cono di luce del fascio prodotto dalla sorgente radiogena.
- Utilizzo di una livella laser per allineare grossolanamente il rivelatore all'altezza della spina di riferimento.
- Centrazione del fascio diretto sul rivelatore.
- Posizionamento del detector ad una distanza D_1 dal supporto di carbonio.
- Sotto fascio X misurazione delle coordinate y e z del pixel intercettato dalla proiezione della spina metallica.
- Posizionamento del detector ad una distanza D_2 dal supporto di carbonio.
- Misurazione delle nuove coordinate y e z del pixel intercettato dalla spina metallica.
- Calcolo delle variazioni della posizione del pixel Δp_y Δp_z ;
- Calcolo di ΔS e relativi spostamenti y e z della sorgente;
- Rotazione della sorgente attorno agli assi y e z per ripristinare la centratura dell'alone del fascio sulla spina.

4.2 Allineamento di cristalli per l'incollaggio

- Posizionamento dell'esapode tra collimatore e supporto della lente e bloccare il cristallo nel sistema di afferraggio dell'esapode.
- Posizionamento in linea diretta sorgente e collimatore in corrispondenza al centroide del cristallo, in modo tale che tutti abbiano le stesse coordinate.
- Inizializzazione dell'esapode e reset delle sue coordinate in posizione $(0,0,0,0,0,0)$.

- Posizionamento dell'Imager alla distanza di 11.5 m dal cristallo ed intercettare il fascio diffratto (rotazione di $\sim \pm 0.5^\circ$ attorno all'asse z).
- Centratura del fascio diffratto sul piano focale del rivelatore agendo sull'angolo del cristallo.
- Rotazione del cristallo attorno all'asse verticale z di $\pm 0.25^\circ$ per avere due diffratti agli estremi opposti dell'imager.
- Determinazione della posizione dei diffratti e calcolo della loro differenza lungo gli assi z e y ($\Delta z, \Delta y$).
- Calcolo della distanza angolare θ_d tra i diffratti dal rapporto ($\Delta z, \Delta y$).
- Rotazione attorno all'asse x di $\pm \theta_d$.
- Verifica della posizione del diffratto eseguendo nuovamente una rotazione dell'angolo di Bragg attorno all'asse z.

4.3 Determinazione di R_c di un cristallo curvo con il metodo della K_α

- Posizionamento di un cristallo di Germanio sul sistema di afferraggio dell'esapode.
- Regolazione dell'apertura del collimatore per ottenere un fascio di raggi X di dimensioni $2 \times 2 \text{ mm}^2$.
- Posizionamento della sorgente e il collimatore in linea diretta in corrispondenza con il cristallo.
- Posizionare il fascio su un estremo del cristallo per iniziare la scansione lungo l'asse y.
- regolazione delle lame del collimatore per ridurre il fascio a $2 \times 0.5 \text{ mm}^2$.
- Determinazione dell'angolo di Bragg che massimizza il numero di conteggi diffratti all'energia della K_α .
- Traslazione del cristallo lungo y di $\Delta l \sim 3 - 4 \text{ mm}$ e ricerca del nuovo angolo di Bragg che permetta di diffrangere la stessa energia della K_α .
- Ripetizione del processo per tutta la lunghezza del cristallo.

Bibliografia

- [1] V. Bellucci, R. Camattari, V. Guidi, I. Neri, and N. Barrière. Self-standing bent silicon crystals for very high efficiency Laue lens. *Experimental Astronomy*, 31:45–58, August 2011.
- [2] E. Buffagni, C. Ferrari, F. Rossi, L. Marchini, and A. Zappettini. Preparation of bent crystals as high-efficiency optical elements for hard x-ray astronomy. *Optical Engineering*, 51(5):056501, May 2012.
- [3] R. Camattari, A. Battelli, V. Bellucci, and V. Guidi. Highly reproducible quasi-mosaic crystals as optical components for a Laue lens. *Experimental Astronomy*, 37:1–10, February 2014.
- [4] F. Frontera and P. von Ballmoos. Laue Gamma-Ray Lenses for Space Astrophysics: Status and Prospects. *X-Ray Optics and Instrumentation, 2010. Special Issue on X-Ray Focusing: Techniques and Applications, id.215375*, 2010, 2010.
- [5] R. K. Smither, K. A. Saleem, D. E. Roa, M. A. Beno, P. von Ballmoos, and G. K. Skinner. High diffraction efficiency, broadband, diffraction crystals for use in crystal diffraction lenses. *Experimental Astronomy*, 20:201–210, December 2005.
- [6] E. Virgili, F. Frontera, P. Rosati, E. Bonnini, E. Buffagni, C. Ferrari, J. B. Stephen, E. Caroli, N. Auricchio, A. Basili, and S. Silvestri. Focusing effect of bent GaAs crystals for γ -ray Laue lenses: Monte Carlo and experimental results. *Experimental Astronomy*, 41:307–326, February 2016.
- [7] W. H. Zachariasen. *Theory of X-ray Diffraction in Crystals*. Wiley, 1945.