

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

Dottorato di Ricerca in Fisica

XI Ciclo

**Tecniche di contrasto di fase con luce di
sincrotrone in radiologia medica**

Coordinatore:



Chiar.mo Prof. PAOLO SCHIAVON

(Università degli Studi di Trieste)

Tutore:



Chiar.mo Prof. EDOARDO CASTELLI

(Università degli Studi di Trieste)

Referee:

Chiar.mo Prof. ALBERTO DEL GUERRA

(Università degli Studi di Ferrara)

Dottorando:

Dott. ALBERTO BRAVIN



Introduzione

Negli ultimi decenni si è resa sempre più evidente l'importanza della mammografia quale strumento di diagnosi precoce dei tumori [NCRP, 1986], [Smith, 1993]; il tumore alla mammella è infatti una delle principali cause di mortalità femminile nei paesi civilizzati. Allo stato attuale la mammografia è la tecnica diagnostica che consente di ottenere la diagnosi meno invasiva e con risultati di maggior affidabilità [Zhou e Gordon, 1989], [Hurley e Kaldor, 1992]. Non di meno questo tipo di esame ha alcune importanti limitazioni in termini di sensitività, di specificità e di rischio carcinogenico [Säbel e Aichinger, 1996]. Infatti una percentuale di tumori variabile tra il 5-15% non sono visualizzati [Langer e de Paredes, 1990] ed il numero totale di tumori conclamati, per numero di biopsie raccomandate sulla base di mammografie di screening, varia tra il 10-50% [Weinreb e Newstead, 1994]. Uno dei rischi della mammografia è inoltre il potenziale carcinogenico dei raggi X utilizzati nell'esame [Feig e Hendrick, 1993], [Säbel e Aichinger, 1996]. D'altra parte una diagnosi precoce, capace di evidenziare tumori di dimensioni inferiori al centimetro e dunque una certa frequenza dell'esame (ogni 1-2 anni, al di sopra dei 40-50 anni, al variare dei protocolli), determina una sperimentata maggiore probabilità di sopravvivenza [Tabar e Dean, 1982]. Vi è quindi la necessità di ottenere la maggior quantità possibile di informazione, mantenendo una dose quanto più possibile contenuta.

Dal punto di vista radiologico, la mammella è uno degli organi di più difficile esame, in quanto consiste di tessuti di densità e composizione chimica molto simile che determinano ridotte variazioni nei coefficienti di attenuazione [Johns e Yaffe, 1987]. Di conseguenza il contrasto di un mammogramma è normalmente basso. Vi è inoltre una particolare difficoltà di diagnosi nei seni densi, che incidono per il 20-25% del totale, soprattutto in donne giovani, per le quali una diagnosi precoce e certa è di estrema importanza [Jackson, 1993].

Nella mammografia clinica due sono gli aspetti principali da considerare: la presenza di microcalcificazioni e di neoformazioni maligne, per esempio in forma di noduli. La cospicuità ed una particolare conformazione dei bordi delle microcalcificazioni sono spesso correlate con la presenza di un carcinoma infiltrante, talvolta invisibile direttamente. Microcalcificazioni di 200 μm (con contrasto soggetto del 5-8%) e noduli

del diametro di 3-8 mm (con contrasto soggetto dell'1-3%), sono considerati i limiti diagnostici in mammografia clinica [Dance, 1988].

Per tutti questi motivi vi è un gran fermento nella ricerca di nuove tecniche (o nel miglioramento di quelle esistenti), capaci di aumentare la probabilità di diagnosi precoce, e nel contempo, di ridurre la dose ai tessuti [Säbel e Aichinger, 1996]. Gli sforzi sono diretti in più direzioni: nel miglioramento della qualità della sorgente, nel tipo di rivelatore e nello sviluppo di nuove metodologie di imaging. Dal punto di vista della sorgente, l'utilizzo dei raggi X monocromatici consente una riduzione della dose ed in alcuni casi un miglioramento delle qualità dell'immagine [Burattini, 1992]. In questa prospettiva sono stati testati cristalli monocromatori a mosaico applicati a tubi radiogeni convenzionali [Gambaccini, 1995] ed è stata sperimentato l'utilizzo in mammografia della luce di sincrotrone presso una test-beamline ad Adone (Frascati). Si è verificato che la monocromaticità, in associazione con l'alta collimazione del fascio, consente di ottenere immagini in trasmissione, a parità di dose, di qualità superiore a quelle ottenute con un tubo radiogeno [Burattini, 1992].

Nel campo dei rivelatori vi è lo sviluppo della mammografia digitale, che si pone come obiettivo il superamento dei limiti intrinseci del sistema di rivelazione convenzionale schermo-pellicola. I rivelatori a stato solido, mediante la registrazione diretta dell'intensità di radiazione dopo il campione, consentono di ampliare enormemente il limitato range dinamico della pellicola, permettendo al contempo l'utilizzo di tutte le tecniche disponibili di post-processing.

La ricerca in questo campo ha intrapreso svariate direzioni. Sono stati testati con successo rivelatori CCD ad area [Gambaccini, 95], [Maidment e Yaffe, 1994], a microstrip di arseniuro di gallio [Bates, 1998] o di silicio. In quest'ultimo ambito la collaborazione SYRMEP ha sviluppato un rivelatore a microstrip di silicio a strati sovrapposti, operante in "single photon counting" [Arfelli, 1997-III]. Permangono altresì alcune limitazioni nell'applicabilità clinica di questi dispositivi, come ad esempio la bassa efficienza (soprattutto per alcuni CCD) oppure la dimensione elevata dei pixel. Nuovi dispositivi a grande area, elevata efficienza e dimensioni ridotte del pixel, sono stati annunciati, ma non saranno commercializzati prima del 2000 [Antonuk, 1993], [Yaffe e Rowlands, 1997].

Una terza direzione è stata intrapresa per migliorare la qualità dell'immagine mammografica: essa consiste nello sviluppo di tecniche che consentono di aumentare intrinsecamente il contrasto che può essere prodotto sulle immagini. Lo scopo di questa Tesi è lo studio e l'applicazione di queste tecniche, conosciute in letteratura con i termini di "Contrasto di Fase" e di "Diffraction Imaging", alla mammografia *in-vitro*. Come si vedrà in particolare nel Capitolo 3, per poter applicare queste tecniche dal punto di vista clinico, è necessario disporre di una sorgente coerente di raggi X ad alto flusso e, allo stato attuale, solo un fascio di luce di sincrotrone possiede le suddette caratteristiche.

L'utilizzo di sorgenti convenzionali, possibile in linea di principio [Wilkins, 1996], [Ingal, 1996], determina tempi di esecuzione di un esame dell'ordine di 1-10 ore (al variare dello spessore del campione esaminato), del tutto incompatibili con l'imaging diagnostico; utilizzando invece una sorgente di sincrotrone, l'esame del campione può essere eseguito in circa 1-3 secondi. La collaborazione SYRMEP, all'interno della quale ho portato a compimento questa Tesi, ha progettato ed installato una beamline dedicata principalmente allo studio di nuovi rivelatori per la mammografia ed alla sperimentazione di nuove tecniche di imaging medico con raggi X.

Nella prima parte del mio lavoro ho avuto modo di partecipare alla progettazione ed al montaggio della beamline da magnete curvante, descritta nel Capitolo 1. Dal punto di vista geometrico il fascio è naturalmente laminare; la lunghezza della linea è stata fissata in modo da ottenere alla stazione sperimentale una sezione di circa $120 \times 4 \text{ mm}^2$. Il fascio è monocromatizzato da un cristallo di silicio (111), che consente di selezionare un'energia nell'intervallo 10-35 keV, range sufficiente in particolare per la mammografia. Le immagini di tessuti biologici devono essere effettuate mediante una scansione verticale del campione posto davanti al rivelatore.

Le misure di calibrazione degli strumenti e la caratterizzazione del fascio sono descritti nel Capitolo 2. Per quanto riguarda le caratteristiche del sistema di monocromatizzazione sono state misurate la risoluzione energetica, dell'ordine dello 0.1-0.2 % ed il contenuto di armoniche superiori nel fascio diffratto, inferiore allo 0.3%. Il flusso di radiazione a 20 keV, al variare dell'accettanza utilizzata, è pari a $3-5 \cdot 10^7 \text{ fotoni} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}$.

Nel Capitolo 3 si dà una descrizione teorica della formazione dell'immagine nelle tecniche di contrasto di fase. Esse si basano sulla registrazione della figura di interferenza tra la porzione d'onda che ha subito uno sfasamento al passaggio attraverso un campione e l'onda incidente stessa. Nella tecnica descritta in questo capitolo l'interferenza può essere registrata ponendo il rivelatore ad una distanza opportuna dal campione; sono inoltre presentate alcune simulazioni che consentono di ottimizzare il set-up sperimentale.

Nel Capitolo 4 viene invece descritta una seconda tecnica di contrasto di fase, denominata Diffraction Imaging, che si basa sulla alta selettività angolare di un cristallo perfetto, posto tra il campione ed il rivelatore. Utilizzando questo tipo di tecnica è possibile ridurre drasticamente lo scattering sul rivelatore oppure selezionare solo una particolare direzione dei raggi diffratti dal campione. In vari casi, discussi nell'ambito del capitolo, si possono ottenere contrasti superiori alla tecnica illustrata nel Capitolo 3. Sono inoltre presentate varie simulazioni, comparate con i dati sperimentali, ed alcune proposte di sviluppo della tecnica stessa.

Nel Capitolo 5 vengono discusse le immagini ottenute con le due tecniche studiate in questa Tesi, confrontate con le immagini al mammografo e quelle registrate in trasmissione con luce di sincrotrone. Nella prima parte sono presentate in modo sinottico

alcune immagini di campioni biologici, che consentono di illustrare nei dettagli le particolarità delle tecniche utilizzate. Nella seconda parte sono invece proposte varie immagini di un oggetto test mammografico e di alcuni reperti chirurgici, dalle quali risultano evidenti i grandi miglioramenti, in termini di risoluzione spaziale ed in contrasto, consentiti dalle tecniche di "Contrasto di Fase" e di "Diffraction Imaging".

Capitolo 1

La beamline di SYRMEP.

1.1. Introduzione.

Le specifiche adottate nella progettazione della linea sperimentale SYRMEP, presso la sorgente di luce di sincrotrone Elettra, sono state dettate dalle particolari esigenze sperimentali in fisica medica.

Dal punto di vista geometrico il fascio è naturalmente laminare; la lunghezza della linea è stata fissata in modo da ottenere alla stazione sperimentale una sezione di circa $120 \times 4 \text{ mm}^2$. L'ottica della beamline consiste in un sistema monocromatore, in una doppia serie di fenditure per definire la sezione del fascio e in due finestre di berillio che delimitano il vuoto della linea. Le immagini di tessuti biologici devono essere effettuate mediante una scansione verticale del campione posto davanti al rivelatore. Per quanto riguarda la funzione del monocromatore, è possibile selezionare un'energia nell'intervallo 10-35 keV, con una risoluzione energetica dell'ordine dello 0.1-0.2 %, range sufficiente in particolare per la mammografia.

1.2. Le caratteristiche generali della beamline.

Una rappresentazione schematica della beamline è visibile in Fig.1.1. La sorgente S è uno dei magneti curvanti di Elettra. Una porzione del fascio bianco prodotto dalla sorgente entra attraverso la linea SYRMEP ed è monocromatizzato utilizzando un cristallo di silicio a due superfici riflettenti. In questo modo il fascio monocromatico è parallelo al fascio bianco incidente.

Tutta la beamline si trova in ultra alto vuoto (U.H.V.) a circa 10^{-8} mbar, delimitato da due finestre di berillio. La prima, dello spessore di 2 mm, separa il vuoto della beamline dal vuoto dell'anello di accumulazione degli elettroni (10^{-10} mbar) ed allo stesso tempo

riduce la potenza incidente di circa un fattore 4, rimuovendo drasticamente i fotoni al di sotto degli 8 keV; per questo motivo è raffreddata internamente. La seconda, posta all'ingresso della sala sperimentale, separa il vuoto della beamline dalla pressione atmosferica. La necessità di lavorare in U.H.V. è dettata da più esigenze:

- 1) evitare la degradazione ottica del cristallo monocromatore a causa dell'adsorbimento di molecole di carbonio;
- 2) evitare le perdite di flusso a causa dell'assorbimento dei raggi X da parte dell'aria;
- 3) ridurre nella sala sperimentale lo scattering coerente e incoerente prodotto dall'interazione dei raggi X con le molecole d'aria.

Tutti i componenti della beamline sono U.H.V. compatibili, ma il bake-out è realizzato solo fino alla prima finestra di berillio.

Quattro fenditure di rame, anch'esse raffreddate internamente, sono installate a monte del monocromatore per sagomare il fascio incidente sul cristallo. La chiusura del beamstopper di tungsteno, installato a monte della seconda finestra di berillio, consente di accedere alla sala sperimentale.

Il fascio sul campione è definito da un sistema di fenditure di tungsteno ad alta precisione che si trovano nella sala sperimentale.

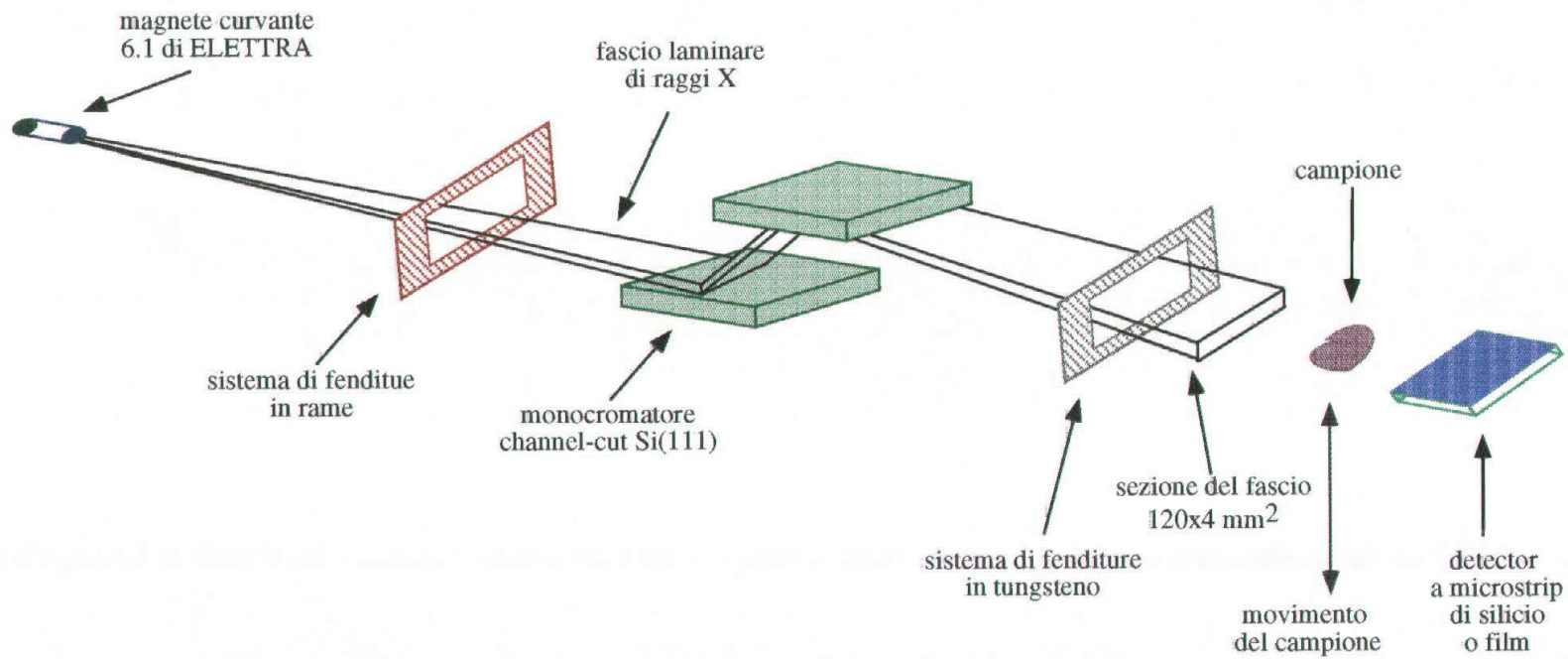


Fig.1.1. Layout schematico della beamline SYRMEP.

1.3. La sorgente da magnete curvante.

La sorgente di fotoni della beamline SYRMEP è il magnete curvante 6.1, uno dei 12 di Elettra. Nel piano ortogonale a quello dell'orbita degli elettroni (direzione z in Fig.1.2) il fascio di raggi X è altamente collimato ed è emesso in un cono di apertura $\psi \approx 1/\gamma$. Nel piano dell'orbita l'accettanza orizzontale del front-end è di 65 mrad. Alcuni parametri fondamentali dell'anello di accumulazione e della radiazione emessa sono indicati in Tab.1.1.

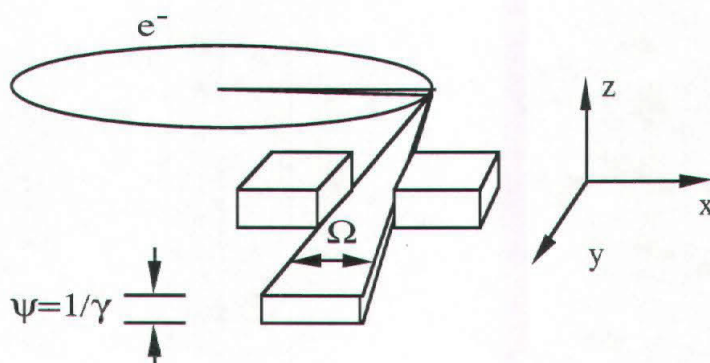


Fig.1.2. Caratteristiche schematiche del fascio di radiazione da magnete curvante. Sono indicati il sistema di riferimento utilizzato, la divergenza orizzontale Ω e la divergenza verticale ψ .

Tab.1.1. Alcuni parametri fondamentali del fascio di elettroni, dell'anello di accumulazione e della radiazione emessa dai magneti curvanti di Elettra.

Parametro	Valori nominali
Energia degli elettroni (E)	2 GeV
Corrente circolante (I)	150-400 mA
Fattore relativistico (γ)	3914
Campo magnetico (B)	1.2 T
Raggio di curvatura (r)	5.5 m
Energia critica (ϵ_c)	3.2 keV
Potenza emessa in 21 mrad	339 W

1.4. Il front-end.

1.4.1. Caratteristiche generali.

Il front-end è la prima parte della beamline: inizia alla light port nella camera dell'anello e termina dopo le pareti di protezione dell'anello stesso.

È lungo circa 9 metri ed ha il vuoto in comune con l'anello. Nel front-end, che costituisce l'interfaccia tra l'anello di accumulazione e la beamline propriamente detta, sono installate varie componenti di sicurezza, tra i quali alcuni dispositivi per la protezione del vuoto dell'anello e beam stopper.

La sezione del front-end giace in un'area ad accesso limitato nel tempo, che richiede il dumping del fascio circolante di elettroni. Le caratteristiche dei front-end da magnete curvante di Elettra sono standardizzate [STSD, 1992], e per questo motivo questa sezione verrà descritta brevemente.

Il lay-out del front-end è visibile in Fig.1.3, mentre la lista dei componenti principali è presentata nella Tab.1.2.

Tab.1.2. Lista degli elementi principali del front-end. Sono indicate la lunghezza di ciascun componente e la distanza dalla sorgente.

N.	Elemento del front-end	L (mm)	Distanza dalla sorgente (mm)
1	NIPPLE NW 150	2000	2000
1.1	<i>Vacuum Gauge</i>		2000
2	GATE VALVE	97.5	2097.5
3	REDUCER NW150/NW200	300	2397.5
4	BELLOWS CF200 CF200/250	275	2672.5
5	PHOTON SHUTTER CHAMBER	500	3172.5
5.1	<i>Non Evaporable Getter Pump (NEG)</i>		3172.5
5.2	<i>Ion Pump (230 l/min)</i>		3172.5
5.3	<i>Cold cathode Vacuum gauge (CC)</i>		3172.5
5.4	<i>Pirani Vacuum gauge (Pi)</i>		3172.5
5.5	<i>All Metal Right angle valve (for roughing)</i>		3172.5
6	BEAM SPLITTER	160	3332.5
	BM061FEA: LUNGHEZZA TOTALE: 8098		
7	BELLOWS CF38	90	3422.5
8	ALL METAL GATE VALVE VAT48CF-F DN40	72	3494.5
9	NIPPLE NW38	150	3644.5

10	FAST VALVE VAT 77 DN40	80	3724.5
11	REDUCER NW38/NW63	120	3844.5
12	NIPPLE NW63	800	4644.5
13	BELLOWS NW63	149	4793.5
14	NIPPLE NW63	315	5108.5
15	BEAMSTOPPER CHAMBER	315	5423.5
15.1	<i>Ion Pump (230 l/min)</i>		5423.5
15.2	<i>Cold cathode Vacuum gauge (CC)</i>		5423.5
15.3	<i>Pirani Vacuum gauge (Pi)</i>		5423.5
15.4	<i>All Metal Right angle valve (for roughing)</i>		5423.5
16	ALL METAL GATE VALVE VAT48 CF-F DN63	75	5498.5
17	BELLOWS CF63	120	5618.5
18	NIPPLE NW63/NW100	850	6468.5
19	NIPPLE NW100	1225	7693.5
20	BELLOWS CF100	140	7833.5
21	NIPPLE NW100	3042	10875.5
22	BELLOWS CF100	140	11015.5
23	VACUUM CHAMBER	330	11345.5
23.1	<i>Ion Pump (230 L/MIN)</i>		11345.5
23.2	<i>Cold cathode Vacuum gauge (CC)</i>		11345.5
23.3	<i>Pirani Vacuum gauge (Pi)</i>		11345.5
23.4	<i>Right angle valve (for roughing)</i>		11345.5
23.5	<i>Fast vacuum sensor</i>		11345.5
23.6	<i>Residual Gas Analyser</i>		11345.5
24	ALL METAL GATE VALVE VAT48 CF-F DN100	85	11430.5
	DISTANZA TOTALE (Dalla Sorgente)		11430.5

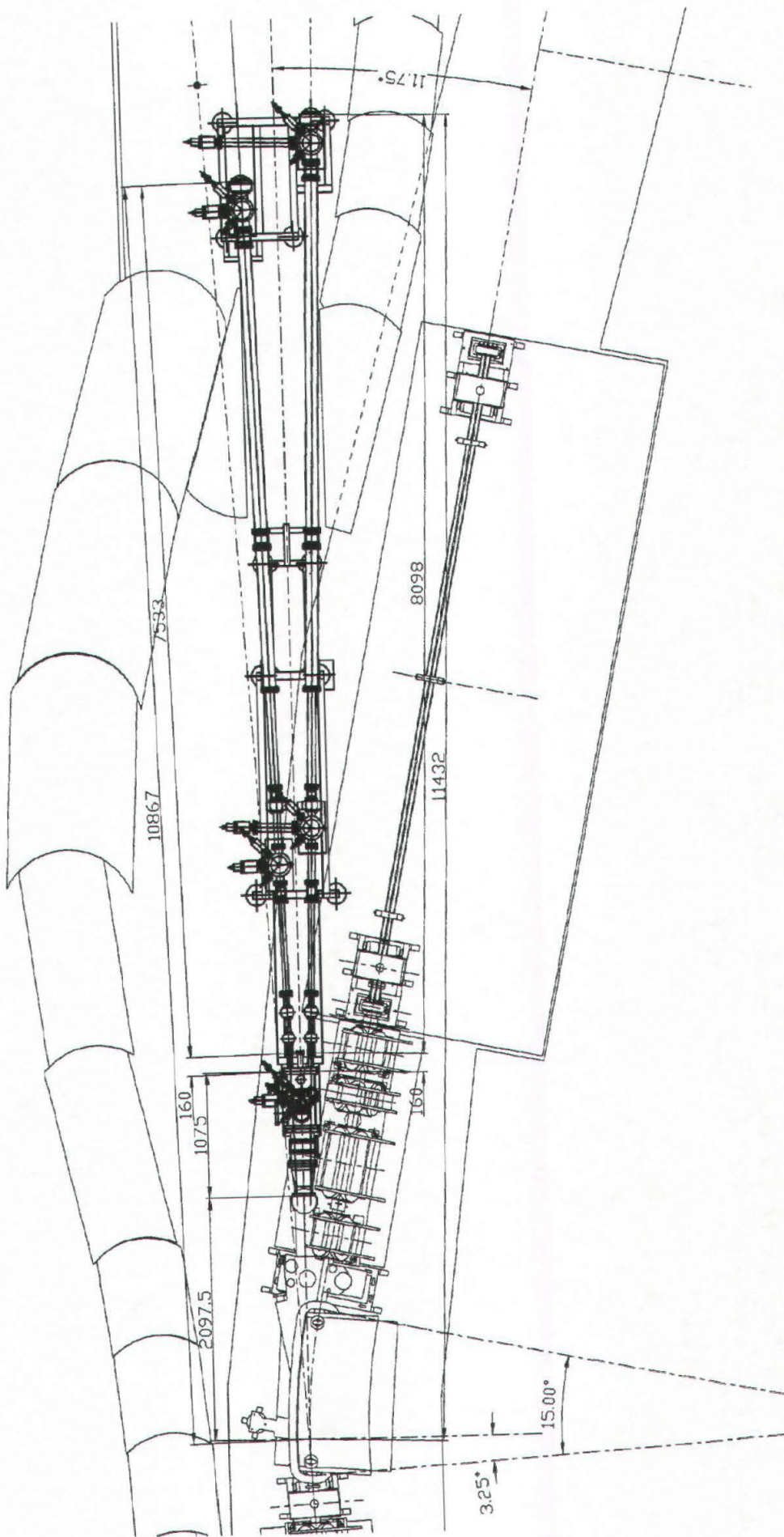


Fig.1.3. Schema del front-end 6.1 di ELETTRA

1.4.2. Il beam splitter.

Un beam splitter (N.6), situato nella prima parte del front-end suddivide il fascio, nel piano dell'orbita degli elettroni, in tre parti. L'angolo totale di accettazione della radiazione da magnete curvante è di 65 mrad. Il beam splitter divide il fascio in tre rami, cosicché tre beamlines possono usare simultaneamente fino a 7 mrad di apertura angolare orizzontale dalla stessa sorgente. Il beam splitter consiste in un diaframma di tungsteno raffreddato ad acqua, (collocato nella camera del photon shutter (N.5), nel quale sono ricavati tre fori del diametro di 21 mm ciascuno. I centri dei fasci formano un angolo di 29.0 mrad. Dal magnete curvante 6.1 sono previste sono due beamlines, e dunque un'apertura è costantemente otturata.

1.4.3. Il photon shutter.

Un photon shutter, inserito in una camera da vuoto, impedisce, quando necessario, l'entrata del fascio nel diaframma; c'è un photon shutter per ogni ramo. Quando è chiuso protegge gli altri componenti (valvole, beamstopper) dal surriscaldamento dovuto all'alta densità di fotoni. L'alto desorbimento che avviene quando il photon shutter è chiuso è ridotto da una pompa ionica (N.5.2). Il vuoto è controllato da due misuratori di vuoto (N.5.3, N.5.4), e sulla stessa camera è installata una valvola ad angolo all-metal (N.5.5) per il roughing.

1.4.4. Il ramo BM061FEA.

La beamline SYRMEP usa il front-end BM061FEA (Bending Magnet 6.1 Front End A) del magnete curvante 6.1. La lunghezza totale del ramo è di 8098 mm, cosicché il termine del front-end si trova a 11430 mm dalla sorgente. Su questo ramo sono installati tutta la strumentazione che verrà ora descritta.

1.4.5. Le valvole elettropneumatiche.

Le valvole (N.8, N.10, N.16, N.24) suddividono il front-end in varie sezioni da vuoto. In questo modo è possibile la manutenzione di una sezione senza dover rompere il vuoto in tutto il front-end.

1.4.6. La fast valve.

La all-metal fast valve (N.10) serve a proteggere il vuoto dell'anello da un improvviso flusso d'aria. Essa è capace di chiudersi in 7 ms ed è comandata da un sensore (fast sensor) situato nella prima camera della beamline. Quest'ultimo è un misuratore da vuoto del tipo "cold-cathode", capace di rivelare pressioni al di sotto dei 10^{-8} mbar, a risposta estremamente rapida (<1 ms). Questa valvola, che però non è a tenuta stagna, provvede a fornire un'alta impedenza al flusso dell'aria, finché le valvole elettropneumatiche (a risposta più lenta) non sono completamente chiuse (3-4 s).

1.4.7. Il beam stopper.

Il beamstopper (N.14) è il più importante componente del front-end dal punto di vista della radioprotezione. Esso consiste di un blocco di tungsteno che può essere mosso verticalmente in una camera da vuoto. Nella stessa camera sono installati una pompa da vuoto ed alcuni misuratori da vuoto.

1.4.8. La hutch del front-end.

Per motivi di radioprotezione gli elementi N.1-N.21 sono collocati entro le pareti schermanti dell'anello. Per la stessa ragione gli elementi N.22-N.24 sono racchiusi in una hutch schermata con piombo. L'aspetto della radioprotezione è affrontato nel Cap.1.11.

1.5. La beamline.

1.5.1. Caratteristiche generali.

La beamline propriamente detta è la sezione sperimentale progettata dal gruppo SYRMEP per soddisfare le particolari esigenze sperimentali.

Essa consiste di tre sezioni confinanti, racchiuse da altrettante hutch. Nella prima sezione, descritta in questo paragrafo, sono presenti la maggior parte degli elementi ottici della beamline (finestre di berillio, monocromatore, sistema di slit) ed il beamstopper. Le altre due sezioni, alle quali sono dedicate paragrafi specifici, sono la sala sperimentale e la sala controllo della beamline.

La beamline è suddivisa in tre sezioni da vuoto, delimitate da due finestre di berillio e da altrettante gate valves. Nella Tab.1.3 è riportata la lista dettagliata dei vari componenti, mentre uno schema grafico è illustrato in Fig.1.4.

Tab.1.3. Lista degli elementi principali della beamline. Sono indicate la lunghezza di ciascun componente e la distanza dalla sorgente.

N.	Elemento della beamline	L (mm)	Distanza dalla sorgente (mm)
1	FRONT-END	11320	11430.5
2	BELLOWS	222	11652.5
3	REDUCER(100/150)	400	12052.5
4	NIPPLE (HUTCH 14014)	2180	14232.5
5	CHAMBER	500	14732.5
5.1	<i>Starcell Ion pump (230 l/s)</i>		14732.5
5.2	<i>All-metal Right Angle Valve (for roughing)</i>		14732.5
5.3	<i>Cold cathode Vacuum gauge (CC)</i>		14732.5
5.4	<i>Pirani Vacuum gauge (Pi)</i>		14732.5
5.5	<i>HV Fast Sensor (FG)</i>		14732.5
5.6	<i>Pipe (for roughing)</i>		14732.5
6	BELLOWS	230	14962.5
7	BE WINDOW	25	14987.5
8	NIPPLE	500	15487.5
8.1	<i>BYPASS</i>		15487.5
8.2	<i>BELLOWS</i>		15487.5
8.3	<i>All-metal Right Angle Valve</i>		15487.5
8.4	<i>Thermocouples (°C)</i>		15487.5
9	U.H.V GATE VALVE	70	15557.5
10	NIPPLE	1000	16557.5
11	BELLOWS	230	16787.5
12	WATER COOLED SLITS CHAMBER	750	17537.5
12.1	<i>Step motors</i>		17537.5
12.2	<i>Thermocouples (°C)</i>		17537.5
13	BELLOWS	230	17767.5
14	MONOCHROMATOR CHAMBER	800	18567.5
14.1	<i>Starcell Ion pump (400 l/s)</i>		18567.5
14.2	<i>U.H.V Right Angle Valve (for roughing)</i>		18567.5
14.3	<i>Cold cathode Vacuum gauge (CC)</i>		18567.5
14.4	<i>Pirani Vacuum gauge (Pi)</i>		18567.5
14.5	<i>Step motor</i>		18567.5
14.6	<i>Thermocouples (°C)</i>		18567.5

14.7	Pipe (for roughing)		18567.5
15	BELLOWS	230	18797.5
16	U.H.V GATE VALVE	70	18867.5
17	NIPPLE+LEAD WALL (10cm)	500	19367.5
18	BEAM STOPPER CHAMBER	700	20067.5
18.1	Starcell Ion pump (230 l/s)		20067.5
18.2	U.H.V Right Angle Valve (for roughing)		20067.5
18.3	Cold cathode Vacuum gauge (CC)		20067.5
18.4	Pirani Vacuum gauge (Pi)		20067.5
18.5	Pipe (for roughing)		20067.5
19	NIPPLE	400	20467.5
20	BELLOWS	230	20697.5
21	BE WINDOW	25	20722.5
22	ADAPTER (CF200/ISO200)	400	21122.5
23	BELLOWS	230	21352.5
24	CROSS	400	21752.5
24.1	HV right angle valve		21752.5
24.2	Pirani Vacuum gauge(Pi)		21752.5
25	HV GATE VALVE	100	21852.5
26	NIPPLE	300	22152.5
27	Experimental HUTCH	4000	26152.5
27.1	FLUX MONITOR		
27.2	FAST SHUTTER		
27.3	SLIT SYSTEM		
27.4	DETECTOR		
27.5	LEAD WALL (10cm)		

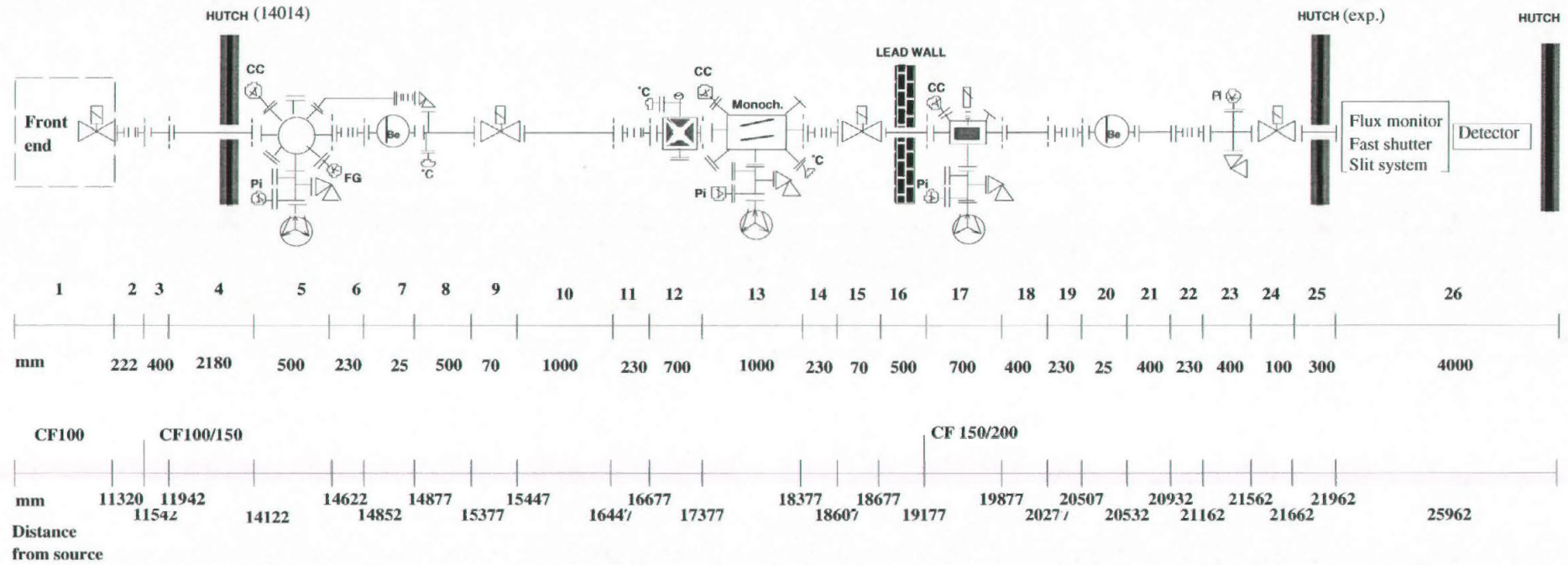


Fig.1.4. Layout schematic della beamline SYRMEP.

1.5.2. La prima camera ed il bypass.

Sulla prima camera (N.5) sono installati il fast sensor BALZER Mod. IKR070 che controlla la fast valve del front-end ed una valvola manuale VAT All-Metal Angle Valve DN63CF-R per il roughing.

Il bypass (N.8.1) può essere aperto tramite una valvola VAT All-Metal Angle Valve DN40CF-R. Esso connette le zone da vuoto a monte ed a valle della prima finestra di berillio. Questa valvola viene aperta quando è necessario mettere in aria la prima finestra di berillio; in questo modo è possibile connettere le sezioni da vuoto a monte ed a valle della finestra, minimizzando così il gradiente di pressione sulla finestra stessa.

1.5.3. La prima finestra di berillio.

Ci sono due diverse finestre di berillio nella beamline (N.7. e N.21) per separare diverse zone da vuoto e per avere il minimo assorbimento possibile nel range energetico della beamline di SYRMEP. La prima (N.7) separa il vuoto della macchina da quello della beamline. Il berillio ha particolari caratteristiche meccaniche e termiche molto utili per questo scopo. La combinazione di un elevato modulo di elasticità ed una bassa densità risultano in una rigidità specifica che è 6.6 volte quella dell'alluminio e 6.1 volte quella dell'acciaio. Alcune proprietà del berillio sono descritte in Tab.1.4. Questo elemento, essendo a Z basso, ha inoltre altre importanti caratteristiche:

- 1) una buona trasparenza ai raggi X per $E_\gamma > 10$ keV, in quanto la sezione d'urto fotoelettrica è $\propto Z^5$ (App.A);
- 2) gli angoli di scattering (Rayleigh) per i fotoni sono molto piccoli, in quanto l'angolo critico, all'interno del quale vengono diffusi i 3/4 dei fotoni è $\propto Z^{1/3}$.

La finestra consiste di una lamina di 2 mm di berillio delle dimensioni di 120x12 mm², brasata su un'apertura ricavata in un disco di rame dello spessore di 12 mm, che a sua volta è brasata su una flangia DN150CF AISI 316 LN. Il supporto di rame è raffreddato ad acqua mediante una canalizzazione brasata su di esso. In condizioni standard il gradiente di pressione su berillio è molto piccolo (dell'ordine di 10⁻⁹ mbar). La finestra ha anche la funzione di assorbitore dei fotoni a basse energie; come mostrato in Fig.1.6, un foglio di 2 mm assorbe la maggior parte dei fotoni incidenti ad $E_\gamma < 10$ keV, riducendo così sensibilmente il carico termico sul cristallo monocromatore. Nelle condizioni limiti di Elettra (E=2 GeV, I=400 mA) il berillio assorbe il 78% della potenza incidente, che è 113 W sul tutta l'accettanza orizzontale (7 mrad), mentre la potenza trasmessa è di 25 W.

Il gradiente termico tra il centro e gli estremi del foglio possono essere calcolati assumendo un modello monodimensionale [Gambitta, 1992]. In questo modello l'intera potenza incidente è concentrata in una linea uniformemente distribuita lungo l'intera larghezza del fascio. Il gradiente termico è:

$$\Delta T = \frac{q' h}{4tk} \quad (1.1)$$

dove h è la dimensione verticale della finestra, t lo spessore, k la conduttività termica del berillio e q' la densità di potenza lineare. Nel nostro caso $h=12$ mm, $t=2$ mm, $q' = q/l$ con $q = 88$ W, $l = 104$ mm, che determinano $\Delta T \approx 6^\circ\text{C}$. Non essendo dunque critiche le condizioni termiche, il circuito di raffreddamento circonda in modo semplice la finestra. Una termocoppia controlla costantemente la temperatura.

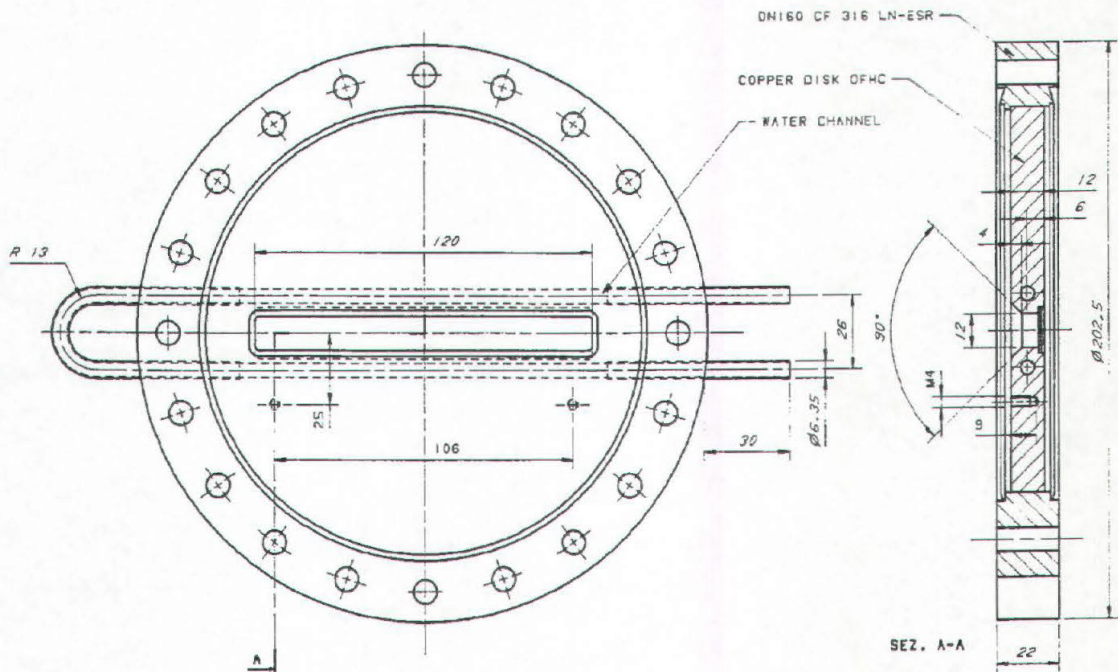


Fig.1.5. Prospetto e sezione della prima finestra di berillio.

Tab.1.4. Alcune importanti proprietà fisiche del berillio ricavate dalla letteratura.

Parametro	Valore nominale
Densità	1.85 g cm^{-3}
Punto di fusione	$1289 \text{ }^\circ\text{C}$
Conduttività termica	$2.2 \text{ W cm}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$
Calore specifico	$0.19 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Modulo di Young	$3.033 \cdot 10^{11} \text{ Pa}$
Pressione di rottura	$3.5\text{-}5.0 \cdot 10^6 \text{ Pa}$

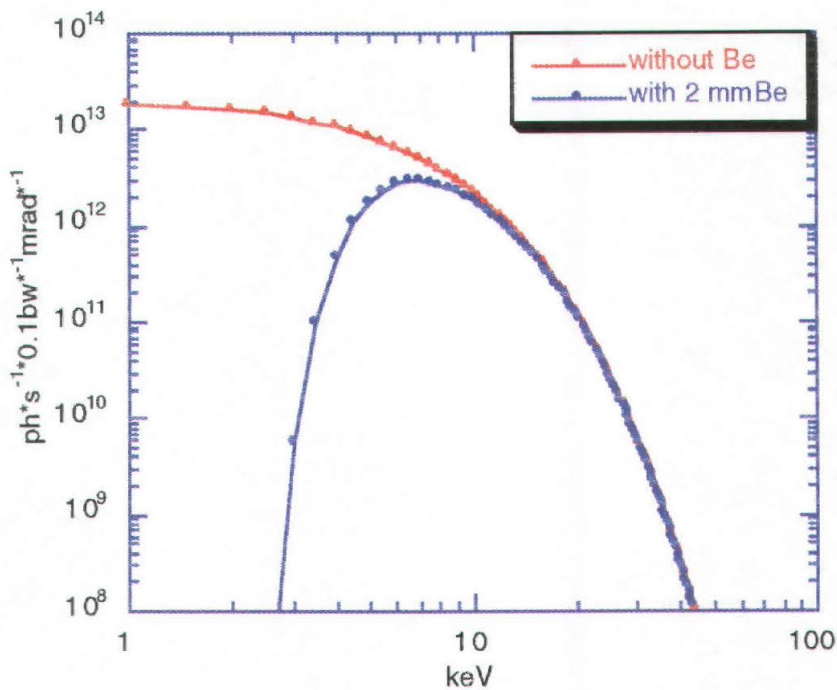


Fig.1.6. Flusso trasmesso dalla finestra di berillio confrontato con il flusso teorico da magnete curvante senza alcun filtro. I grafici si basano su calcoli teorici per $E=2$ GeV, $I=400$ mA.

1.5.4. La camera delle slits.

La camera delle slits (N.12) supporta 2 slits orizzontali e due slits verticali di rame, che permettono di definire la geometria del fascio a monte del monocromatore. Ognuna di esse è montata su di un attuatore connesso ad un motore Berger-Lahr con un rapporto di riduzione 10:1. Il motore, posto in aria, è dotato di encoder che controlla la posizione con un'accuratezza di $1 \mu\text{m}$. Le palette di rame, dello spessore di 6 mm nella direzione ortogonale al fascio incidente, sono raffreddate internamente; esse hanno un'inclinazione di taglio di 30° per ridurre lo scattering Compton. Come illustrato in Fig.1.7, lontano dal taglio tutti i raggi X sono fermati; lungo il taglio invece, una percentuale, crescente con l'energia, è trasmessa dal rame e dunque questo primo set di slit permette una definizione di bassa precisione della geometria del fascio. Essa è invece realizzata attraverso il sistema di slits di tungsteno presente nella sala sperimentale (Cap.1.6.2).

Le quattro slits sono disposte su piani diversi ed è dunque possibile chiuderle in sovrapposizione (circa 2 mm). È possibile una visualizzazione approssimativa della posizione del fascio mediante un sistema di telecamere che registrano la luminosità proveniente da uno strato di allumina, spalmata sulle slits. Le slits verticali sono visibili contemporaneamente attraverso un'unica finestra di vetro, installata su una flangia DN63CF, per mezzo di uno specchio interno; le slit orizzontali sono invece viste da due

telecamere indipendenti. In Fig.1.8 sono presentati alcuni disegni costruttivi della camera ed uno schema di una delle slit orizzontali.

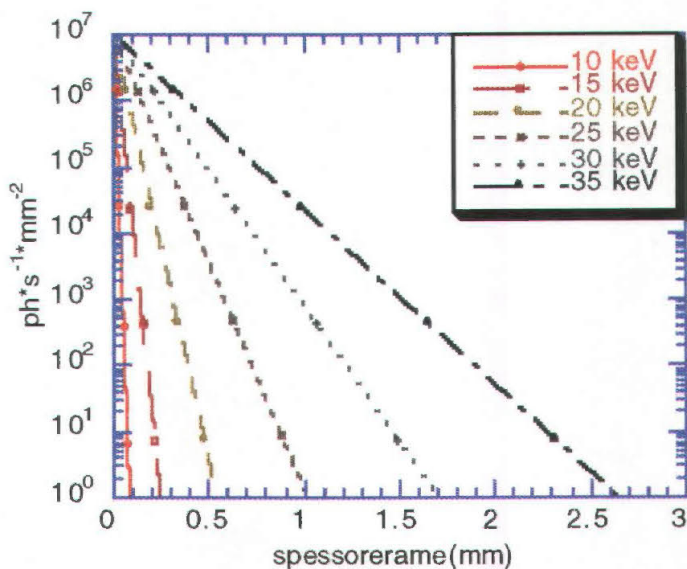


Fig.1.7. Flusso di raggi X trasmesso, per un flusso incidente di $10^7 \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^2$, dall'indicato spessore di rame.

1.5.5. La camera del monocromatore.

La camera del monocromatore (N.14) contiene il cristallo monocromatore channel-cut Si(111), un monoblocco di silicio con due superfici riflettenti. Questo è l'elemento ottico più importante della beamline.

Il cristallo, che opera in diffrazione alla Bragg (App.B) è montato su di un supporto di rame (holder), raffreddato dal retro (Fig.1.9). La selezione dell'energia è effettuata per mezzo di una rotazione del supporto attraverso l'asse x_1 , che è perpendicolare al piano di diffrazione e passa attraverso il centro della superficie del primo cristallo (Fig.1.13).

L'holder può ruotare tra -1° e 13° e la trasmissione del movimento dal motore Berger-Lahr al supporto del cristallo avviene mediante un attuatore lineare ed una catena cinematica.

Lo step minimo possibile, essendo presente un riduttore 5:1, è di $0.2 \mu\text{m}$, che corrisponde ad un incremento angolare di circa $0.5\text{-}1 \mu\text{rad}$. Sull'intero range operativo, la normale alle superfici ottiche del cristallo, rimane parallela al piano di dispersione con variazione massima di $\pm 50 \mu\text{rad}$; in questo modo non vi sono precessioni durante una scansione, che determinano un movimento dello spot sul campione. Il motore è collocato in aria ed ha due microswitches e fine corsa meccanici.

Due lamine di tungsteno dello spessore di 5 mm sono montate sull'holder del cristallo ortogonalmente al fascio: una alla base della prima superficie del cristallo, per evitare che il fascio bianco incida sul bordo stesso, ed una all'uscita della seconda superficie, per fermare quella parte di raggi X che attraversa tutto il cristallo parallelamente alle superfici di diffrazione.

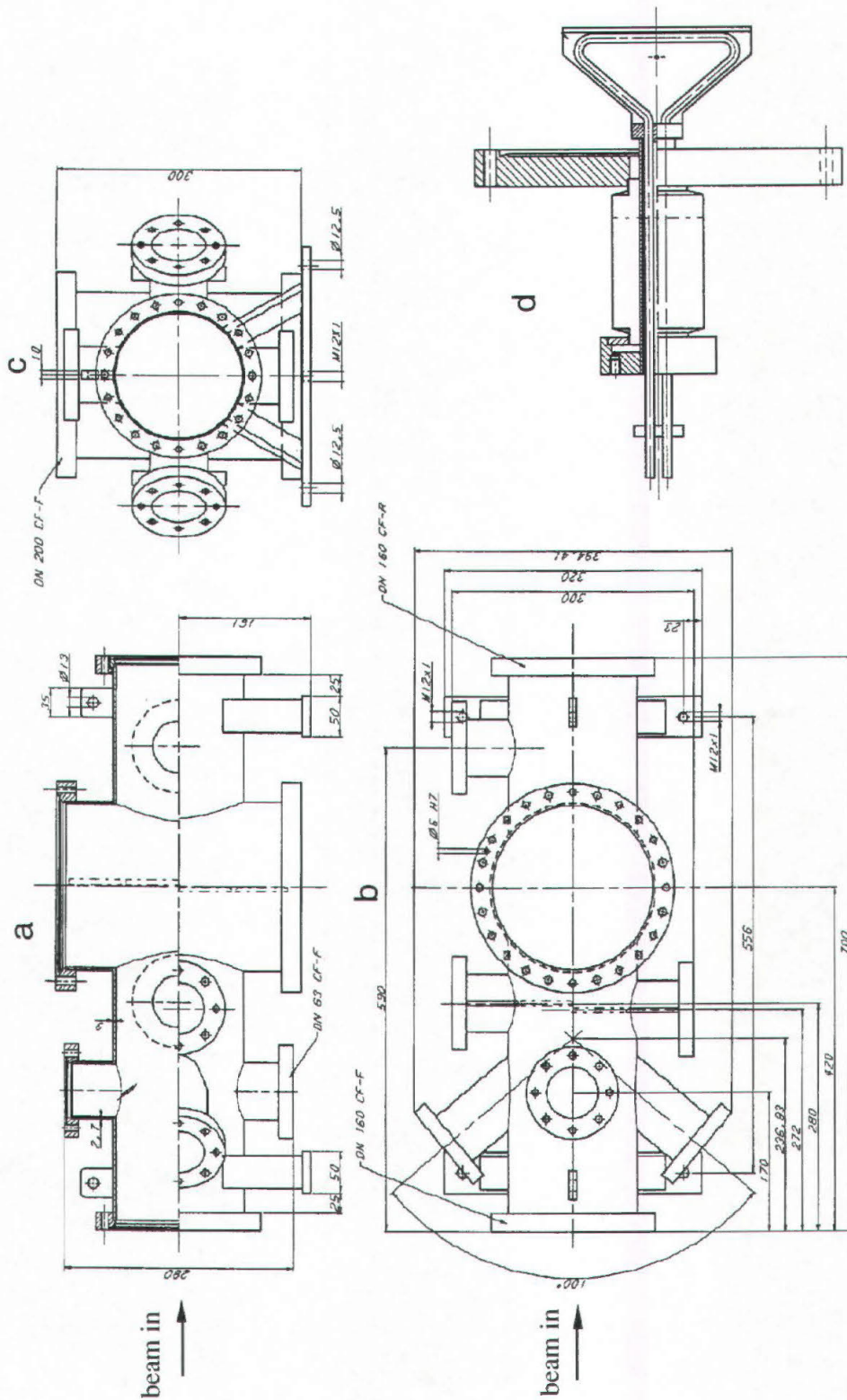


Fig.1.8. Prospetto (a), pianta (b), vista frontale (c) della camera delle slit. Vista laterale di una slit orizzontale, montata su una flangia. È visibile la canalizzazione interna. Le figure non sono in scala.

Le dimensioni del channel-cut, visibili in Fig.1.11 e Fig.1.12, sono determinate dalla necessità di selezionare le energie nel range 10-35 keV e di ottenere nella sala sperimentale un fascio delle dimensioni $120 \times 4 \text{ mm}^2$ [Arfelli, 1994] e [Bravin, 1995]. Il fascio monocromatico in uscita giace su un piano parallelo a quello del fascio bianco incidente (per il raggio centrale della distribuzione gaussiana: $z=1300 \text{ mm}$ dal pavimento), ma a z maggiore ($z \text{ medio}=1320 \text{ mm}$); tale distanza dipende dall'energia selezionata, ma varia di poche centinaia di micron. Il cristallo è stato costruito con degli indent per facilitare il fissaggio attraverso della clamps, (Fig.1.13), in modo da evitare ogni possibile stress delle superfici riflettenti.

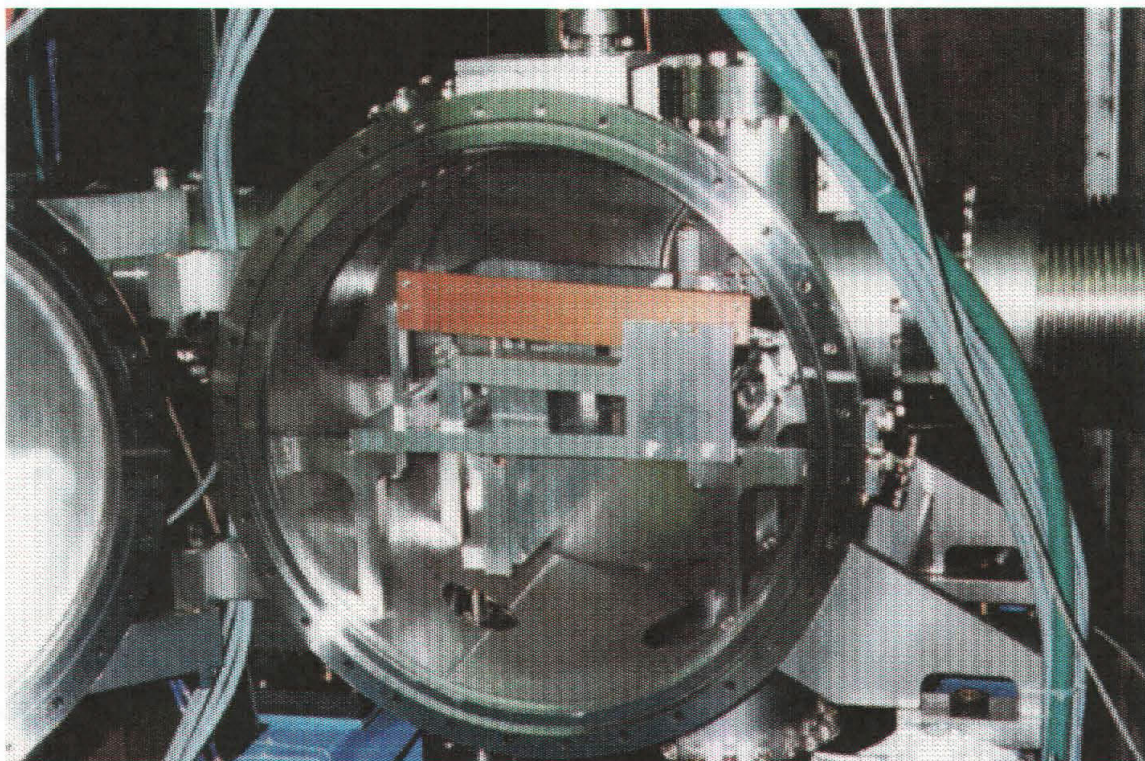


Fig.1.9. La camera del monocromatore. Sono visibili la catena cinematica, l'holder e la seconda superficie del channel-cut.

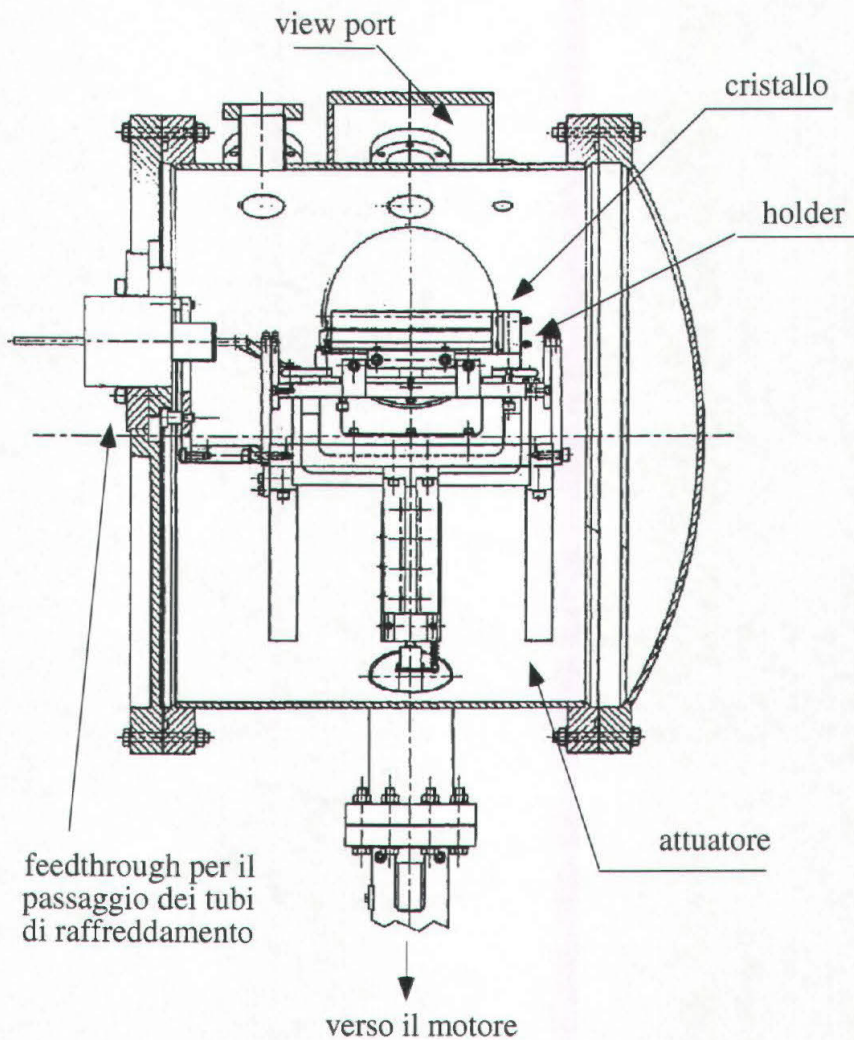


Fig.1.10. Vista laterale della camera del monocromatore. Sono visibili l'attuatore del movimento e l'holder del cristallo.

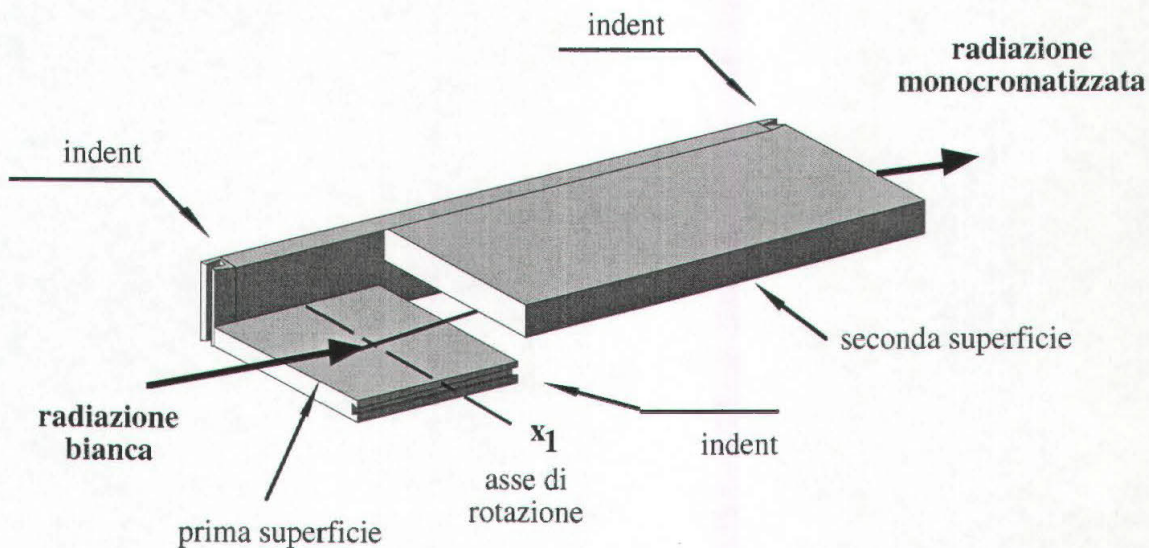


Fig.1.11. Vista prospettica del cristallo monocromatore. Sono evidenziati l'asse di rotazione per la selezione dell'energia e gli indent per il fissaggio del cristallo.

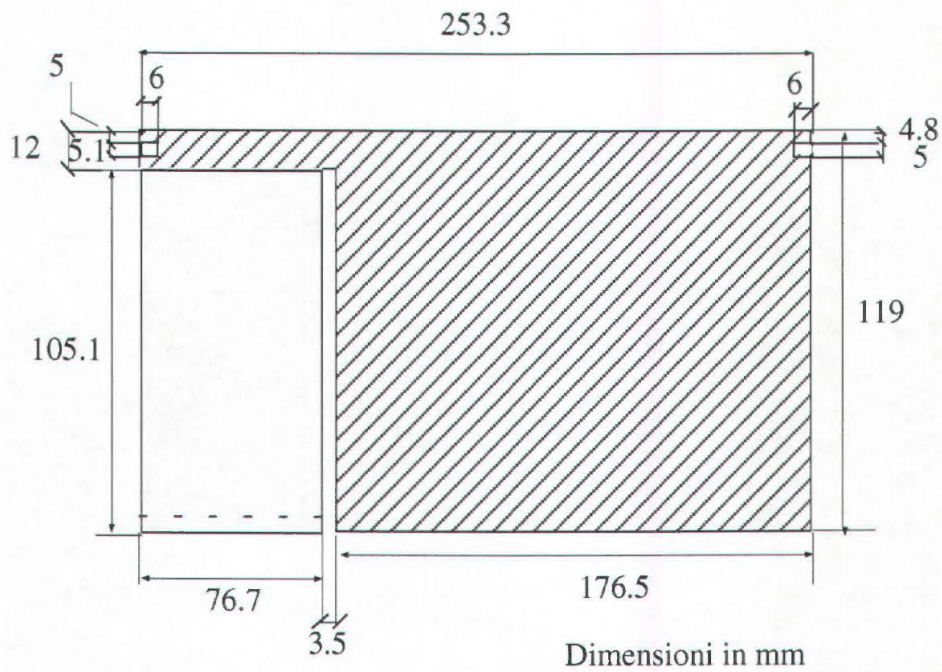


Fig.1.12. Pianta del cristallo monocromatore.

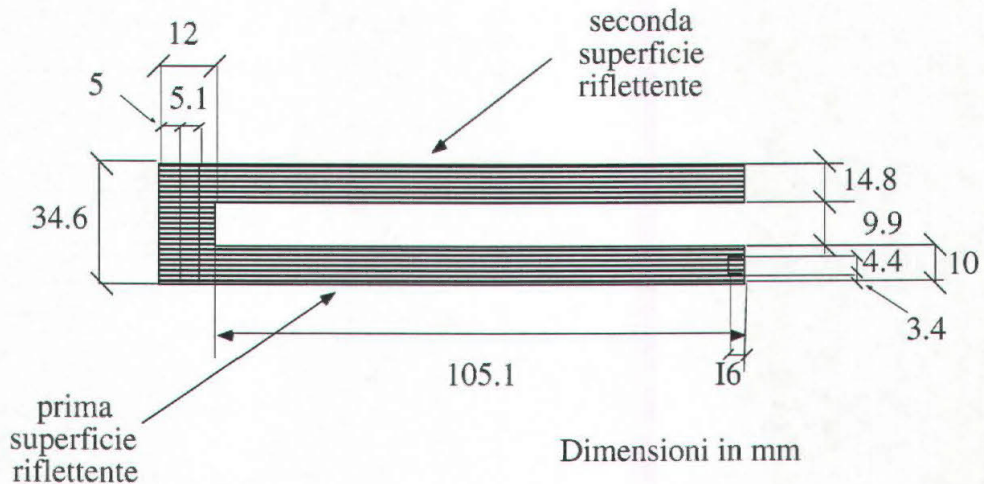


Fig.1.13. Vista laterale del cristallo monocromatore.

1.5.6. L'assorbitore di piombo.

Dopo la valvola (N.17) è presente uno schermo di piombo per assorbire i raggi γ diffusi interagendo con gli elementi ottici della beamline (monocromatore e slits). Lo spessore dell'assorbitore è di 10 cm, mentre le sue dimensioni, nel piano ortogonale a quello dell'orbita degli elettroni sono di $100 \times 100 \text{ cm}^2$.

1.5.7. Il beamstopper.

Il beamstopper è utilizzato per fermare due diversi tipi di radiazione prima della sala sperimentale:

- a) i raggi gamma di alta energia (fino a 2 GeV) provenienti dall'interazione degli elettroni dell'anello con il gas residuo;
- b) il fascio monocromatico.

Il primo tipo di radiazione è emessa nel piano dell'orbita degli elettroni, mentre, come indicato nel Cap.1.5.5 la radiazione monocromatica giace su un piano che è circa 20 mm più alto del piano dell'orbita. Il beamstopper è composto da due elementi. Il primo consiste in tubo in acciaio di forma ellissoidale, circondato da un manicotto spesso di piombo, dello spessore di 120 mm nella direzione del fascio; esso ferma tutta la radiazione incidente con esclusione di un foro di $200 \times 35 \text{ mm}^2$ per il passaggio del fascio monocromatico; a valle del primo elemento è installato un blocco di tungsteno, collocato in una camera da vuoto e montato su un attuatore connesso ad una valvola elettropneumatica. Solo quando la valvola è chiusa è possibile accedere alla sala sperimentale. Il blocco di tungsteno ha una sezione di $180 \times 80 \text{ mm}^2$ ed uno spessore di 50 mm. Il blocco non è raffreddato, in quanto la potenza portata dai raggi gamma e dal fascio monocromatico è trascurabile.

1.5.8. La seconda finestra di berillio.

La seconda finestra di berillio (**N.21**) separa il vuoto dell'ultima parte della beamline dalla pressione atmosferica. Il lay-out è simile a quello della prima finestra, ma senza il sistema di raffreddamento. Le dimensioni del foglio di berillio in questo caso sono di $160 \times 15 \text{ mm}^2$ per uno spessore di 0.5 mm.

1.5.9 La zona in aria della beamline.

Nelle condizioni normali di lavoro, la beamline è in aria dopo la seconda finestra di berillio. Per ridurre il gradiente di pressione sulla finestra stessa, durante gli shut-down lunghi della macchina, chiudendo la valvola (**N.25**) è però possibile ottenere un'ulteriore sezione da vuoto (High Vacuum), ottenuto con una pompa turbo molecolare portatile.

1.5.10. Gli altri elementi.

Gli altri elementi della beamline consistono in soffiotti, che sono utilizzati per connettere due elementi disaccoppiando le vibrazioni e da tubi.

1.5.11. La hutch della beamline.

La hutch della beamline (**N.27**), le cui pareti sono schermate internamente con 2 mm di piombo, è lunga 7950 mm e ha due porte d'accesso controllate.

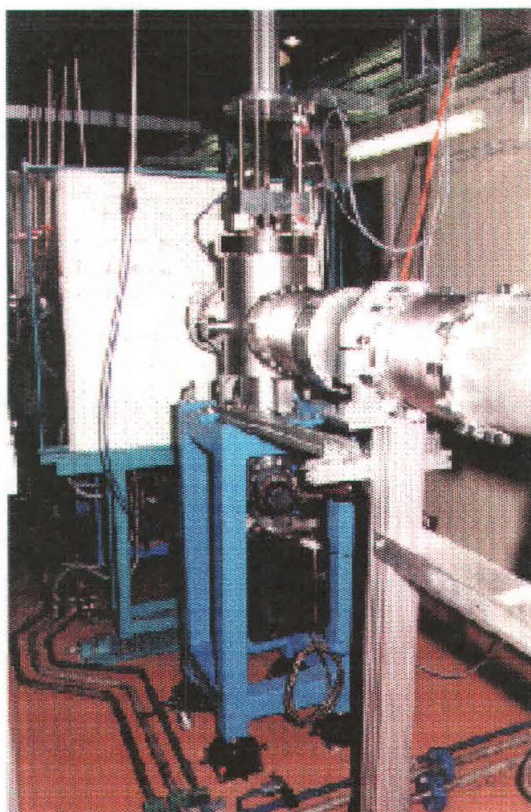


Fig.1.14. Nella foto, eseguita nella direzione della sorgente, sono visibili il beamstopper e l'assorbitore in piombo.

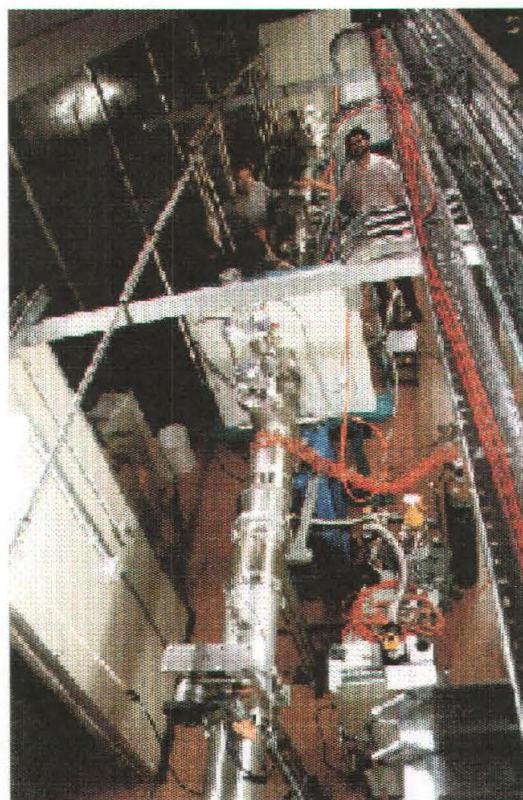


Fig.1.15. Una panoramica della beamline.

1.6. La sala sperimentale.

1.6.1. Caratteristiche generali.

In Fig.1.18 è visibile un disegno schematico della sala sperimentale. Oltre agli strumenti che verranno ora descritti, in questa hutch è collocato un aspiratore per eliminare l'ozono eventualmente prodotto dall'interazione dei raggi X con le molecole di ossigeno. La superficie della sala è di $4000 \times 2350 \text{ mm}^2$.

1.6.2. La camera delle slit.

Su questa camera è installato un sistema di quattro slit di tungsteno, che permettono di definire le dimensioni del fascio davanti al campione (Fig.1.17).

Ogni slit è montata su di un attuatore connesso ad un motore Berger-Lahr tramite un riduttore 10:1, mentre un encoder controlla la posizione con un'accuratezza di $1 \text{ }\mu\text{m}$. Le lame di tungsteno hanno un profilo curvilineo con raggio di curvatura di 2 mm. Come illustrato in Fig.1.16 questo tipo di profilo, associato allo Z elevato del tungsteno, permette di definire con un'alta precisione le dimensioni del fascio incidente sul campione.

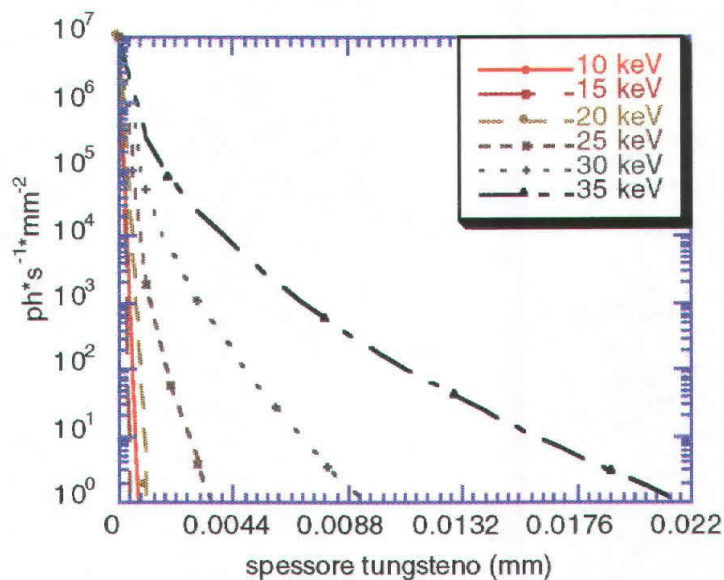


Fig.1.16. Flusso di raggi X trasmesso, da parte delle slit di tungsteno, per un flusso incidente di $10^7 \text{ ph} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^2$.

1.6.3. Il monitor di flusso.

Il flusso di raggi X è misurato mediante una camera di ionizzazione flussata con $400 \text{ cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ di azoto, posizionata a valle della slit [Di Michiel, 1997]. La lettura automatica è assicurata da un KEITHLEY487, connesso alla camera ed integrato con il data readout system della beamline. L'errore massimo sulla lettura è del 5%.

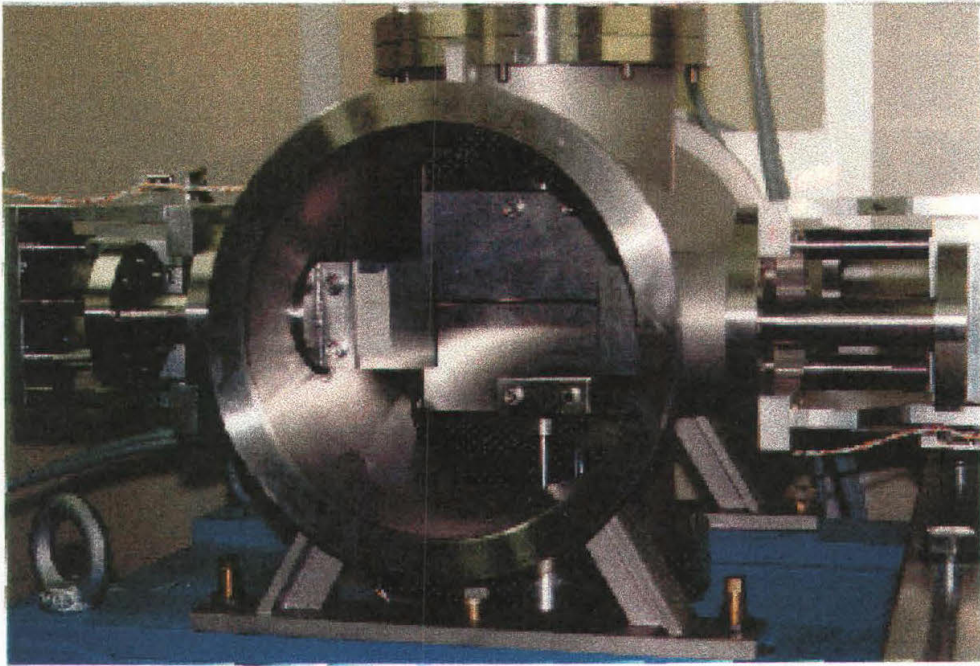


Fig.1.17. La camera delle slit in aria.

1.6.4. Il supporto la movimentazione del campione e dei film.

Le immagini vengono effettuate mediante scansione verticale del campione davanti al fascio. Al variare di tipo di esperimento che si vuole eseguire, si possono adoperare due diversi motori per la scansione. Uno è posizionato a monte delle slit ed uno a valle della camera di ionizzazione. Il primo, utilizzato principalmente per le immagini in contrasto di fase (Cap.3) e di diffraction imaging (Cap.4) è un M-MTM200PPI Newport con un'escursione massima di 200 mm; il secondo, utilizzato sia come supporto del campione per le immagini in trasmissione, che per quello dei film nelle due tecniche citate, è un MT160-200-10 μm Newport, la cui escursione massima è di 200 mm.

1.6.5. Il supporto del rivelatore digitale.

La collaborazione SYRMEP ha sviluppato un rivelatore a pixel di silicio per l'imaging medico. Esso è posizionato su di un supporto, la cui posizione può essere modificata in y e z (Fig.1.18) mediante un motore Newport UZ160-9-1 μm ed un motore UR100-0.01 μm rispettivamente; è inoltre possibile ruotare il supporto attorno all'asse z mediante un motore UR100-0.01°. Questi movimenti sono necessari per un allineamento fine del detector con il fascio. I motori sono comandati in modo remoto tramite un controllore Newport MM2500 .

1.6.6. La sala controllo.

La maggior parte delle schede e dei controllori dei dispositivi (motori Berger e Newport, pompe ioniche, misuratori da vuoto e telecamere) sono collocate nella sala sperimentale. Il sistema di controllo della beamline è montato su una workstation HP9000/715-80.

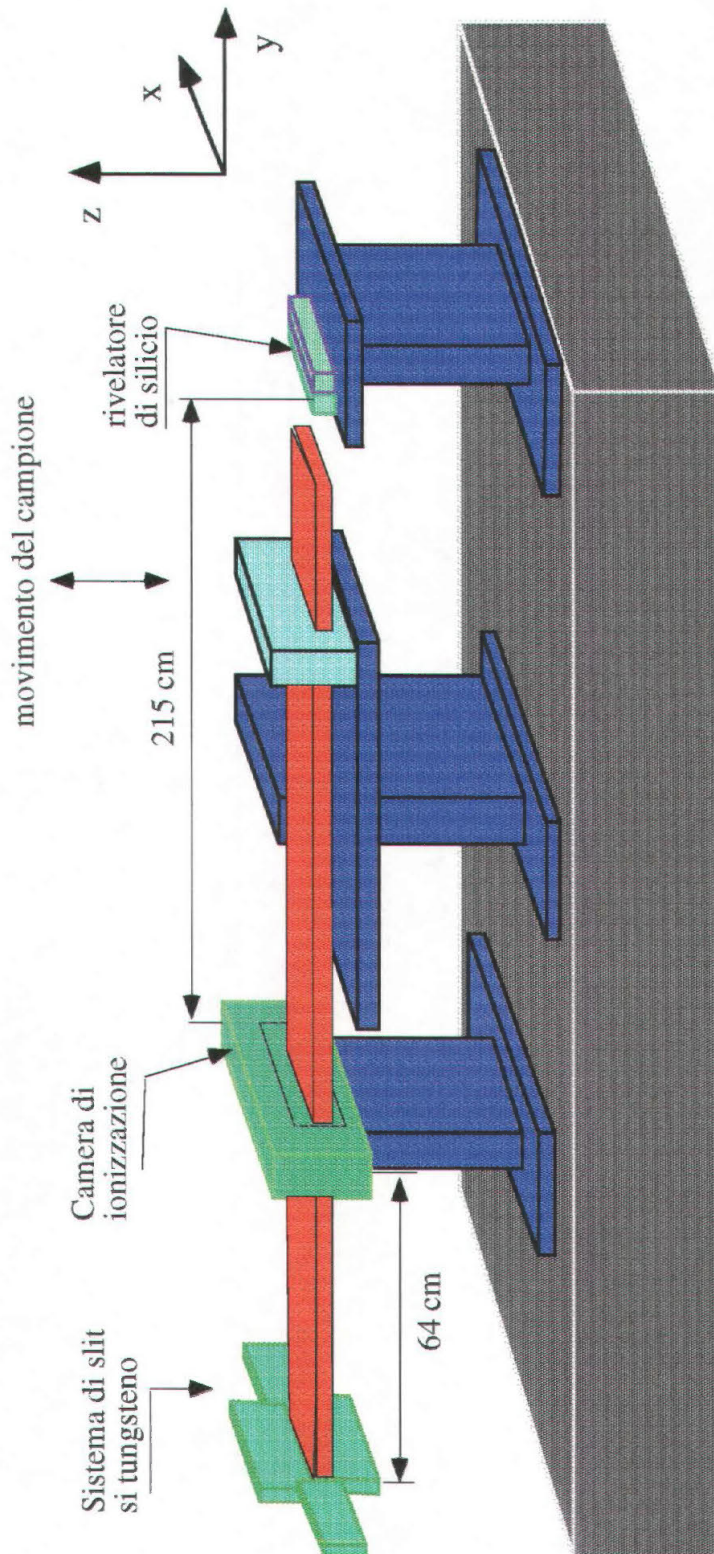


Fig.1.18. Schema della sala sperimentale.

1.7. La strumentazione.

1.7.1. Le pompe ioniche e per il roughing.

Per mantenere il vuoto della beamline, sono adoperate due diversi tipi di pompe ioniche VARIAN, con diverse capacità di pompaggio: la VacIon Plus 300 a $240 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$ (N.5.1 e N.18.1) e la VacIon Plus 500 a $410 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$ (N.14.1), entrambe dotate di piastre riscaldanti per degassare. Per il roughing cioè per portare la pressione interna da quella atmosferica a 10^{-5} mbar, è utilizzata una pompa Turbo VARIAN V-250. Essa è costituita da due pompe integrate: una turbomolecolare Macrotorr ed una pompa a membrana Vacuubrand MD4. Nella sezione del monocromatore, che ha un volume di circa 0.4 m^3 , il tempo necessario per il roughing è di circa 10 ore.

1.7.2. Le valvole.

Nella beamline sono installate diversi tipi di valvole, tutte del tipo VAT-PAMONT, alcune dotate di attuatore manuale, altre di tipo elettropneumatico, secondo lo schema seguente.

Tab.1.5. Tipo e caratteristiche delle valvole utilizzate nella beamline.

N. *	Tipo	Attuatore
5.2	All-Metal Angle Valve DN 63 CF-R	manuale
8.3	All-Metal Angle Valve DN 40 CF-R	manuale
9	U.H.V. Gate Valve DN 160 CF	elettropneumatico
14.2	U.H.V. Angle Valve DN 63 CF-R	manuale
16	U.H.V. Gate Valve DN 160 CF	elettropneumatico
18.2	U.H.V. Angle Valve DN 63 CF-R	manuale
24.1	H.V. Angle Valve DN 40 ISO-KF	manuale
25	H.V. Gate Valve DN 200 ISO-F	elettropneumatico
* In base alla Tab.1.3.		

1.7.3. I misuratori di vuoto e il sistema di allarme.

Per controllare il vuoto della beamline sono adoperati due tipi di misuratori BALZER: il Pirani ed il Cold Cathode. Eccetto per il N.24.2, che è montato su una flangia 16KF, gli altri tre Pirani sono montati su flange del tipo CF16. Il loro range di lavoro è $5 \cdot 10^{-4}$ - $1 \cdot 10^3$ mbar. I tre Cold Cathode sono montati invece su flange del tipo CF40. Il loro range di lavoro è $1 \cdot 10^{-11}$ - $5 \cdot 10^{-4}$ mbar. I valori di pressione con tutte le valvole aperte

e con fascio di raggi X operativo fino alla sala sperimentale sono descritti nelle tabelle seguenti.

Tab.1.6. Pressioni standard nelle sezioni da vuoto del front-end e valori di soglia di High-Alarm (Cap.1.8.2).

Front end		
Posizione	Pressione (mbar)	Soglia di High Alarm (mbar)
Storage ring (1)	$1.4 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Storage ring (2)	$6.0 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Photon Shutter	$4.0 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Last chamber	$5.3 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-6}$

Tab.1.7. Pressioni standard nelle sezioni da vuoto della beamline e valori di soglia di High-Alarm (Cap.1.8.2).

Beamline		
Posizione	Pressione (mbar)	Soglia di High Alarm (mbar)
Prima camera	$6.2 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Sezione del monocromatore	$6.9 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Sezione del beamstopper	$3.0 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-6}$

1.7.4. I motori.

Il monocromatore, le quattro slits in vuoto e le quattro slits in aria sono mosse da motori Berger-Lahr VRDM 568/50LHC con encoder integrato Heidenhein E500. Eccetto il monocromatore, che ha un riduttore Berger PL5 5:1, gli altri motori sono ridotti mediante un Berger PL10 10:1. Prima del riduttore il minimo step possibile è di 1 μm , così è dunque possibile ottenere un rapporto di $0.1-0.2 \mu\text{m} \cdot \text{step}^{-1}$.

1.7.5. Le termocoppie da vuoto.

Per controllare l'efficienza del sistema di raffreddamento, sono installate in totale sei termocoppie, montate sui vari dispositivi sui quali incide il fascio bianco: una sulla prima finestra di berillio, una su ognuna delle palette delle slit in vuoto ed una

sull'holder del cristallo monocromatore. Le termocoppie sono del tipo Thermocoax Cromel-Alumel K-type, montate su flange DN16CF. Il range di lavoro di questi dispositivi è $0^{\circ}\text{C} - 1200^{\circ}\text{C}$, ma la temperatura operativa più elevata, in condizioni normali, è di 50°C . Le temperature standard, misurate sia con fascio incidente, che con fascio spento sono riportate in Tab.1.8.

Tab.1.8. Temperature standard sui vari elementi della beamline e soglia di High-Alarm (Cap.1.8.2).

Posizione	Temperatura fascio spento ($^{\circ}\text{C}$)	Temperatura fascio acceso ($^{\circ}\text{C}$)	Soglia di High Alarm ($^{\circ}\text{C}$)
I finestra di Be	25	33	120
Slits palette #1	24	25	120
Slits palette #2	25	25	120
Slits palette #3	24	25	120
Slits palette #4	23	25	120
Monocromatore	24	24	120

1.7.6. Il sistema di bake-out.

L'U.H.V. richiesto nelle sezioni da vuoto della beamline è tale che la pressione di gas residuo sia inferiore a 10^{-8} mbar; per ottenere queste pressioni non è necessario bake-out degli elementi. Esso è invece indispensabile nella parte di linea a monte della prima finestra di berillio; infatti in tale sezione il vuoto è in comune con l'anello ($10^{-10} - 10^{-11}$ mbar). All'atto del montaggio della linea, e ogni qual volta si renda necessario aprire una sezione da vuoto tra la light port dell'anello e la prima finestra di berillio, si effettua un bake-out di 24 ore a 200°C . Le termoresistenze e le termocoppie dedicate a questo scopo sono controllate da un GEFTRAN 6000.

1.7.7. Il sistema di raffreddamento ad acqua.

Gli elementi sui quali incide il fascio bianco sono raffreddati: la prima finestra di berillio, le quattro palette di rame delle slit in vuoto e l'holder del monocromatore. la densità di potenza dopo il monocromatore è estremamente bassa e dunque non è necessario il raffreddamento. Il circuito chiuso di raffreddamento mediante acqua demineralizzata è a 10 bar, mentre le soglie d'allarme corrispondono a $p=0$ bar e $p>12$ bar.

1.8. Il sistema di controllo

Per completezza nella descrizione, nei seguenti paragrafi viene riportata una breve introduzione alla logica ed ai parametri fondamentali dei sistemi di controllo. Il progetto e la supervisione agli stessi sono standardizzati per tutte le beamlines.

1.8.1. La logica del sistema di controllo della beamline.

L'architettura del sistema di controllo della beamline o Beamline Control System (BLCS) è strutturata in tre diversi livelli [Abrami, 1993], [Abrami, 1998]. Su ogni stazione sperimentale è installata una Unit Experimental Station (UES), (costituita da un sistema software-hardware), che è in connessione con il sistema di controllo della beamline Beamline Control System Unit (BCS1 in Fig.1.18, anch'esso costituito da un sistema software-hardware-VME). Il Main Beamline Supervisor (MBS) permette il controllo delle beamline dalla Sala Controllo Beamlines (CS in Fig.1.18) ed ha lo scopo di inizializzare e riconfigurare il sistema (per esempio modificare una soglia di allarme). L'MBS è connesso ad ogni stazione BCS mediante una rete Ethernet, così come via Ethernet ogni BCS è connesso a ciascuna delle sue UES.

L'interconnessione tra i livelli, basati su una rete Ethernet locale (LAN) è effettuata mediante "bridges". Essi sono un dispositivo software-hardware per regolare in traffico di informazioni. Le LAN al più basso livello (Low Level Beamline Lan -LLBL) sono dedicate una per ogni gruppo di beamline che sono connesse con lo stesso front-end.

Su ogni LLBL sono connesse la BCS e tutte le UES delle varie beamline.

Ogni LLBL è divisa logicamente dalla linea LAN generale mediante un ponte. Questo sistema assicura un filtraggio del flusso dei dati tra i vari livelli, diminuendo così il pericolo di una congestione della rete.

L'MBS agisce da interfaccia per lo scambio di dati in entrambe le direzioni tra la sala sperimentale ed il Sistema di Controllo dell'anello di accumulazione. Da questa postazione è anche possibile eseguire tutti i comandi di privilegio UES.

1.8.2. Il Beamline Control System (BCS).

Il BCS è l'unità locale responsabile del controllo della beamline, ed è l'interfaccia tra l'intero sistema di controllo ed i vari componenti della beamline sul quale è installato. Esso acquisisce i dati dalla beamline e li elabora.

Tra le altre cose:

- 1) sorveglia le operazioni dei componenti principali della beamline ed annota gli errori e gli allarmi riguardanti le beamlines (per esempio una sovrappressione);
- 2) esegue i comandi;
- 3) fornisce all'UES i dati richiesti e compie i comandi per i quali l'UES è autorizzato;

I dati elaborati dal BCS possono essere suddivisi in due categorie: logici ed analogici. Tra i primi vi sono lo stato logico delle valvole ed i fine corsa. Tra i dati analogici i più importanti sono le temperature, le pressioni, gli encoder dei motori e le tensioni della camera di ionizzazione.

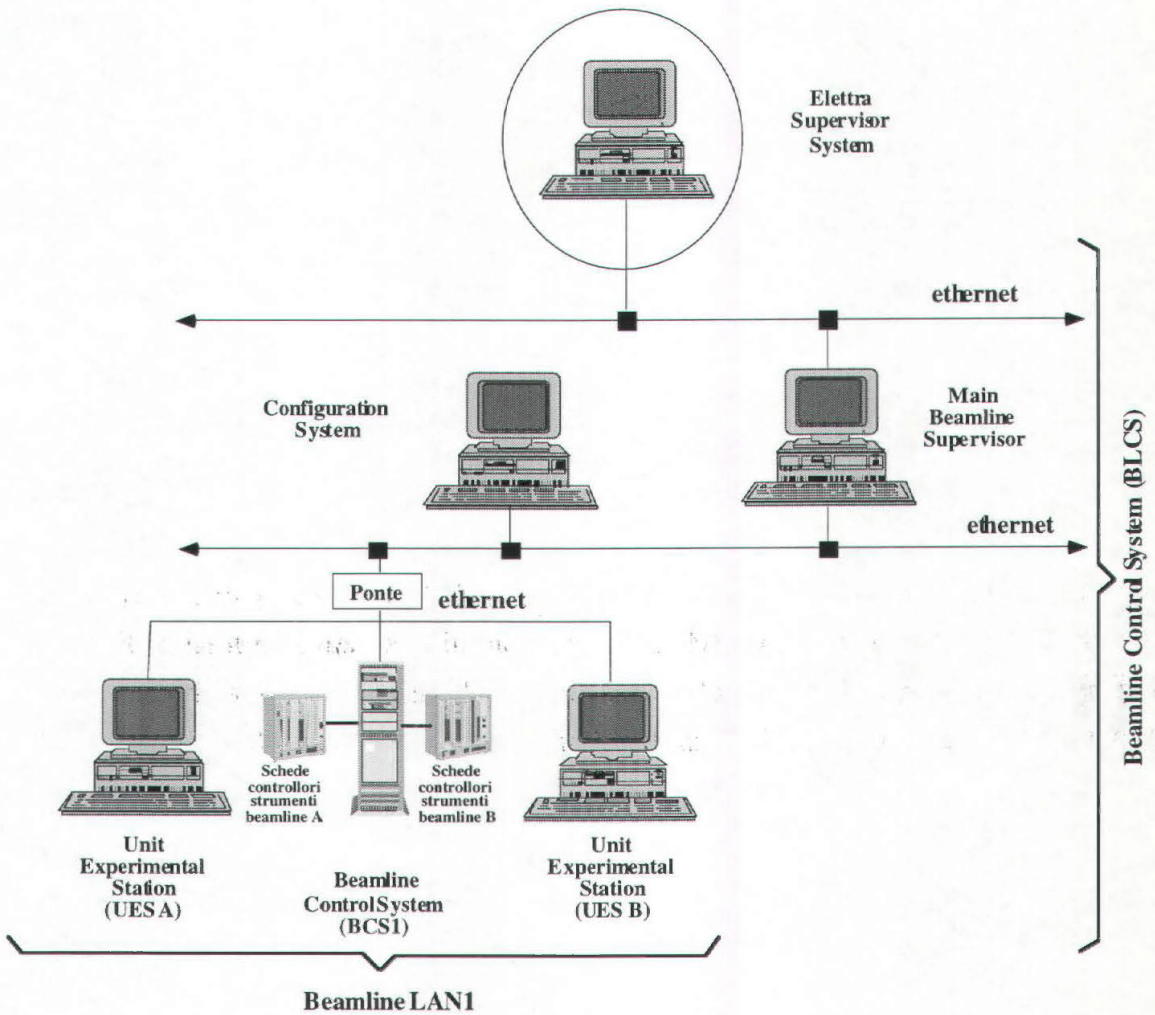


Fig.1.19. L'architettura del sistema di controllo e di comunicazione.

Per i dati analogici ci sono 4 possibili soglie d'allarme di priorità decrescente:

- 1) High Alarm;
- 2) High Pre-alarm;
- 3) Low Pre-alarm;
- 4) Low Alarm.

Il BCS locale riceve le richieste di esecuzione dei seguenti controlli e compie le seguenti azioni:

1) verifica la funzionalità dei sistemi a lui sottoposti; in particolare verifica se sono stati configurati correttamente, se l'operatore che ha fatto la richiesta di un'operazione ne ha l'autorità e se vi sono delle limitazioni nell'operazione;

2) fissa un time out, prelevandolo da un database (che risiede nel CS in forma Oracle), entro il quale un'azione richiesta deve essere portata a compimento;

3) comunica l'azione richiesta al controllore (scheda a cui è connesso l'attuatore).

Il BCS immagazzina tutte le strutture di dati che descrivono lo stato attuale della beamline e comunica all'UES i risultati delle richieste e gli eventuali allarmi.

Il sistema di elaborazione dati delle stazioni sperimentali può interrogare il BCS per ottenere i dati on-line della beamline ed i parametri della macchina (attraverso l'MBS).

La comunicazione avviene attraverso la rete Ethernet LAN

1.8.3. Il sistema locale per l'Unit Experimental Station (UES).

Quest'unità (una per ogni stazione sperimentale) permette di accedere, in un ambiente controllato, ai dati del BCS ed alla strumentazione della beamline. Tra le altre cose:

a) mostra i dati di riferimento della beamline;

b) rende possibile controllare e variare lo stato di alcuni componenti della beamline.

In dettaglio:

a) interagisce con il BCS per acquisire e richiedere i dati;

b) passa al BCS le richieste di azioni;

c) provvede all'archivio dei dati;

d) provvede a mostrare gli allarmi e le situazioni di errore.

1.9. Il sistema di sicurezza della beamline.

1.9.1. Caratteristiche generali.

Come discusso nel Cap.1.8.2, ci sono quattro soglie di allarme, di priorità decrescente, impostate sul sistema di controllo della beamline: Low Alarm, Low Pre-alarm, High Pre-alarm and High Alarm. Le soglie si riferiscono ai misuratori di pressione, alle termocoppie ed al sistema di raffreddamento ad acqua. Se la lettura da uno dei precedenti strumenti supera una delle prime tre soglie, gli unici effetti sono quelli di avvisare l'utente mediante un cambio di colore dello strumento sul pannello di controllo della beamline e l'archiviazione dell'informazione. Se viene invece superata una soglia di High Alarm, viene impartito dal BCS un comando al alta priorità. In particolare se l'allarme si riferisce ad una sensore di pressione, vengono chiuse automaticamente tutte le valvole che isolano la sezione di vuoto corrispondente e vengono allo stesso tempo chiusi lo shutter ed il beamstopper del front-end. Questi ultimi due strumenti vengono

altresì chiusi quando vi è un allarme da una qualunque termocoppia o dal sistema di raffreddamento.

1.9.2. Il sistema di sicurezza del vuoto.

Come si è discusso nel Cap.1.5.1, dal punto di vista del vuoto la beamline è suddivisa in tre sezioni indipendenti separate da valvole elettropneumatiche. Per prevenire che una eventuale perdita di vuoto si propaghi su tutta la beamline, è installato un sistema chiamato Vacuum System Interlock (VSI). Esso controlla la lettura dei sensori installati in ciascuna sezione e inibisce l'apertura della valvola che separa due sezioni contigue se in almeno una delle due sezioni il vuoto ha superato la soglia di High-Alarm e, se la valvola è aperta, ne ordina la chiusura automatica. In caso di una rottura improvvisa di un componente della beamline a monte della prima finestra di berillio, o della finestra stessa, il vuoto dell'anello è protetto da una fast valve (chiusura 7 ms) che è comandata dal fast vacuum sensor installato nella prima camera della beamline. Questa fast valve, che non garantisce la tenuta stagna, permette di rallentare in modo considerevole il flusso d'aria supersonico, in attesa che le valvole elettropneumatiche, anch'esse comandate dal fast sensor, si chiudano completamente (in ≈ 1 s).

Per proteggere le valvole dal carico termico, la loro chiusura è inibita quando sono aperti la light port ed il photon stopper del front-end. La fast valve è fatta di metallo speciale, caratterizzato da un calore specifico e da un punto di fusione molto elevati; poiché infatti il tempo di chiusura del photon stopper è dell'ordine dei 2-3 s, in caso di chiusura automatica della fast valve essa è sottoposta temporaneamente al fascio diretto.

1.10. Il sistema di controllo della radioprotezione (PLC).

Il sistema di controllo accessi è basato su di un'architettura PLC a logica ridondante con filosofia 'fail-safe' [Tromba, 1998]. Il sistema di interlock delle porte della beamline consente l'apertura del beamstopper di macchina solo se entrambe le porte della beamline sono chiuse ed è stata completata la ronda; analogamente la stessa procedura deve essere stata completata affinché il beamstopper della beamline possa essere aperto.

1.11. La schermatura per le radiazioni.

1.11.1. Caratteristiche generali.

La radioprotezione è attuata in più livelli. Attorno all'anello, nei tratti curvi sono presenti blocchi di cemento "heavy concrete" (densità=3.8 g·cm⁻³) di spessore 1.5 m; in corrispondenza dei tratti rettilinei sono invece presenti blocchi di cemento "heavy concrete" di spessore 0.75 m oppure del tipo "ordinary concrete" (densità=2.3 g·cm⁻³) di spessore 1.1 m.

Le pareti delle hutch del front-end, della beamline e della sala sperimentale sono schermate internamente con 2 mm di piombo. Nella sala sperimentale, sulla parete in comune con la sala controllo, è collocato uno schermo di piombo dello spessore di 100x100 cm².

1.11.2. Il controllo della radioattività.

Nella sala sperimentale è presente un monitor di dose connesso con il PLC. La possibilità che raggi gamma entrino nella sala sperimentale è estremamente remota; ciononostante un monitor di radiazione gamma è presente nella sala sperimentale sull'asse del fascio. Tutta la hall sperimentale è considerata come zona non classificata.

1.12. Il controllo ottico.

Tre telecamere Philips CCD con oculare da 8 mm (VCM 8936/00T) sono collocate su flange finestrate della camera delle slit in vuoto. Grazie allo strato di allumina spalmato sulle fenditure (Cap.1.5.4), è possibile un controllo visivo della posizione del fascio. Tutte le telecamere sono connesse con un monitor Philips Supervision (VSS2286/00T 12") collocato nella sala controllo della beamline.

Capitolo 2

La caratterizzazione del fascio di SYRMEP.

2.1. Introduzione.

In questo capitolo vengono riportati i risultati della caratterizzazione del fascio della beamline SYRMEP, comparati con alcune simulazioni preliminari.

Nel Cap.2.2 vengono esposti i risultati dei test off-line ed on-line della riflettività del cristallo, mentre nei Cap.2.3 e Cap.2.4 sono riportati rispettivamente i risultati della calibrazione e della risoluzione energetica del sistema di monocromatizzazione del fascio.

Nel Cap.2.5 viene affrontato il problema del contenuto di armoniche superiori nel fascio diffratto. Le proprietà generali della radiazione da magnete curvante sono discusse nel Cap.2.6, assieme alle misure del flusso alla stazione sperimentale in diverse condizioni sperimentali.

2.2. Simulazioni e test della riflettività del cristallo monocromatore.

2.2.1. Test off-line.

Il cristallo monocromatore è costituito da un unico blocco di silicio dal quale sono state ricavate due superfici riflettenti (channel-cut). Esso è l'elemento principale dell'ottica della beamline e permette di selezionare i raggi X, secondo la legge di Bragg (App.B), nel range energetico 10-35 keV. Il cristallo non è stato però costruito secondo le specifiche iniziali [Bravin, 1995]. In particolare ne sono state ridotte le dimensioni (con riferimento alla Fig.1.12 la dimensione laterale è di 105 mm invece dei richiesti 140 mm), la rigidità della struttura (sempre in riferimento alla stessa figura, la costola laterale misura 12 mm invece dei richiesti 25 mm) e la pulizia delle superfici ottiche non è stata eseguita "a

specchio", ma si è lasciata una rugosità che si estende per decine di micron ortogonalmente alla superficie stessa. La riduzione della dimensione laterale comporta un fascio monocromatico, nel piano parallelo a quello dell'orbita degli elettroni, più stretto di quello previsto, mentre le ultime due anomalie potrebbero aver determinato una riduzione nella capacità diffrattiva del cristallo stesso. Infatti anche un leggero disallineamento delle due superfici di diffrazione (dell'ordine di qualche μrad) determina una riduzione anche sensibile del flusso monocromatico diffratto dall'intero cristallo monocromatore (App.B). Si è voluto verificare la riflettività intrinseca del cristallo con delle prove off-line, utilizzando un tubo a raggi X. Il metodo è quello topografico, con il confronto dell'intensità relativa di raggi X diffratta da vari punti del cristallo. Il setup utilizzato è rappresentato in Fig.2.1.

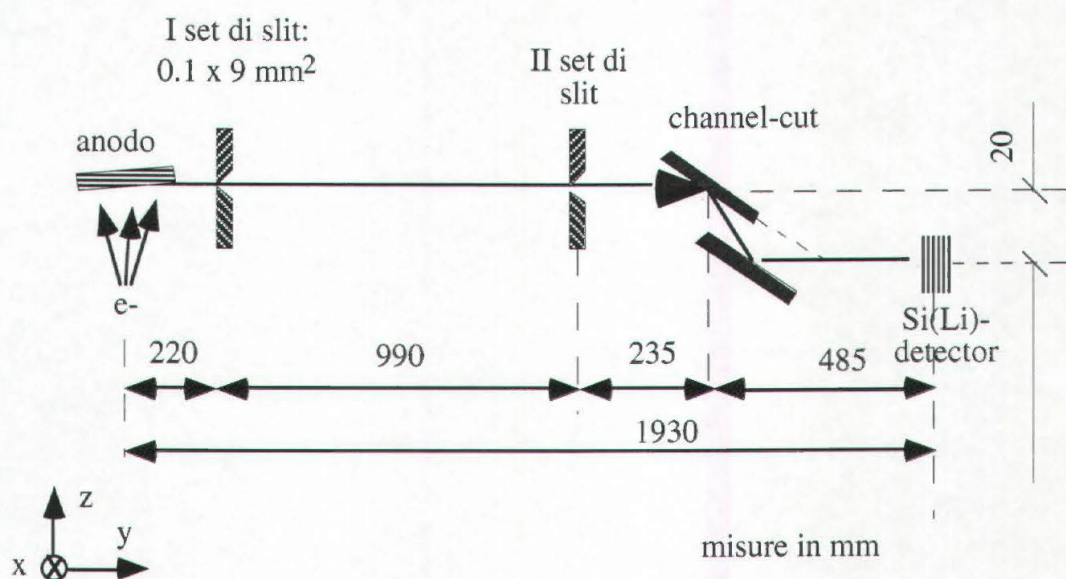


Fig.2.1. Il layout per i test di riflettività del cristallo monocromatore (channel-cut) con il tubo a raggi X.

Il cristallo ha una struttura asimmetrica, con la seconda superficie di diffrazione di dimensioni superiori a quelle della prima (Fig.1.12). Si è voluto effettuare il test cercando di ridurre gli stress meccanici indotti da vincoli esterni e dunque il cristallo è stato adagiato sulla seconda superficie di diffrazione, in configurazione rovesciata rispetto a quella definitiva sulla beamline.

Il supporto del cristallo è dotato di due gradi di libertà: il movimento manuale nella direzione y e la rotazione attorno all'asse x , quest'ultima attuata da un motore Huber.

L'area investigata, rispetto alla prima superficie vista dal fascio è di 45x50 mm² ed i punti studiati, relativamente alla prima superficie di diffrazione, sono indicati in Fig.2.1. I raggi X emessi dal tubo (spettro bianco nel range 6-35 keV, filtrato con targhetta di Ag)

passano attraverso un primo set fenditure di apertura fissa $z=0.1$ mm per tutte le misure, e per un secondo set di apertura variabile (Tab.2.1); i raggi diffratti dalle due superfici del cristallo vengono registrati da un rivelatore del tipo Si-Li. Poiché la riflettività del cristallo dipende dall'energia del fascio incidente (App.B), le misure sono state effettuate con due diversi angoli di incidenza del fascio sul cristallo. Ciò che si vuole misurare è infatti la variazione puntuale della riflettività del cristallo e per questo motivo è necessario che la divergenza del fascio sia inferiore alla larghezza di Darwin della curva di riflettività intrinseca (App.B); la divergenza del fascio, accettata dal cristallo, è regolata attraverso il sistema di slit ad alta precisione posto di fronte al cristallo (Fig.2.1).

Nella Tab.2.1 sono riportati, per ogni punto investigato, la variazione percentuale del flusso registrato, proveniente dai vari punti del cristallo, rispetto alla media dei conteggi totali.

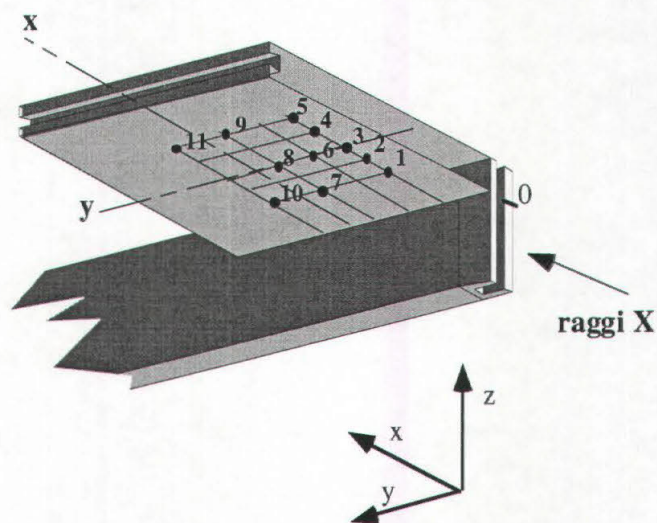


Fig.2.2. La mappa dei punti indagati sulla prima superficie, il sistema di riferimento utilizzato e l'origine delle misure.

Tab.2.1. I risultati del test di riflettività per alcuni punti del cristallo.

N.(Fig.2.2)	Posizione x (mm)	Posizione y (mm)	ΔN %
accettanza verticale 7 μ rad, $\theta=7.5^\circ$, tempo d'integrazione T=900 s			
1	30	25	+6.2
2	45	25	-0.8
3	60	25	-5.7
5	90	25	+4.0
6	60	35	+4.0
7	30	45	+4.3
9	90	45	-1.3
10	30	55	+1.9
11	90	55	-0.8
accettanza verticale 9 μ rad, $\theta=7.5^\circ$, tempo d'integrazione T=300 s			
2	45	25	+0.4
3	60	25	-1.3
5	90	25	+0.9
accettanza verticale 9 μ rad, $\theta=4.0^\circ$, tempo d'integrazione T=300 s			
1	30	25	-4.6
2	45	25	-0.4
4	75	25	+4.4

Il risultato mostra che ci sono delle variazioni locali della riflettività di qualche punto percentuale, probabilmente dovute alla rugosità delle superfici di diffrazione. Allo stesso tempo però, nel set-up utilizzato, tali variazioni non hanno delle direzioni privilegiate.

2.2.2. Test on-line.

Dopo aver installato il cristallo monocromatore nella apposita camera (Cap.1.5.5) ed aver portato a regime il vuoto all'interno della stessa ($\cong 10^{-8}$ mbar), si è voluto verificare la stabilità spaziale del fascio monocromatizzato. Si è dunque variato l'angolo di incidenza del fascio bianco sul cristallo su tutto il range disponibile, e, operando una scansione in direzione z con il rivelatore di SYRMEP, si è verificato che il fascio monocromatico rimane sempre parallelo a sé stesso, con deviazioni inferiori a 40 μ m. Ciò significa che non ci sono precessioni nel movimento dell'holder del cristallo e che l'asse di rotazione dell'holder stesso giace, come da specifiche (Cap.1.5.5), sulla superficie del primo cristallo.

Nella fase successiva è stata testata l'uniformità sul piano orizzontale del fascio monocromatico. Per effettuare questo test sono stati adoperati come rivelatori la camera di ionizzazione [Di Michiel, 1997] ed il detector di SYRMEP [Arfelli, 1997-I] e [Arfelli, 1997-II]. Nella misura con la camera di ionizzazione si è mantenuta fissa una delle slit orizzontali in aria e si è mossa l'altra a step di 5 mm, derivando poi i dati acquisiti dalla

camera stessa. L'apertura totale delle slit verticali era invece di 1.5 mm. Il risultato ottenuto a 20 keV, dopo aver scalato i dati sul valore massimo, è visibile in Fig.2.3. L'origine dei dati in x corrisponde, tenuto conto della divergenza orizzontale del fascio, alla posizione nella sala sperimentale del punto origine sul cristallo, indicato in Fig.2.5.

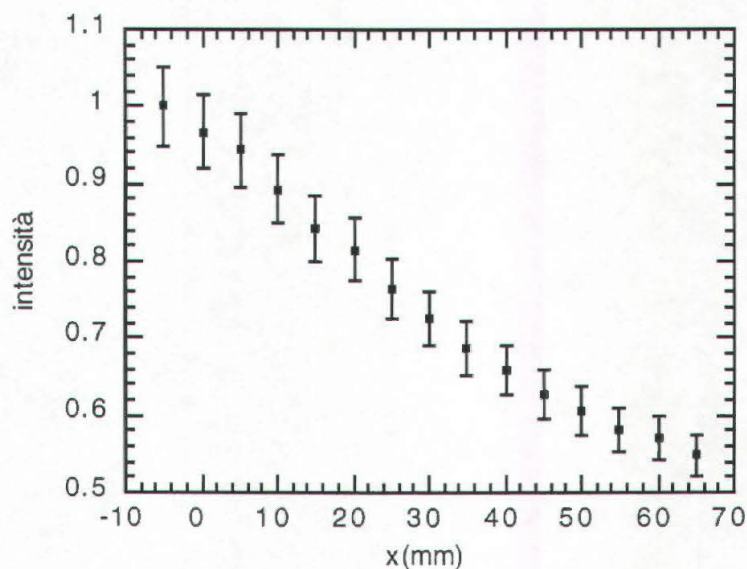


Fig.2.3. La figura rappresenta l'andamento in direzione x dell'intensità del flusso di raggi X a 20 keV. I valori sono normalizzati sul valore massimo e sono stati misurati con la camera di ionizzazione.

Il risultato della scansione del rivelatore di SYRMEP a 29.2 keV, sempre nella direzione x, è visibile in Fig.2.4. In questo caso le slit orizzontali sono state completamente aperte e si è mosso il rivelatore con passi di 100 μm nel piano orizzontale. In figura è stata riportata l'acquisizione relativa ad un pixel, con i dati scalati sul valore massimo acquisito. Nella Tab.2.2 è riportato il riassunto dei risultati ottenuti per alcune energie.

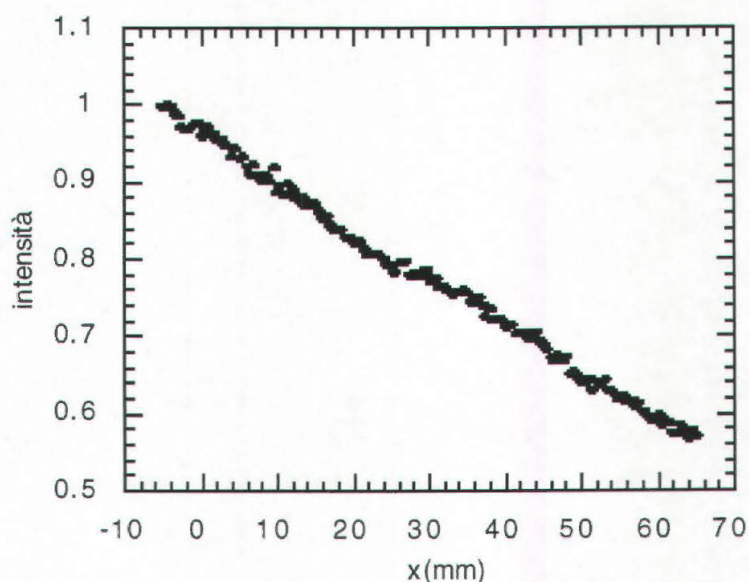


Fig.2.4. La figura rappresenta l'andamento in direzione x dell'intensità del flusso di raggi X a 29.2 keV. I valori sono normalizzati sul valore massimo e sono stati misurati con il detector di SYRMEP.

Tab.2.2. La perdita di intensità del fascio per alcune energie.

Energia (keV)	Perdita % massima misurata
18	37 ± 3
20	45 ± 3
25	41 ± 3
30	45 ± 3

Le misure dimostrano che vi è un gradiente di intensità del fascio a tutte le energie e che la riflettività del cristallo diminuisce allontanandosi dalla costola laterale. Non essendo stato notato un gradiente di riflettività in una direzione precisa nelle misure illustrate nel Cap.2.2.1, nelle quali il cristallo era stato rovesciato, si è dunque ipotizzato che le due superficie di diffrazione non siano parallele a causa del peso della seconda superficie di diffrazione e della non perfetta rigidità della costola laterale.

2.2.3. Simulazione della statica del cristallo.

Si è dunque fatta una simulazione riguardante il comportamento statico dell'intero cristallo monocromatore. Si è utilizzato il programma ingegneristico SAP90 che si basa sulla

scomposizione di una struttura in elementi finiti, e con esso è possibile determinare, dati i vincoli, le deformazioni dei singoli elementi che la compongono. Questo programma, normalmente utilizzato per il dimensionamento di grandi strutture di ingegneria civile si è rivelato estremamente preciso, come si vedrà al termine del Cap.2.2.4, anche in questa applicazione "anomala". I dati richiesti in ingresso sono le dimensioni della struttura, il numero di elementi finiti della decomposizione, i valori del modulo di Young e del coefficiente di Poisson del silicio (pari rispettivamente a $1.13 \cdot 10^{11}$ Pa e 0.42) ed il numero di vincoli; questi ultimi riguardano le condizioni di stabilità della struttura, come l'assenza di rotazioni globali e l'appoggio su di una base fissa. Dopo alcuni test nei quali sono stati vincolati tutti i punti della prima superficie di diffrazione (i cosiddetti "nodi" nella simulazione), sono stati svincolati tutti i nodi che erano soggetti a torsione o sui quali la risultante delle forze era non nulla. I nodi rimasti vincolati sono quelli agli estremi della prima superficie di diffrazione, come si vedrà in Fig.2.7. Per semplificare la simulazione, lo spazio esistente lungo y tra le due superfici è stato annullato (Fig.2.5 e per confronto Fig.1.12). Nel piano (xy) la dimensione di ciascun elemento della decomposizione della struttura è di $25 \times 25 \text{ mm}^2$. Il risultato grafico della simulazione è mostrato nelle Fig.2.5 e Fig.2.6, assieme al sistema in condizioni ideali; è da notare che i grafici riportati sono stati scalati in modo diverso nelle tre dimensioni. Nelle stesse figure è anche indicata l'origine degli assi x ed y.

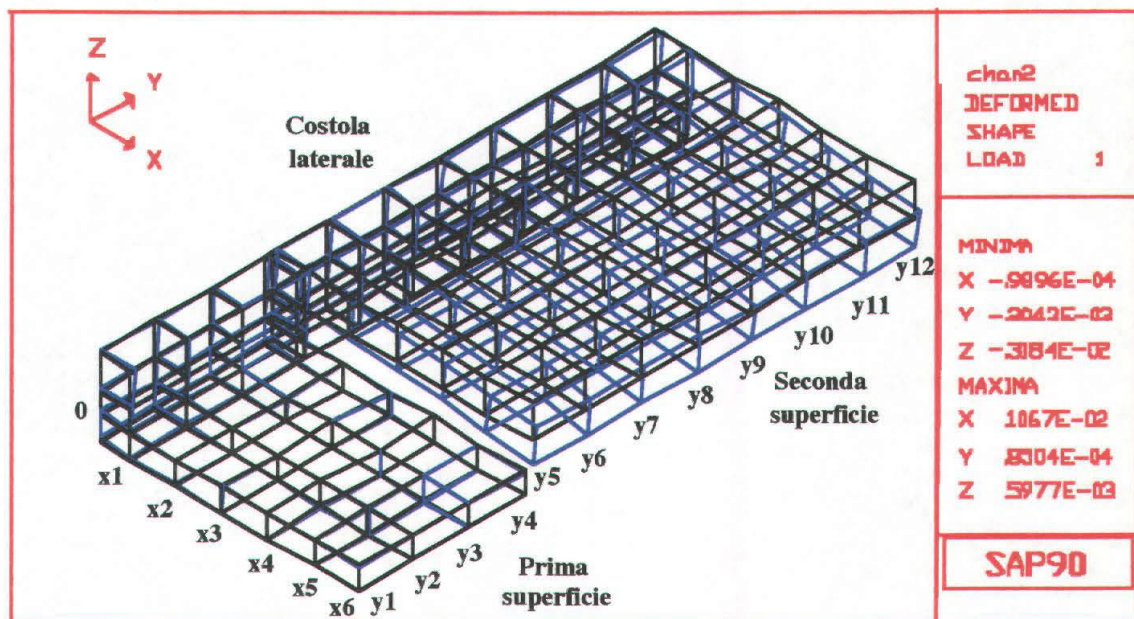


Fig.2.5. Vista prospettica del cristallo come dalla simulazione con SAP90. In background è visibile la condizione ideale di cristallo perfettamente rigido. Sono anche indicate l'origine delle misure e le linee di indagine.

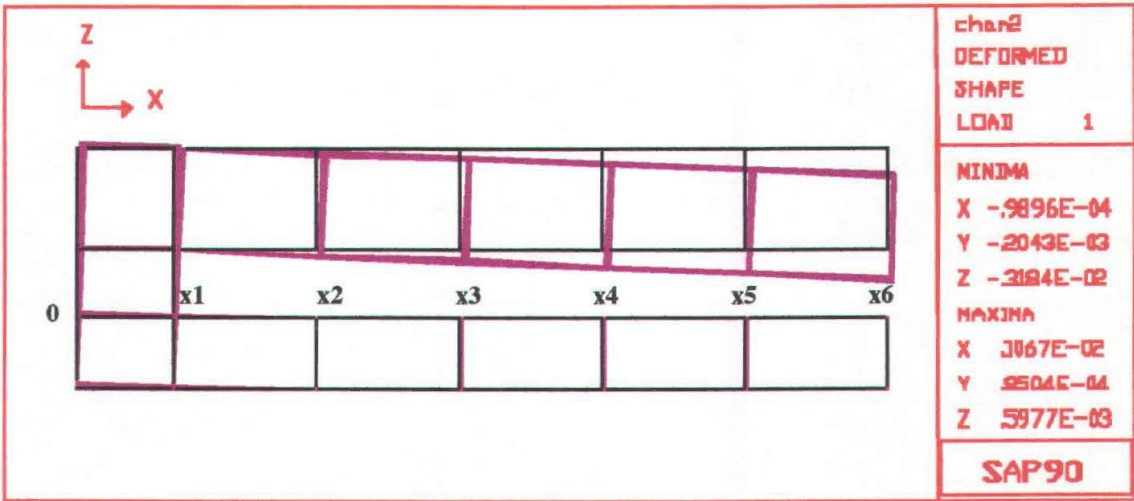


Fig.2.6. Vista laterale del cristallo nella condizione di stabilità determinata con SAP90 ed in background il profilo del cristallo perfettamente rigido. Sono anche indicate l'origine delle misure e le linee di indagine.

Nelle due figure seguenti sono presentati, per entrambe le superfici di diffrazione, la variazione lungo z della posizione dei singoli elementi della struttura deformata rispetto a quella non deformata. Ciascuna serie di dati è ad y costante ed il loro riferimento si trova nelle Fig.2.5 e Fig.2.6. Per quanto riguarda la prima superficie si nota come gli elementi vicini alla costola tendano a sollevarsi mentre quelli corrispondenti ad x elevati rimangono fissi.

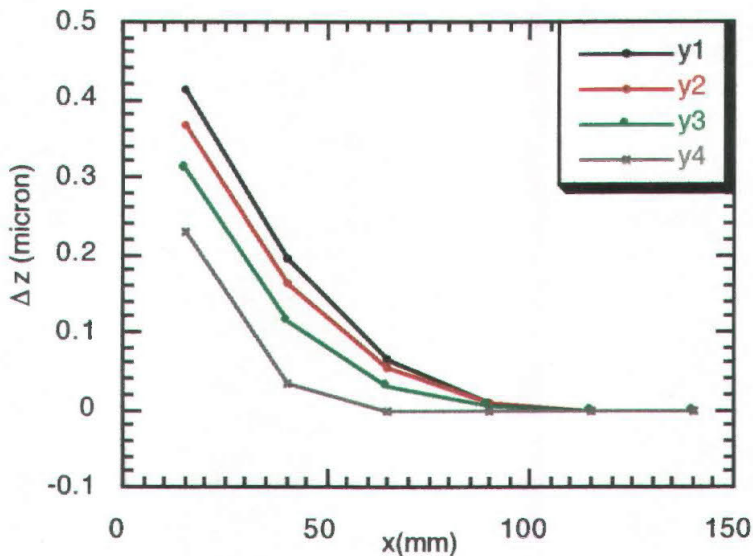


Fig.2.7. Variazione dell'inclinazione della prima superficie di diffrazione rispetto alla condizione ideale.

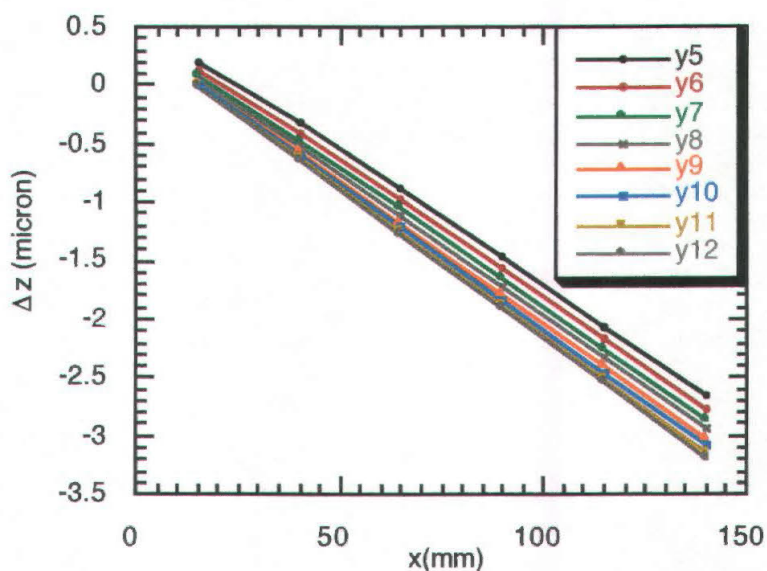


Fig.2.8. Variazione dell'inclinazione della seconda superficie di diffrazione rispetto alla condizione ideale.

Confrontando i grafici, si può notare come la seconda superficie abbia una variazione della posizione z dei punti, rispetto al caso ideale, di circa un ordine di grandezza superiore a quella della prima; sulla seconda superficie, fissato y , i punti che maggiormente si abbassano sono quelli più distanti dalla costola laterale, e l'abbassamento si accentua all'aumentare di y .

Per verificare se la seconda superficie subisca un'inclinazione semplice oppure se l'abbassamento dei suoi punti derivi da una torsione della costola laterale, si è confrontato il risultato della simulazione con SAP90 con l'inclinazione di una sbarra incastrata in una parete rigida. L'inclinazione naturale ("freccia") di una sbarra incastrata è definita dalla seguente espressione [Colombo, 1987]:

$$\Delta z = \frac{q}{24 \cdot E \cdot I} x^2 (x^2 - 4lx + 6l^2) \quad (2.1)$$

con q = carico per unità di superficie, E = modulo di Young del materiale, I = momento d'inerzia ed l = spessore della sbarra.

Nel grafico seguente è messa a confronto l'inclinazione lungo y_{12} della seconda superficie assieme all'andamento dell'inclinazione per una sbarra incastrata.

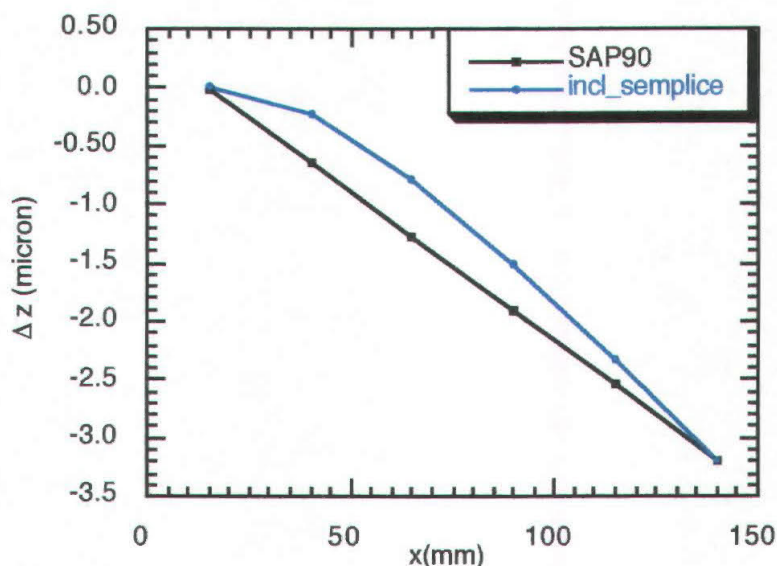


Fig.2.9. Confronto tra l'inclinazione degli elementi della seconda superficie lungo y_{12} in base alla simulazione SAP90 e l'approssimazione di sbarra incastrata. Parametri del fit lineare $\Delta z = a + bx$ per i dati da SAP90: $a=0.38$, $b=-0.025$, $\chi^2_{rid}=1$.

I dati dalla simulazione con SAP90 per y_{12} , giacciono su una retta, discostandosi significativamente dall'andamento dell'inclinazione semplice per una sbarra incastrata. Nei grafici seguenti si è messo in evidenza l'andamento delle flessioni per x costante. In base alla simulazione, la prima superficie di diffrazione tende a sollevarsi ($\Delta z > 0$) vicino alla costola laterale.

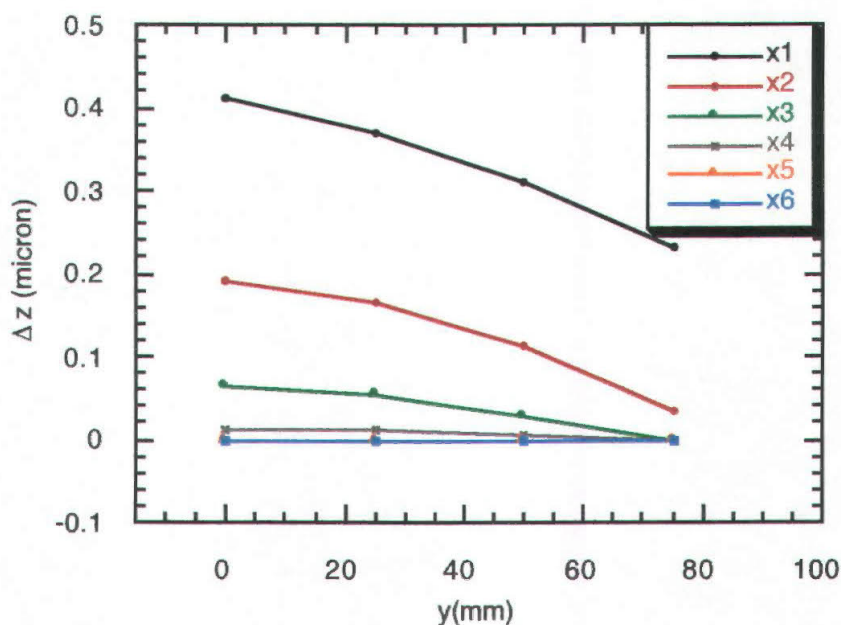


Fig.2.10. Andamento dell'inclinazione della prima superficie al variare di y . A valori piccoli di y , la prima superficie tende a sollevarsi.

Nella Fig.2.11 si può notare come all'aumentare di y la seconda superficie tenda ad abbassarsi ($\Delta z < 0$) e la derivata lungo y sia più accentuata all'aumentare di x .

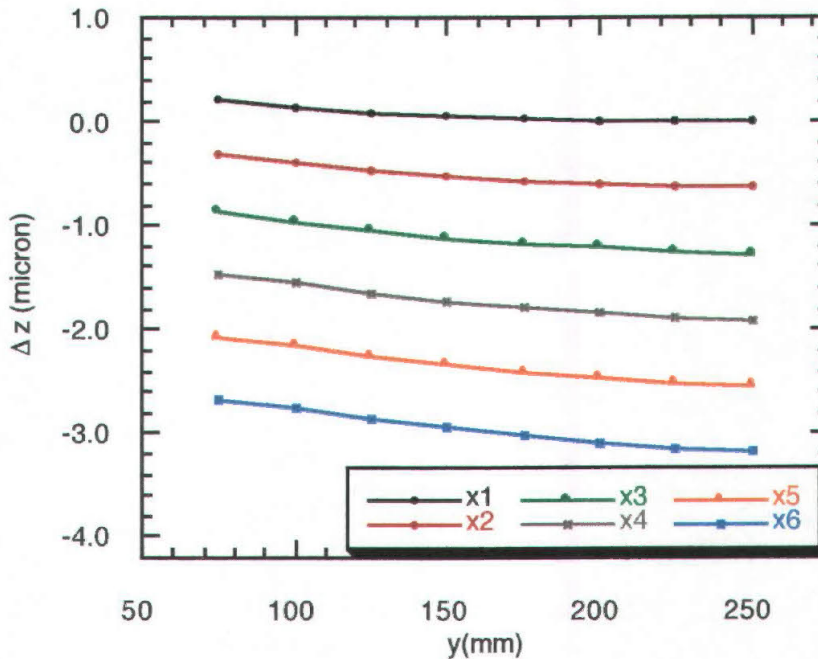


Fig.2.11. Andamento dell'inclinazione della seconda superficie al variare di y . Allontanandosi dall'origine Δz aumenta.

L'analisi dei dati ottenuti dalla simulazione porta alla conclusione che l'inclinazione globale della seconda superficie è dovuta ad una torsione della costola laterale e non ad un'inclinazione semplice. Quest'affermazione verrà ulteriormente confermata dai calcoli di perdita di flusso che verranno illustrati nel Cap.2.2.4.

2.2.4. Simulazione della perdita di flusso.

In base ai risultati dalla simulazione con SAP90 sull'inclinazione relativa tra le due superfici di diffrazione, si è voluto stimare la perdita di flusso conseguente a tale disallineamento. Poiché il disallineamento riguarda entrambe le direzioni x ed y , prima di poter calcolare la perdita di flusso per alcuni punti del cristallo, si è dovuto trovare un'espressione che generalizzasse la legge di Bragg (Eq.B.1).

Come infatti descritto nella Fig. 2.12, l'angolo di diffrazione della legge di Bragg per un cristallo investito da una radiazione divergente di apertura Ω , varia puntualmente lungo la superficie. Se inoltre il cristallo ruota di un angolo β rispetto al piano (yz), anche l'angolo di Bragg per il "raggio centrale" subisce una modifica. Questi due effetti combinati portano alla legge di Bragg generalizzata nel seguente modo:

$$2d \cdot (\sin \theta \cdot \cos \beta \cdot \cos \Omega - \sin \Omega \cdot \sin \beta) = \lambda \quad (2.2)$$

dove θ rappresenta l'angolo di Bragg per radiazione incidente non divergente, Ω l'angolo di semidivergenza della radiazione e β l'angolo di inclinazione del cristallo rispetto al piano (yz).

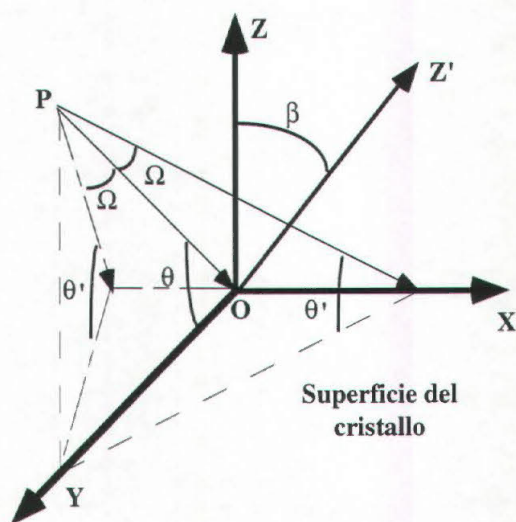


Fig.2.12. Nel sistema di riferimento (xyz), avente origine nel centro della superficie di diffrazione del primo cristallo monocromatore, la superficie giaccia inizialmente sul piano (xy) in figura mentre l'asse z rappresenti la normale alla stessa. Se un raggio X ("raggio centrale"), appartenente al piano (yz), incide sulla superficie di diffrazione all'angolo θ , l'angolo formato con la superficie da un ulteriore raggio che arrivi con angolo Ω rispetto ad (yz) sarà $\theta' \neq \theta$. L'asse z' indica la normale al cristallo quando quest'ultimo è inclinato di β rispetto al piano (xy).

L'effetto del termine in Ω , per $\beta=0$, è quello di determinare una semplice variazione energetica tra il raggio centrale diffratto e qualunque altro raggio diffratto sull'asse x. Tale effetto è simmetrico per i entrambi i semipiani delimitati dall'asse y e non comporta alcuna perdita di flusso se la seconda superficie di diffrazione è parallela alla prima; lo schema esposto potrebbe rappresentare infatti ciascuna delle due superfici. In base alle dimensioni del cristallo (Cap.1.5.5) la semidivergenza Ω massima accettata è pari a 2.8 mrad e quindi la variazione energetica tra il raggio centrale e quelli diffratti dal bordo del cristallo è $\Delta E < 0.1$ eV per tutte le energie. Questo effetto è dunque del tutto trascurabile nei nostri calcoli in quanto inferiore alla risoluzione energetica intrinseca del Si(111) (Cap.2.4).

Ciò che risulterà invece importante dai calcoli esposti successivamente sulla perdita di flusso lungo x, è l'effetto combinato dei due parametri ($\Omega \neq 0$ e $\beta \neq 0$, quest'ultimo

diverso sulle due superfici), considerando cioè l'inclinazione laterale delle due superfici come ottenuta con la simulazione SAP90 assieme alla divergenza orizzontale del fascio.

Per calcolare la perdita di flusso dopo la diffrazione dalle due superfici del monocromatore, è necessario considerare la convoluzione delle rocking curve relative alle due superfici stesse (App.B): solo se vi è perfetta sovrapposizione non vi è alcuna perdita di flusso, altrimenti il rapporto tra l'integrale della sovrapposizione delle due curve shiftate e dell'integrale delle curve congruenti è proporzionale alla perdita del flusso.

Nella tabella seguente sono riportati i valori (desunti dai fit gaussiani) dell'ampiezza (alla FWHM) della rocking curve di un cristallo di Si(111) su cui incide un fascio bianco e divergente di raggi X con i parametri di ELETTRA. Le curve sono state ottenute con il programma di MonteCarlo SHADOW. La Fig.2.13 rappresenta un esempio dei dati forniti da SHADOW per 20 keV e l'andamento del fit gaussiano degli stessi.

Tab.2.3. Nella tabella sono indicati, per alcune energie, i valori della larghezza della rocking curve alla FWHM.

Energia (keV)	Ampiezza (eV) alla FWHM
15	8.5
20	13.1
25	15.3
30	21.3

Utilizzando i dati del disallineamento delle due superfici, ottenuti con la simulazione SAP90, si è calcolata l'energia alla quale è centrata la rocking-curve relativa alla seconda superficie di diffrazione. La larghezza della suddetta rocking-curve è stata considerata uguale a quella della prima superficie di diffrazione; quest'approssimazione è stata fatta considerando che le due rocking curve sono sfasate di poche decine di eV e che la larghezza delle rocking-curve stesse varia molto debolmente con l'energia (App.B). In figura Fig.2.14 è rappresentato lo shift delle rocking-curve delle due superfici, relativo a 20 keV e a raggi X incidenti sul cristallo in direzione x6.

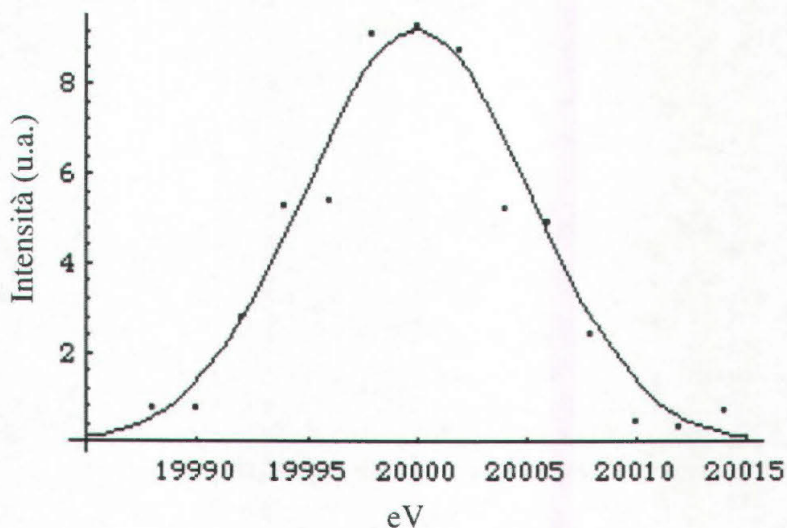


Fig.2.13. La figura rappresenta i punti della rocking curve determinati con SHADOW per il Si(111), posizionato all'angolo relativo ai 20 keV, ed il fit gaussiano calcolato.

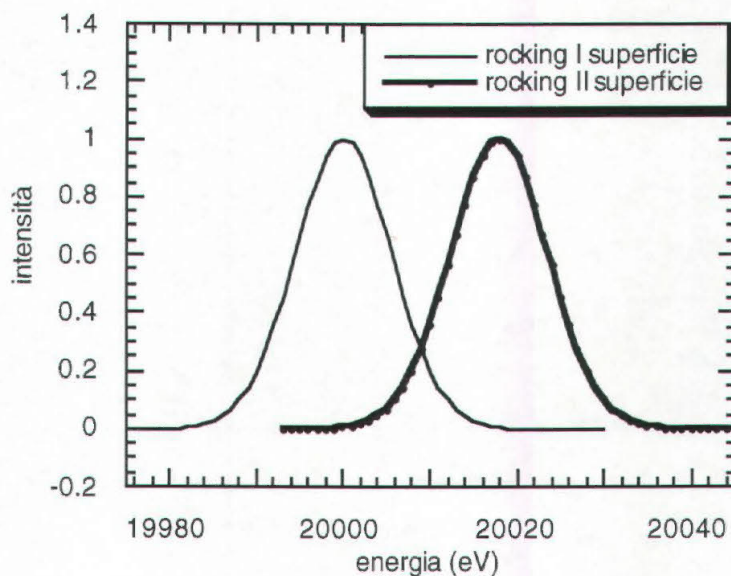


Fig.2.14. La figura rappresenta lo shift delle rocking curve a 20 keV per le due superfici di diffrazione, calcolate lungo x6.

Si è infine calcolato il rapporto tra la convoluzione delle due curve per i raggi X incidenti lungo x1 (costola laterale) e quelli incidenti lungo x6 (estremi delle superfici di diffrazione). Nel calcolo si è inoltre presa come riferimento un'accettazione del fascio, nella direzione y, pari ad una deviazione standard della distribuzione spaziale del fascio stesso (Fig.1.2 e Cap.2.6.1).

Nella tabella seguente sono mostrati i risultati finali del calcolo della perdita di flusso diffratto lungo x6 rispetto a quello diffratto lungo x1 preso a riferimento. Nella tabella

sono inoltre riportati i valori sperimentali della perdita di flusso misurati con la camera di ionizzazione del Cap.2.2.2. Gli errori nella simulazione derivano principalmente dall'incertezza sul fit della rocking curve.

Tab.2.4. Per alcuni valori dell'energia dei raggi X sono indicate, in percentuale, le perdite di flusso simulate con il metodo descritto nel testo ($\Delta F_{\max}^{\text{sim}} \%$) e quelle misurate sperimentalmente ($\Delta F_{\max}^{\text{mis}} \%$).

Energia (keV)	$\Delta F_{\max}^{\text{sim}} \%$	$\Delta F_{\max}^{\text{mis}} \%$
20	36 ± 7	45 ± 3
25	49 ± 5	41 ± 3
30	39 ± 7	45 ± 3

In questo grafico conclusivo sono stati affiancati ai dati sperimentali per la perdita di flusso lungo x a 20 keV, quelli ottenuti con le simulazioni.

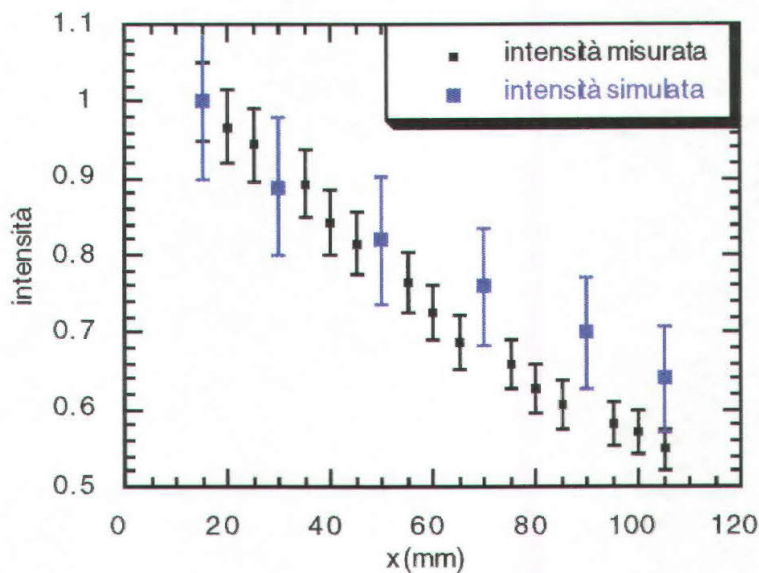


Fig.2.15. Confronto, a 20 keV, tra i dati sperimentali dell'intensità della radiazione in direzione x e quelli ottenuti dalla simulazione. In entrambi i casi i valori sono stati normalizzati sul massimo.

A conclusione di questa articolata simulazione della statica del cristallo monocromatore e della perdita di flusso dovuta all'inclinazione relativa delle superfici di diffrazione dei raggi X si possono fare le valutazioni di seguito esposte.

1) La perdita di flusso massima simulata e quella misurata (Tab.2.4) sono molto simili alle tre energie studiate;

2) l'andamento della perdita di flusso simulata (lungo la direzione x) segue molto bene i dati sperimentali (Fig.2.15);

3) come conseguenza delle valutazioni precedenti, la simulazione della statica del cristallo effettuata con SAP90 ha dato dei risultati estremamente ragionevoli, nonostante tale programma sia stato utilizzato per materiali e dimensioni non normalmente previsti;

4) il risultato di SAP90 è che la costola laterale del cristallo, a causa del peso della II superficie, subisce una torsione attorno al suo asse y, determinando il disallineamento delle due superfici; dunque possono venir esclusi danneggiamenti macroscopici in fase di costruzione o durante il trasporto;

5) appare quindi possibile riallineare le superfici del cristallo irrigidendo artificialmente la costola laterale oppure ponendo un contrappeso alla seconda superficie di diffrazione.

2.2.5. Il riallineamento del cristallo monocromatore.

Il riallineamento delle due superfici di diffrazione del cristallo monocromatore è avvenuto utilizzando due diversi strumenti. Si è infatti posto un contrappeso in acciaio lungo l'intera costola laterale del cristallo e si è installato un dispositivo su cui possa scaricarsi parzialmente il peso della seconda superficie.

La sbarra di acciaio ha le dimensioni di $20 \times 253 \times 25$ mm³, con un peso totale pari a quello della seconda superficie (ca. 650 g). In questo modo si è spostato il baricentro della struttura verso la costola laterale, irrigidendo la stessa e riducendo allo stesso tempo la possibilità di torsione; allo stesso tempo la prima superficie di diffrazione, che dalla simulazione risultava leggermente rialzata, può nuovamente avere un buon contatto con l'holder.

Il dispositivo collocato al di sotto della seconda superficie di diffrazione consiste in una struttura d'acciaio con una base d'appoggio per il cristallo delle dimensioni di $10 \times 176 \times 3$ mm³; la posizione in direzione z della suddetta piastra è regolabile mediante una vite micrometrica.

Lo svantaggio nell'aver dovuto installare questo secondo dispositivo consiste nel fatto che la parte di superficie riflettente utilizzabile si riduce ora ad un totale di 90 mm nella direzione x.

Nelle Fig.2.16 e Fig.2.17 sono mostrate due scansioni del fascio lungo l'asse x, rispettivamente a 25 keV e 30 keV, effettuate con il metodo della camera di ionizzazione descritto nel Cap.2.2.2. Nei grafici non è più visibile un gradiente globale di flusso, ma solo delle variazioni locali dovute alla rugosità superficiale delle superfici ottiche di diffrazione.

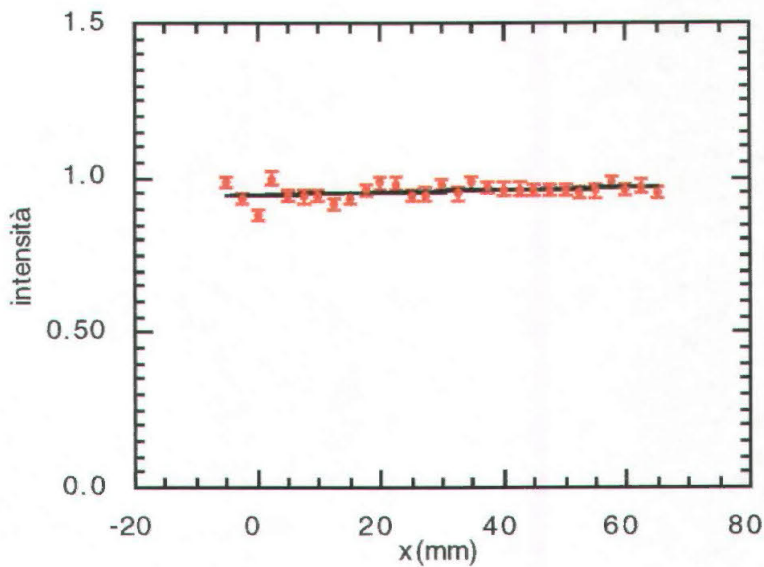


Fig.2.16. Intensità normalizzata del flusso misurato a 25 keV, in una scansione in direzione x, con la camera di ionizzazione. Parametri del fit lineare $\text{intensità}=a+bx$: $a=0.94$, $b=3.65 \cdot 10^{-4}$, $R=0.95$.

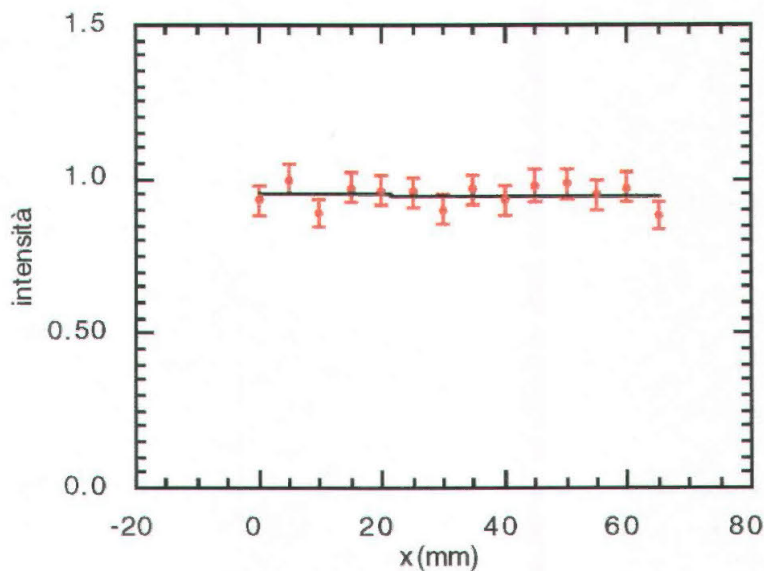


Fig.2.17. Intensità normalizzata del flusso misurato a 30 keV, in una scansione in direzione x, con la camera di ionizzazione. Parametri del fit lineare $\text{intensità}=a+bx$: $a=0.95$, $b=-1.42 \cdot 10^{-4}$, $R=0.95$.

Le disomogeneità locali di flusso sono compatibili con gli esperimenti di mammografia che si eseguono alla beamline. Utilizzando infatti le pellicole come rivelatore dei raggi X è sufficiente allargare ulteriormente le slit verticali in aria (2.0-2.5 mm di apertura) per mediare maggiormente il flusso incidente sulla pellicola durante la scansione. Acquisendo invece le immagini in digitale con il rivelatore di SYRMEP, pur essendo più sensibili alle

variazioni locali del flusso a causa delle ridotte dimensioni del pixel, è possibile normalizzare le immagini con un post-processing.

2.3. La calibrazione energetica.

La calibrazione energetica del monocromatore consiste nell'assegnare, ad ogni posizione dell'attuatore del motore che muove l'holder del cristallo, il valore dell'energia diffratta dal cristallo monocromatore. Un metodo semplice è quello di ricercare, per alcuni elementi, l'energia di soglia dell'apertura del canale K nell'assorbimento fotoelettrico (K-edge-App.A). I valori corrispondenti sono noti in letteratura con altissima precisione. Sono stati scelti alcuni elementi aventi la K-edge nel range di lavoro del monocromatore. Il loro elenco e le K-edge utilizzate sono indicate nella Tab.2.5.

Tab.2.5. Nella tabella sono indicati gli elementi utilizzati nella taratura energetica del monocromatore ed i valori energetici delle K-edge loro corrispondenti.

Elemento	Cu	Zn	Nb	Mo	Pd	Ag	In	Sn	I
Energia K-edge (keV)	8.979	9.659	18.986	20.000	24.350	25.514	27.940	29.200	33.169

La curva di assorbimento, in un intorno della K-edge, può essere assimilata ad una sigmoide del tipo:

$$y = a + \frac{b}{(1 + e^{-c \cdot (\text{step} - d)})} \quad (2.3)$$

dove il parametro d, punto di flesso della curva, rappresenta l'energia corrispondente alla K-edge. In Fig. 2.1.18 è mostrata la curva di assorbimento per il molibdeno.

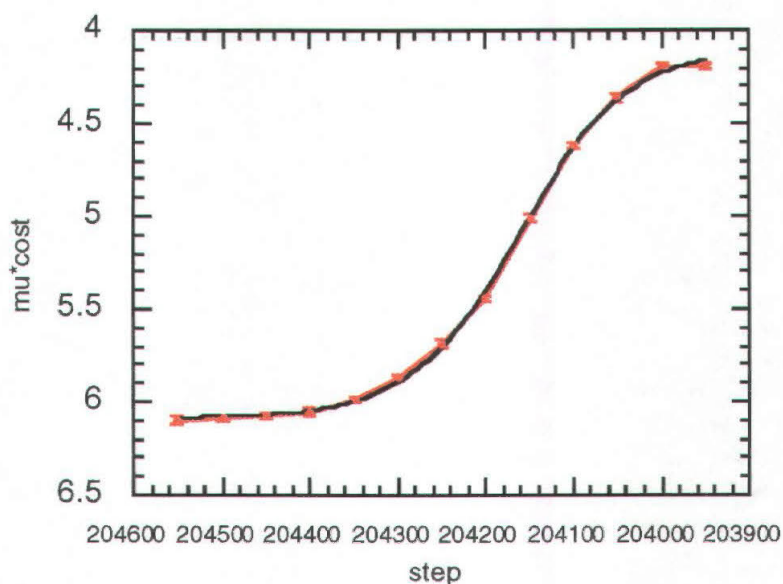


Fig.2.18. Curva di assorbimento dei raggi X per il molibdeno, in un intorno della K-edge. Parametri del fit: $a=4.10$, $b=1.99$, $c=0.016$, $d=204156$, $\chi_{rid}^2=1.98$.

La misura è stata effettuata registrando, al variare della posizione dell'attuatore del monocromatore, il flusso di raggi X trasmesso dai campioni. Il rivelatore utilizzato è una camera di ionizzazione.

L'errore relativo sulle misure è molto variabile e deriva dall'incertezza sul fit. La determinazione della K-edge in alcuni casi è più difficile in quanto lo spessore delle targhette non è sempre ottimizzato con il flusso di radiazione incidente [Vlaic, 1998]. I risultati ottenuti sono riportati nella Tab.2.6.

In base alla legge di Bragg (App.B), la lunghezza d'onda λ diffratta dal cristallo, posizionato all'angolo θ rispetto alla radiazione incidente, è proporzionale al seno dell'angolo stesso. Se la catena cinematica che muove l'holder del cristallo fosse perfettamente lineare, l'inverso dell'energia sarebbe proporzionale al numero di step compiuti dall'attuatore lineare verticale (Fig.2.19).

Tab.2.6. Nella tabella sono riportati i valori in step del motore del monocromatore, relativi alla K-edge di alcuni elementi. Gli errori derivano dall'incertezza sui fit.

Energia (keV)	Step	Δ step
8.979	455624	14
9.659	423214	19
18.986	215128	18
20.000	204156	0.4
24.350	168078	0.3
25.514	160490	2
27.940	146817	8
29.200	140608	3
22.169	124104	3

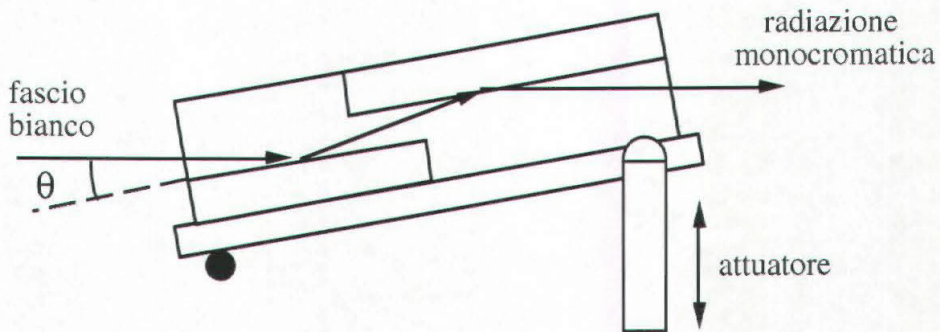


Fig.2.19. Descrizione schematica del movimento del cristallo monocromatore in una scansione energetica.

Per ottenere la calibrazione su tutto il range si è eseguito un fit della corrispondenza step-inverso dell'energia, con termini correttivi di ordine superiore che rappresentano la parte non lineare della catena cinematica. La formula utilizzata nel fit è la seguente:

$$\text{step} = a + \frac{b}{E} + \frac{c}{E^2} + \frac{d}{E^3} + \frac{e}{E^4} \quad (2.4)$$

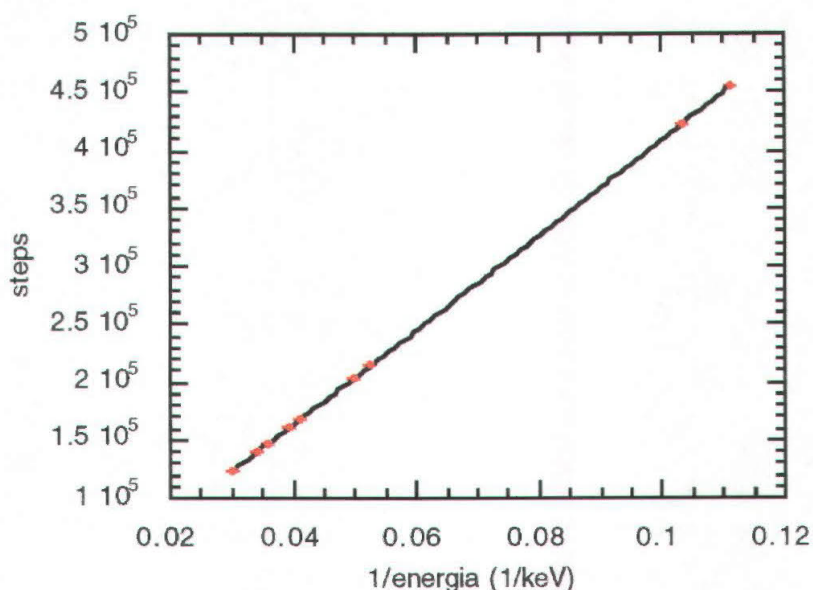


Fig.2.20. In figura sono riassunti i dati ottenuti dalla misura della K-edge per alcuni elementi. Parametri del fit: $a=3671$, $b=3.97 \cdot 10^6$, $c=4.63 \cdot 10^5$, $d=5.02 \cdot 10^6$, $e=-2.43 \cdot 10^7$.

Nella tabella seguente sono riportati i valori della corrispondenza energia-step del motore, come ottenuti in base al fit sulle K-edge descritto nella Fig.2.20.

Tab.2.7. Nella tabella sono riportati i risultati della calibrazione energetica del monocromatore.

Energia (keV)	Step	Energia (keV)	Step	Energia (keV)	Step	Energia (keV)	Step
8.0	512189	15.0	271890	22.0	185777	29.0	141534
8.5	481646	15.5	263127	22.5	181695	29.5	139183
9.0	454553	16.0	254917	23.0	177792	30.0	136911
9.5	430359	16.5	247212	23.5	174057	30.5	134714
10.0	408624	17.0	239964	24.0	170479	31.0	132589
10.5	388992	17.5	233136	24.5	167048	31.5	130531
11.0	371172	18.0	226691	25.0	163756	32.0	128538
11.5	354925	18.5	220599	25.5	160593	32.5	126607
12.0	340052	19.0	214830	26.0	157554	33.0	124735
12.5	326386	19.5	209360	26.5	154630	33.5	122919
13.0	313786	20.0	204167	27.0	151815	34.0	121157
13.5	302132	20.5	199230	27.5	149103	34.5	119446
14.0	291322	21.0	194530	28.0	146489	35	117785
14.5	281267	21.5	190051	28.5	143968	35.5	116170

Dai parametri del fit è poi possibile ricavare il numero di steps del motore corrispondenti alla variazione energetica di 1 eV del fascio diffratto. I valori ottenuti sono riportati nella Fig.2.21; essi danno un'indicazione della precisione meccanica del sistema di selezione dell'energia. I dati sperimentali della risoluzione energetica sono invece riportati nel Cap.2.4.

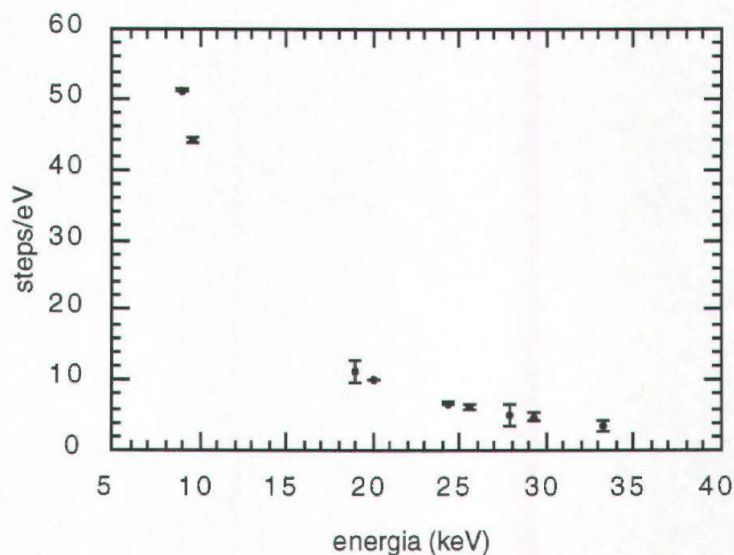


Fig.2.21. In figura sono indicati il numero di step necessari per variare di 1 eV l'energia del fascio monocromatico.

2.4. La risoluzione energetica.

La larghezza di banda del fascio monocromatizzato dipende da più fattori. I principali sono il tipo di cristallo utilizzato, l'accettanza angolare del cristallo nel piano di scattering (yz in Fig.2.12) e l'accettanza angolare del cristallo nel piano ortogonale a quello di scattering (xy in Fig.2.12). Accanto a questi, la cui influenza è valutabile teoricamente mediante delle simulazioni di MonteCarlo [Bravin, 1995], vi sono parametri di difficile previsione come ad esempio la purezza del materiale utilizzato e la regolarità delle distanze tra piani di Bragg.

Il materiale del quale è costituito il cristallo, gli indici di Miller del piano di taglio e l'asimmetria del taglio stesso (che dipende dall'angolo formato dal piano di taglio e la superficie del cristallo) e l'energia della radiazione incidente determinano la curva di riflettività intrinseca del monocromatore (rocking curve intrinseca o curva di Darwin-App.B). Il rapporto tra la banda energetica corrispondente alla larghezza della curva di riflettività e l'energia alla quale è calcolata è la risoluzione energetica intrinseca del

monocromatore. La risoluzione energetica intrinseca rappresenta un'ottima approssimazione della risoluzione totale nel caso di un fascio incidente estremamente collimato nel piano verticale.

Come rappresentato in figura Fig.2.23, l'accettazione angolare del cristallo concorre a determinare la risoluzione energetica totale del fascio diffratto, in quanto fotoni seguenti cammini diversi dalla sorgente al monocromatore, formano con esso angoli di Bragg diversi.

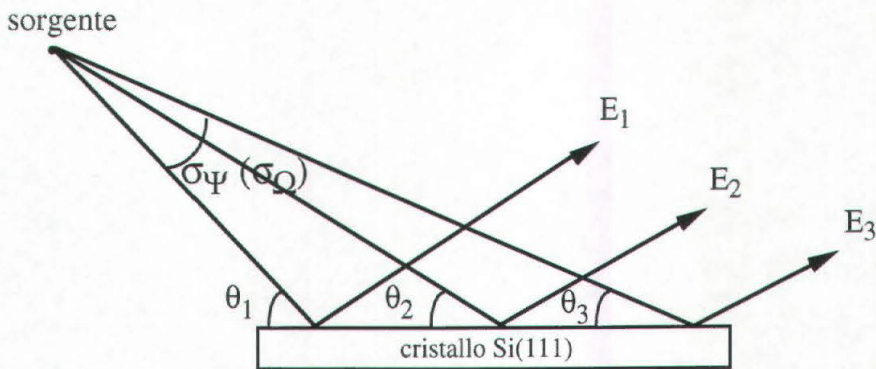


Fig.2.22. La figura mostra come la divergenza del fascio incidente contribuisca a peggiorare la risoluzione energetica del monocromatore. La rappresentazione è valida per entrambi i piani (xy) ed (yz) con le rispettive divergenze σ_ψ e σ_Ω .

La risoluzione energetica totale è dunque la somma in quadratura delle tre componenti principali:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{tot}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{intr}}^2 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{vert}}^2 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{oriz}}^2} \quad (2.5)$$

Scegliendo, come nel nostro caso, l'asse di rotazione del cristallo parallelo al piano dell'orbita degli elettroni, la seconda e la terza componente sono determinate rispettivamente dalle divergenze verticali σ_ψ ed orizzontali σ_Ω del fascio di raggi X, accettate dal cristallo. Poiché la divergenza nel piano verticale è dipendente dall'energia, anche la risoluzione energetica totale lo sarà.

Le tre componenti sono ottenute differenziando la legge di Bragg [Bernstorff, 1990]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \Delta\theta \cdot \cot\theta_B \quad (2.6)$$

essendo $\Delta\theta = \sigma_\psi$ per il piano verticale e $\Delta\theta = \sigma_\pi \cdot \frac{\tan\theta}{8}$ per quello orizzontale, mentre $\Delta\theta = \omega_{\text{Darwin}}$ per la risoluzione energetica intrinseca. La risoluzione energetica intrinseca

è quasi indipendente dall'energia, in quanto lo è ω_{Darwin} [Matsushita, 1983]. Solo il secondo termine, che è numericamente il più importante, dipende dall'energia con σ_{ψ} (Eq.2.10). Il terzo termine infine dipende esclusivamente dalla geometria del sistema tramite σ_{π} (essendo la distribuzione energetica dei fotoni uniforme nel piano ortogonale a quello di diffrazione).

In base alle relazioni precedenti è dunque possibile migliorare la risoluzione energetica, diminuendo la divergenza verticale del fascio incidente sul cristallo monocromatore, per mezzo del sistema di fenditure.

Nella tabella seguente sono riportate le risoluzioni energetiche intrinseche calcolate in base alla teoria dinamica della diffrazione (Eq.B.14) e quelle totali come ottenute con la simulazione SHADOW. Nella simulazione si è utilizzata un'accettanza verticale pari alla FWHM della distribuzione spaziale dell'energia nel fascio bianco.

Tab.2.9. Nella seconda colonna della tabella sono indicate le risoluzioni energetiche intrinseche per alcune energie. Nella terza colonna sono riportati i valori della risoluzione energetica totale calcolati con il programma SHADOW.

Energia (keV)	$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{intr}}$	$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{tot-SHADOW}}$
10	$1.34 \cdot 10^{-4}$	$1.10 \cdot 10^{-3}$
15	$1.32 \cdot 10^{-4}$	$1.33 \cdot 10^{-3}$
20	$1.32 \cdot 10^{-4}$	$1.65 \cdot 10^{-3}$
25	$1.31 \cdot 10^{-4}$	$1.88 \cdot 10^{-3}$
30	$1.31 \cdot 10^{-4}$	$2.10 \cdot 10^{-3}$

La risoluzione energetica è stata misurata con lo stesso metodo sperimentale utilizzato per calibrare in energia il monocromatore (Cap.2.3), cercando però di mettere in evidenza i picchi EXAFS (App.A); l'energia corrispondente a tali picchi, per i vari materiali utilizzati, è nota in letteratura con grande precisione [IXS, 1998]. I dati ottenuti sono la convoluzione tra il segnale EXAFS e la larghezza di banda energetica diffratta dal monocromatore.

Sono state effettuate due serie di misure, una a bassa ed una ad alta risoluzione, mantenendo costante l'apertura delle slit orizzontali in vuoto, in modo tale che il fascio copra tutta la dimensione della targhetta (circa 3 cm) e variando nei due casi l'apertura delle slit verticali.

Nelle misure a bassa risoluzione l'apertura delle slit verticali è di 2 mm, che corrisponde ad un'accettanza $\sigma_{\psi}=0.118$ mrad, mentre in quelle ad alta risoluzione le slit sono aperte 300 μm , corrispondenti ad un'accettanza $\sigma_{\psi}=0.0178$ mrad.

I valori della risoluzione energetica sono determinati in base alla differenza energetica tra due picchi risolvibili e paragonati ai dati della letteratura; i risultati sono indicati, per i materiali studiati, nella Tab.2.10.

Tab.2.10. Nella tabella sono riportati nelle prime colonne i valori misurati della risoluzione energetica a bassa (l-r) e ad alta risoluzione (h-r). In bassa risoluzione ad $E_{\gamma}=8979$ eV nessuno dei picchi esistenti sulla curva EXAFS è riconoscibile (N.D.) con i dati della letteratura.

Energia (eV)	ΔE_{l-r} (eV)	$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{l-r}$	ΔE_{h-r} (eV)	$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{h-r}$
8979	N.D.	N.D.	$x < 8.1$	$< 9.1 \cdot 10^{-4}$
18986	$25 < x < 42$	$1.3 \cdot 10^{-3} < x < 2.2 \cdot 10^{-3}$	$x < 12.1$	$< 6.4 \cdot 10^{-4}$
20000	$27 < x < 43$	$1.3 \cdot 10^{-3} < x < 2.2 \cdot 10^{-3}$	$x < 15.0$	$< 7.5 \cdot 10^{-4}$
24350	$23 < x < 40$	$9.4 \cdot 10^{-4} < x < 1.6 \cdot 10^{-3}$	$x < 24.3$	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$
25514	$33.4 < x < 69$	$1.3 \cdot 10^{-3} < x < 2.7 \cdot 10^{-3}$	$x < 23.2$	$< 9.1 \cdot 10^{-4}$

2.5 Il contenuto di armoniche superiori.

La legge di Bragg stabilisce che se la diffrazione di un fascio di raggi X è permessa per la lunghezza d'onda λ lo sia anche per tutte le lunghezze λ/n (Eq.B.1). Il numero di fotoni di energia nE nel fascio varia in ogni caso con l'energia stessa, in quanto c'è sia una dipendenza dall'energia nella riflettività del cristallo (App.B.2), sia nel loro numero nel fascio bianco incidente (Cap.2.6). A causa degli effetti della rifrazione dei raggi X all'interno del cristallo, i quali determinano lo spostamento angolare della rocking-curve rispetto all'angolo di Bragg, le armoniche superiori diffratte non sono esattamente alle energie nE ($n = 2, 3, \dots$) ma a valori leggermente diversi, anch'essi dipendenti dall'energia attraverso i fattori di scattering. Essendo però queste deviazioni molto piccole, (Tab.B.2), possono essere trascurate.

Per stimare teoricamente la percentuale di armoniche nel fascio alla stazione sperimentale, vanno considerate le seguenti quantità:

a) la presenza nello spettro bianco delle energie superiori (Cap.2.6.3);

- b) il rapporto tra l'intensità di diffrazione dell'energia fondamentale e delle armoniche superiori da parte del monocromatore channel-cut (Fig.2.24 e App.B);
- c) l'attenuazione del fascio di fotoni da parte delle finestre di berillio e del tratto d'aria della beamline [NLSLS, 1998];
- d) la diversa distribuzione spaziale dell'energia fondamentale e dell'armonica nel fascio bianco (Cap.2.6.1).

La contaminazione del fascio è dovuta principalmente alla terza armonica; infatti il flusso di fotoni da magneti curvante per $E \geq 40$ keV è estremamente basso (Cap.2.6.3).

I dati teorici del rapporto tra il flusso della fondamentale $\phi(E)$ e quello relativo alla terza armonica $\phi(3E)$ alla stazione sperimentale sono riportati nella Tab.2.11.

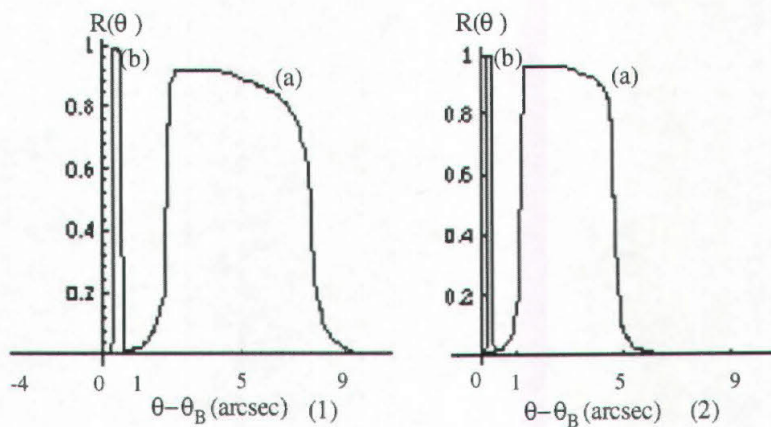


Fig.2.23. Rocking-curve intrinseche per un sistema a doppio cristallo di Si(111), per un'energia fondamentale rispettivamente pari ad $E_\gamma = 10$ keV (1) ed $E_\gamma = 15$ keV (2). Le curve indicate con la lettera (a) si riferiscono all'energia fondamentale, quelle con la lettera (b) alla terza armonica.

Tab.2.11. Rapporti di flusso teorici in sala sperimentale tra la terza armonica $\phi(3E)$ e l'energia fondamentale $\phi(E)$.

Energia (keV)	$\frac{\phi(3E)}{\phi(E)}$
10	$2.1 \cdot 10^{-4}$
11	$1.1 \cdot 10^{-4}$
12	$5.8 \cdot 10^{-5}$
13	$3.2 \cdot 10^{-5}$
14	$1.7 \cdot 10^{-5}$
15	$8.9 \cdot 10^{-6}$

La misura è stata effettuata ponendo diversi filtri calibrati di alluminio tra il fascio e la camera di ionizzazione e registrando il flusso trasmesso. All'aumentare dello spessore dell'assorbitore, poiché nel range energetico considerato vi è una grande differenza nei coefficienti di attenuazione dell'alluminio all'energia E_γ ($\mu_{\text{att}}^{\text{Al}}(E)$) rispetto all'energia $3E_\gamma$ ($\mu_{\text{att}}^{\text{Al}}(3E)$), è teoricamente possibile separare le due componenti energetiche. I dati raccolti sono stati poi fittati con la funzione:

$$I_{\text{tot}}(x) = I_E e^{-\mu_{\text{att}}^{\text{Al}}(E) \cdot x} + I_{3E} e^{-\mu_{\text{att}}^{\text{Al}}(3E) \cdot x} \quad (2.7)$$

essendo $I_{\text{tot}}(x)$ l'intensità registrata dalla camera di ionizzazione con uno spessore x di alluminio, mentre I_E ed I_{3E} sono i flussi relativi rispettivamente alla fondamentale ed alla terza armonica in assenza di assorbitore; questi due ultimi termini sono ricavati dal fit.

Il rapporto tra il flusso della terza armonica $\phi(3E)$ e quello della fondamentale $\phi(E)$ si ottiene tenendo conto della dipendenza energetica nella risposta della camera ($K_{E/3E}$) [Di Michiel, 1997], dell'assorbimento differenziato da parte dell'aria [NLSL, 1998] e nella diversa larghezza (Eq.2.10) della gaussiana della distribuzione spaziale (F):

$$\frac{\phi(3E)}{\phi(E)} = F \cdot K_{E/3E} \frac{I_{3E} \cdot e^{-\mu_{\text{att}}^{\text{aria}}(E) x_{\text{aria}}}}{I_E \cdot e^{-\mu_{\text{att}}^{\text{aria}}(3E) x_{\text{aria}}}} \quad (2.8)$$

La misura è stata effettuata selezionando l'energia fondamentale di $E=10$ keV e si ha $F=1.40$ per un'apertura delle slit di 2 mm, $\mu_{\text{att}}^{\text{Al}}(10)=69.1 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_{\text{att}}^{\text{Al}}(30)=2.75 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_{\text{att}}^{\text{aria}}(10) = 6.41 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, $\mu_{\text{att}}^{\text{aria}}(30) = 0.45 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, $K_{E/3E}=10.67$, $x_{\text{aria}}=300$ cm.

I dati ottenuti sono mostrati in Fig.2.25.

Il rapporto dei flussi, con i parametri $I_E=41615.0 \pm 824$, $I_{3E}=8.4 \pm 1.0$ ricavati dal fit, è pari a $\phi(30)/\phi(10)=(2.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$, in buon accordo con i dati teorici.

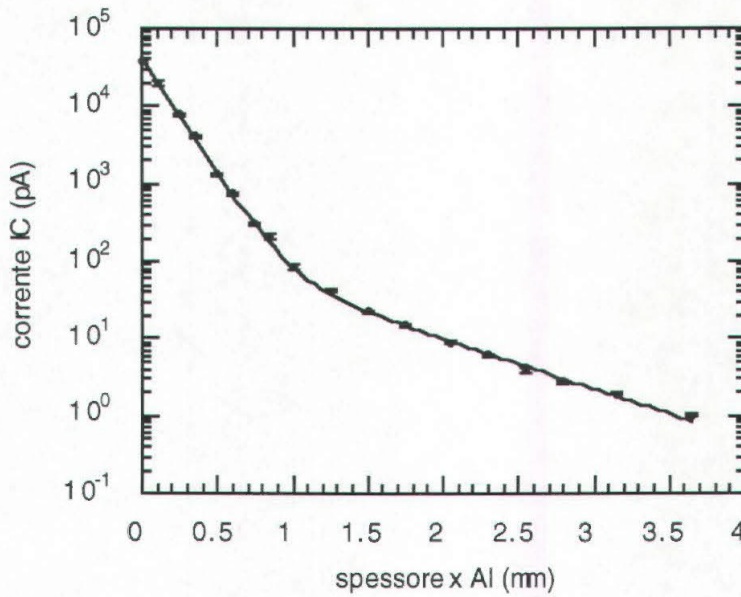


Fig.2.24. Valori registrati della corrente nella camera di ionizzazione, al variare dello spessore dell'assorbitore di alluminio, per l'energia fondamentale di 10 keV. Parametri del fit: $I_E=41615.0 \pm 824$, $I_{3E}=8.4 \pm 1.0$.

2.6. La radiazione da magneti curvanti.

2.6.1. La distribuzione di intensità del fascio nel piano verticale.

La distribuzione dell'intensità del fascio da magneti curvanti è uniforme nel piano π dell'orbita degli elettroni (Fig.1.2), mentre nel piano ortogonale ad esso l'intensità ha una distribuzione che dipende dall'energia dei fotoni emessi ed è la convoluzione tra la distribuzione della potenza istantanea emessa in quel piano da un elettrone (formula di Schwinger) [Winick, 1980] e la funzione di distribuzione degli elettroni nel pacchetto $F(e^-)$.

La potenza istantanea emessa da un elettrone di energia E_e , per unità di lunghezza d'onda λ della radiazione emessa, per radiante di ψ , misurato nel piano ortogonale a quello dell'orbita dell'elettrone è proporzionale a:

$$I(\lambda, \psi) \propto (1 + X^2)^2 \cdot \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{X^2}{1 + X^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \otimes F(e^-) \quad (2.9)$$

nella quale $X = \gamma\psi$, $\gamma = E_e / m_0c^2$, $m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV}$, $y = \lambda_c / \lambda$ (dove $\lambda_c = 4\pi\rho / 3\gamma^3$ è detta lunghezza d'onda critica e ρ è il raggio di curvatura del magnete curvante), $\xi = (\lambda_c / 2\lambda)[1 + X^2]^{3/2}$, mentre $K_{1/3}$ e $K_{2/3}$ sono le funzioni modificate di Bessel del secondo tipo.

L'intensità della radiazione con polarizzazione parallela al piano π dell'orbita è proporzionale al secondo termine nella parentesi quadra (polarizzazione " σ "), mentre l'intensità della radiazione con polarizzazione nel piano ortogonale a π è proporzionale al primo termine nella stessa parentesi (polarizzazione " π "). La radiazione è polarizzata principalmente con il vettore campo elettrico parallelo al vettore accelerazione e dunque, nell'approssimazione di pacchetto puntiforme e senza considerare le oscillazioni di betatrone, nel piano π , in quanto, ad energie dei fotoni E_γ maggiori dell'energia critica ϵ_c (per i magneti curvanti di ELETTRA $\epsilon_c=3.2$ keV), il secondo termine è predominante rispetto al primo (Cap.2.6.2).

La dipendenza da ψ della distribuzione dell'intensità della radiazione polarizzata nel piano π è assimilabile ad una funzione gaussiana [Margaritondo, 1988], così come è di tipo gaussiano la distribuzione degli elettroni nel pacchetto [Bocchetta, 1997]. Dunque la distribuzione dell'intensità del fascio, nel piano ortogonale a quello dell'orbita degli elettroni è approssimabile con una gaussiana.

La radiazione nel piano ortogonale a π è confinata in uno stretto cono (Fig.1.2). Per energie dei fotoni $E_\gamma > \epsilon_c$, esiste una formula pratica [Margaritondo, 1988] per determinare il parametro σ_ψ della distribuzione gaussiana del fascio nel piano ortogonale a π :

$$\sigma_\psi \cong \frac{0.565}{\gamma} \left(\frac{\epsilon_c}{E_\gamma} \right)^{0.425} \quad (2.10)$$

e per $E_e=2$ GeV ed $E_\gamma=20$ keV si ha $\sigma_\psi=0.065$ mrad.

Si è misurato il profilo del fascio nel piano verticale utilizzando il rivelatore digitale di SYRMEP, acquisendo i dati durante una scansione verticale a passi di 300 μm , pari alla dimensione del pixel. Il rivelatore è posto a 24.5 m dalla sorgente; le slit verticali sono completamente aperte (>1 cm), mentre il range massimo di scansione del motore del detector è di 7 mm. I dati, ottenuti sommando tra loro i valori di lettura di alcuni canali, sono fittati con una gaussiana. In Fig.2.26 è mostrato il risultato per 20 keV, assieme alla curva teorica calcolata alla stessa posizione.

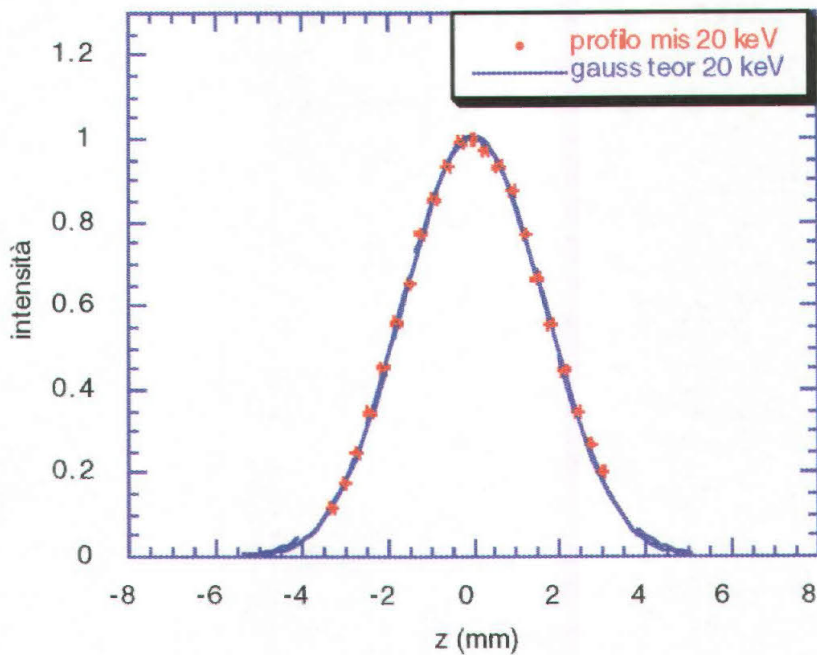


Fig.2.25. Confronto tra i dati sperimentali e quelli tratti dalla teoria del profilo del fascio nel piano ortogonale a π . Detto σ_z il corrispondente in mm di σ_ψ , si è ottenuto $\sigma_z=1.64$ mm dal fit della curva sperimentale ($\chi^2_{rid}=2.0$) e $\sigma_z=1.61$ mm dal fit della curva teorica. La misura è stata effettuata a 24.5 m dalla sorgente .

Nella Fig.2.26 sono stati riportati i risultati dei fit dei dati ottenuti dalla scansione verticale del fascio al variare dell'energia.

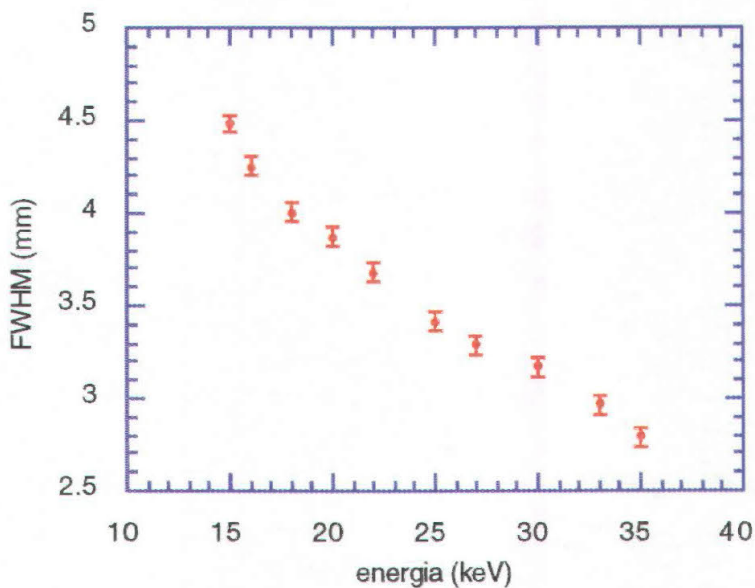


Fig.2.26. In figura sono riportati i valori sperimentali delle FWHM del profilo verticale del fascio ottenute dai fit gaussiani.

2.6.2. La polarizzazione dei fotoni.

Come si è accennato nel Cap.2.6.1, la radiazione di sincrotrone è polarizzata prevalentemente con il vettore campo elettrico parallelo al vettore accelerazione degli elettroni e , nel piano π dell'orbita, tutti i fotoni sono polarizzati linearmente. L'integrazione su tutti gli angoli e tutte le lunghezze d'onda da circa il 75% della polarizzazione nel piano orbitale [Winick, 1980]. Queste affermazioni, come già accennato sono esatte solo nell'approssimazione di elettroni non confinati in pacchetti e scorrelati tra di loro. Gli elettroni nell'anello sono invece riuniti in pacchetti (per ELETTRA: $\approx 5 \cdot 10^{10}$ elettroni per pacchetto in multibunch) e dunque l'incoerenza verticale e le oscillazioni di betatrone comportano un certo range possibile di angoli per il fascio di elettroni ad ogni punto dell'orbita. Questa divergenza angolare riduce la polarizzazione.

Al di fuori del piano orbitale, la polarizzazione è ellittica, con uno degli assi dell'ellisse nel piano π , in quanto la differenza di fase tra la componente parallela e quella ortogonale è sempre di 90 gradi.

Nella figura seguente sono riportate l'intensità della radiazione da magnete curvante con polarizzazione lineare parallela ed ortogonale al piano π .

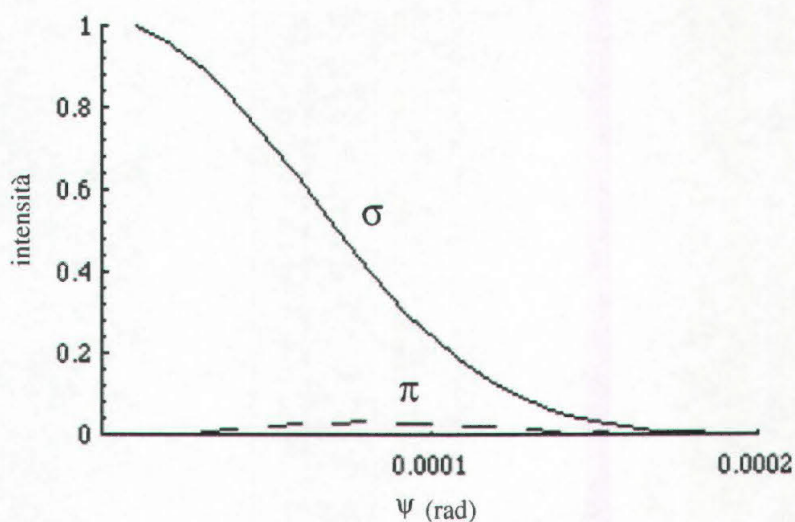


Fig.2.27. La figura rappresenta, al variare dell'angolo ψ , l'intensità della radiazione da magnete curvante con polarizzazione lineare parallela (curva intera) e ortogonale (curva tratteggiata) al piano π per $E_e=2$ GeV ed $E_\gamma=20$ keV.

All'aumentare dell'energia dei fotoni la divergenza angolare del fascio diminuisce come indicato dalla relazione (2.10). In Fig.2.30, sono rappresentate l'intensità della radiazione con polarizzazione parallela ed ortogonale a 20 keV ed a 35 keV.

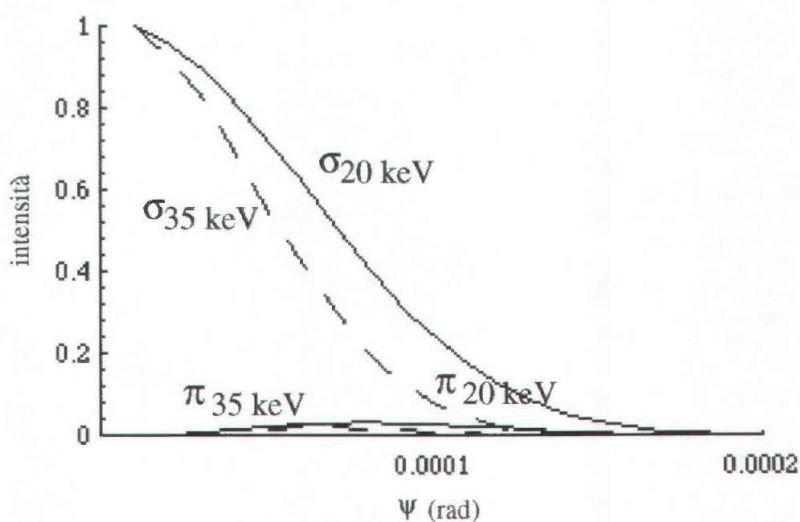


Fig.2.28. La figura rappresenta, al variare dell'angolo ψ , l'intensità della radiazione con polarizzazione lineare parallela ed ortogonale a 20 keV (curva intera) ed a 35 keV (curva tratteggiata) per $E_e=2$ GeV.

2.6.3. Misura del flusso alla FWHM.

Il flusso, inteso come numero di fotoni creati al secondo, all'energia definita da λ , per mrad di divergenza nel piano orizzontale, per mA di corrente di elettroni dell'anello, per la larghezza di banda $k\lambda$, ed integrato su tutti gli angoli ψ nel piano ortogonale a quello di rotazione degli elettroni, può essere calcolato in base alla relazione di Green [Winick, 1980]:

$$N_k(\lambda) = 1.256 \cdot 10^{10} k \cdot \gamma \cdot G_1(y) \left(\frac{\text{fotoni}}{(k\lambda) \cdot \text{s} \cdot \text{mA} \cdot (\text{mrad}\theta)} \right) \quad (2.12)$$

con $k = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$, $G_1(y) = y \int_y^\infty K_{5/3}(\eta') d\eta'$, $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$, $m_0 c^2 = 0.511$ MeV, $y = \frac{\lambda_c}{\lambda}$ e $\lambda_c = \frac{4\pi\rho}{3\gamma^3}$.

La larghezza di banda normalmente indicata nel calcolo del flusso teorico è dello 0.1% (indicata con "0.1bw"). Il flusso di radiazione prima di entrare nella sala sperimentale è parzialmente attenuato dalle due finestre di berillio; la larghezza di banda della radiazione è definita dalla diffrazione dalle due superfici del cristallo monocromatore (Cap.2.4), che contribuisce inoltre, anche se debolmente, all'attenuazione del flusso. Nella confronto tra le misure teoriche e sperimentali del flusso di raggi X, si dovrà poi tener conto sia dell'attenuazione dell'aria tra la seconda finestra di berillio e la camera di ionizzazione, sia del fatto che la divergenza verticale del fascio varia con l'energia.

Nel grafico di Fig.2.31 è mostrato il flusso teorico da un magnete curvante di ELETTRA. La curva continua si riferisce al flusso calcolato usando la relazione di Green, per $E=2$

GeV, $I=200$ mA, mentre la curva punteggiata indica il flusso calcolato con gli stessi parametri di macchina, ma con le correzioni apportate per l'assorbimento dello spessore totale di 2.5 mm berillio ed i 3.35 m di aria tra la seconda finestra di berillio e la camera di ionizzazione. Per l'aria si è considerata la miscela standard [Lide, 1991] ed un'umidità relativa del 60%.

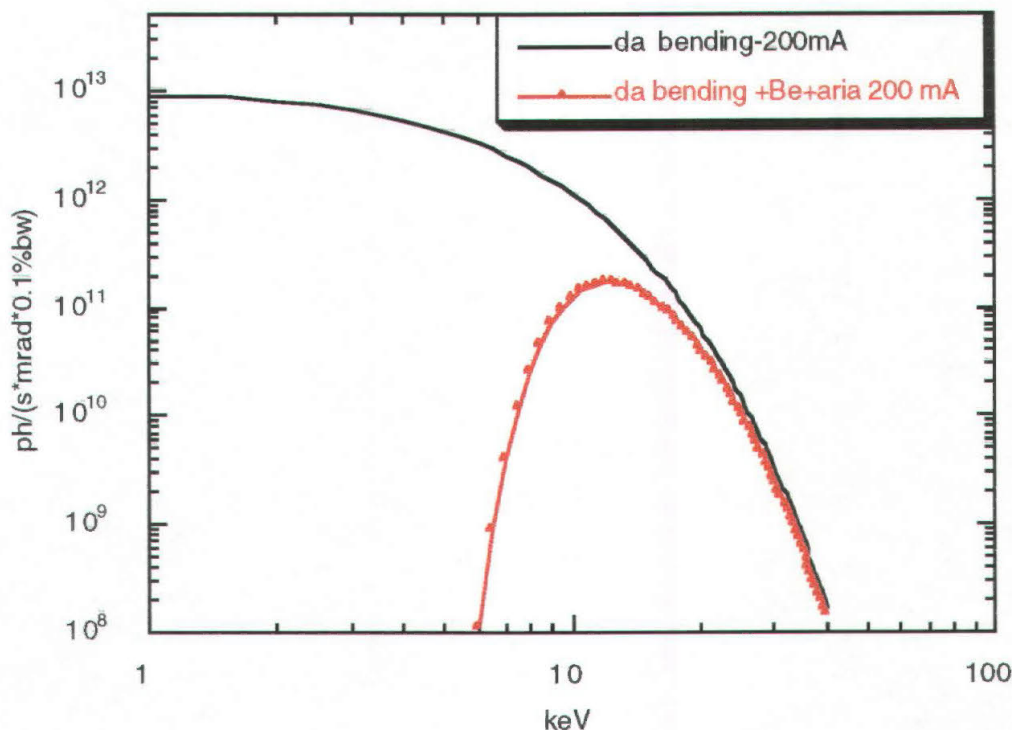


Fig.2.29. Confronto tra il flusso teorico da magnete curvante ($E=2$ GeV, $I=200$ mA) senza alcun'attenuazione (curva continua) e con l'attenuazione determinata dalle due finestre di berillio e dallo strato d'aria tra la seconda finestra di berillio e la sala sperimentale (curva punteggiata).

Essendo la distribuzione dei fotoni di tipo gaussiano nel piano verticale, è utile avere una misura del flusso in più condizioni; ne sono state scelte due: il flusso di radiazione per un'accettanza verticale pari alla FWHM della distribuzione ed il flusso misurato sul top della gaussiana (flusso massimo).

Nella misura del flusso alla FWHM le slit in aria sono state aperte della quantità misurata in precedenza (Fig.2.27), scalata per la distanza tra il detector e le slit stesse (fattore di scala=0.913) mentre le slit orizzontali sono state aperte al massimo per minimizzare l'errore sulla misura (85 mm). Sono quindi stati registrati i valori letti dalla camera di ionizzazione convertiti in termini di flusso [Di Michiel, 1997] e scalati ad $I=200$ mA. L'errore sui dati è dovuto all'incertezza sulla lettura della camera di ionizzazione, sulla

misura della FWHM effettuata in precedenza e sulla posizione delle slit. I risultati sono mostrati in Fig.2.32.

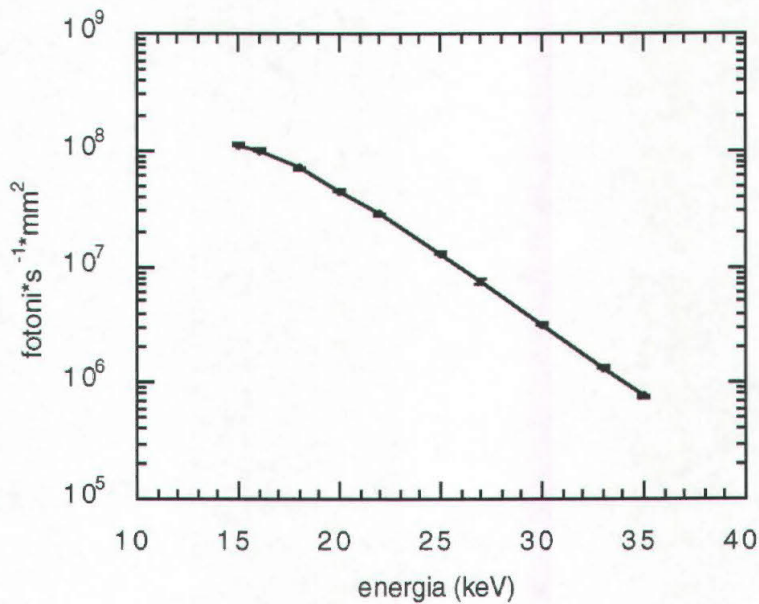


Fig.2.30. Flusso misurato di radiazione, al variare dell'energia, per un'accettanza verticale pari alla FWHM della distribuzione gaussiana ($E=2$ GeV, $I=200$ mA).

Con questi dati a disposizione è stato possibile ricavare la riflettività integrale del cristallo monocromatore. Una stima di tale quantità è data dal rapporto tra i dati misurati del flusso alla FWHM ed i dati teorici del flusso che tengono conto degli assorbimenti nel cammino dei fotoni (Fig.2.26). I dati teorici sono stati dapprima scalati sulla FWHM nel piano verticale e sull'accettanza orizzontale in mrad corrispondente a quella del flusso misurato (85 mm) e poi scalati su una banda passante media (dati tratti dalla seconda colonna di Tab.2.10). Ai dati è stato associato l'errore proveniente dalla propagazione nei vari passaggi. Il risultato ottenuto è poi confrontato nella Fig.2.33 con la riflettività del cristallo monocromatore calcolata con SHADOW.

La riflettività misurata è inferiore di circa il 30% rispetto a quella simulata con SHADOW. Il risultato è plausibile in considerazione dei seguenti fattori:

- con il programma SHADOW [Lai, 1986] è possibile simulare il comportamento solo di cristalli ideali;
- le superfici di diffrazione del cristallo non sono state pulite otticamente;
- anche dopo il riallineamento delle superfici ottiche (Cap.2.2.5) sono presenti delle distorsioni nei piani di Bragg.

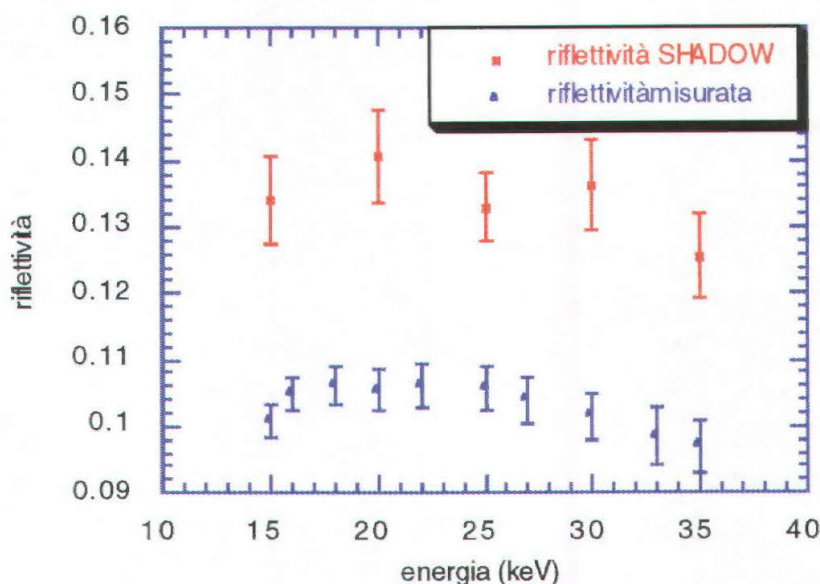


Fig.2.31. Nella figura sono indicati, al variare dell'energia, i valori misurati e quelli simulati con SHADOW, della riflettività del cristallo monocromatore.

2.6.4. Misura del flusso massimo.

Si è quindi misurato il flusso massimo, corrispondente al flusso di radiazione sul picco della gaussiana ($\psi = 0$). Con una definizione più precisa esso è il numero di fotoni (da magnete curvante) al secondo, all'energia definita da λ , per mrad di divergenza nel piano orizzontale, per mrad di divergenza nel piano ψ (in un intorno di $\psi = 0$), per mA di corrente di elettroni dell'anello e per la larghezza di banda $k\lambda$; esso può essere calcolato in base ad una nuova relazione di Green [Winick, 1980]:

$$N_k(\lambda, 0) = 3.461 \cdot 10^6 k \cdot \gamma^2 \cdot H_2(y, 0) \left(\frac{\text{fotoni}}{(k\lambda) \text{sec} \cdot \text{mA} \cdot \text{mrad}\psi \cdot \text{mrad}\theta} \right) \quad (2.13)$$

per $\psi = 0$, con $H_2(y, 0) = y^2 H_0(y)$ e $H_0(y, 0) = K_{2/3}^2(y/2)$ e gli altri simboli come già definiti in precedenza.

Nel grafico di Fig.2.34 sono indicati il flusso massimo teorico da un magnete curvante di ELETTRA prima e dopo le finestre di berillio e la zona in aria della beamline. Le curve sono state calcolate con gli stessi accorgimenti e parametri di Fig.2.26. Confrontando la Fig.2.26 con la Fig.2.29 si vede come il flusso massimo sia circa un ordine di grandezza maggiore di quello integrato su tutti gli angoli ψ .

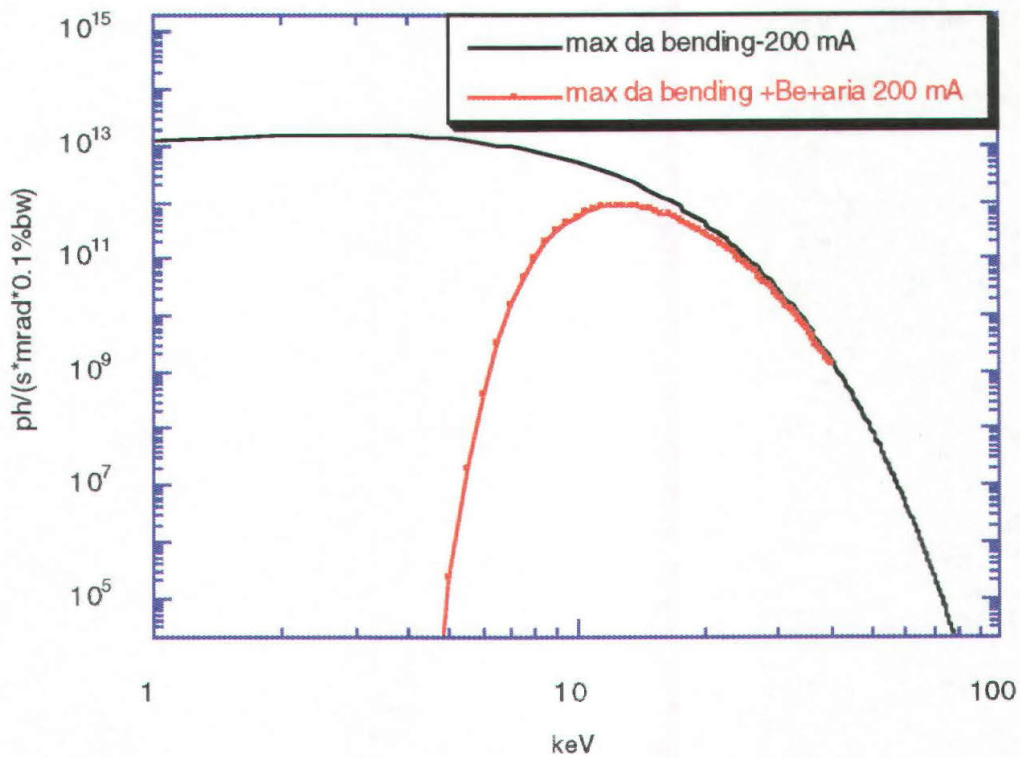


Fig.2.32. Confronto tra il flusso teorico da magnete curvante ($E=2$ GeV, $I=200$ mA) senza alcun'attenuazione (curva continua) e con l'attenuazione determinata dalle due finestre di berillio e dallo strato d'aria tra la seconda finestra di berillio e la sala sperimentale (curva punteggiata).

La misura è stata effettuata con la stessa tecnica descritta in precedenza, con l'unica variante che le slit verticali in aria, in questo caso, sono aperte in totale 0.6 mm (pari a 0.0265 mrad); l'origine delle slit giace sul piano dell'orbita degli elettroni (massimo della gaussiana). L'apertura scelta è un compromesso tra quella minima possibile e quella compatibile con un flusso sulla camera di ionizzazione che, a tutte le energie, consenta di mantenere basso l'errore statistico sulla misura.

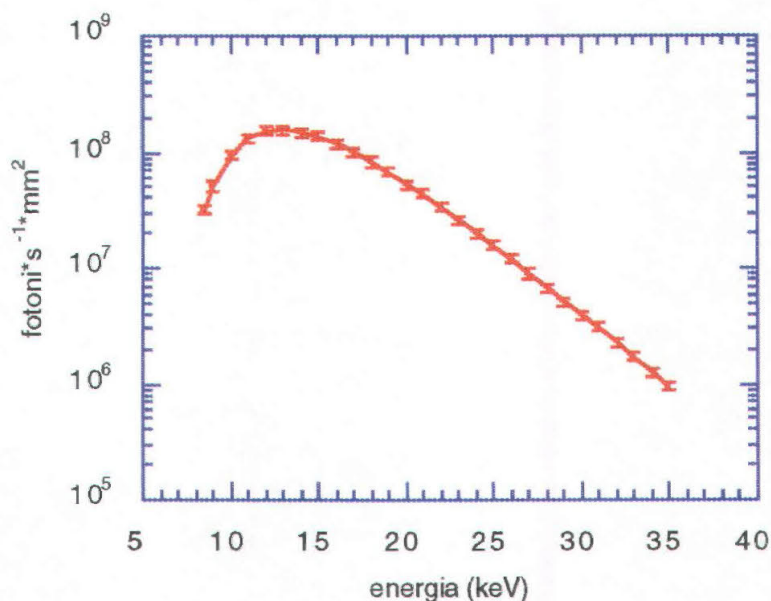


Fig.2.33. Flusso massimo di radiazione, al variare dell'energia, misurato con un'apertura delle slit verticali pari a 0.6 mm ($E=2$ GeV, $I=200$ mA).

Nuove esigenze di alcuni utenti di Elettra prevedono la necessità di run a $E=1.5$ GeV e $I=200$ mA, corrispondenti a $\gamma=2935$, $B=0.9$ T, $\epsilon_c=1.35$ keV. In uno dei test preliminari di verifica della compatibilità di questi parametri di macchina con le richieste sperimentali degli altri utenti, è stato misurato il flusso massimo con le stesse modalità già descritte in precedenza; i risultati sono riportati in Fig.2.36. Questi parametri di macchina, che determinano un'energia critica molto bassa, non sono compatibili con esperimenti di radiologia medica nei quali vengono utilizzato raggi X duri.

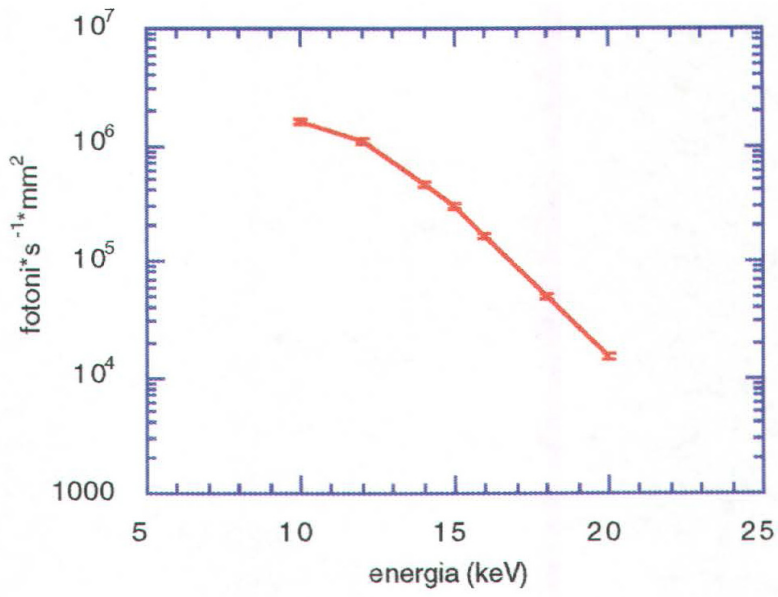


Fig.2.34. Flusso massimo di radiazione, al variare dell'energia, misurato con un'apertura delle slit verticali pari a 0.6 mm ($E=1.5$ GeV, $I=200$ mA).

Capitolo 3

La radiologia in contrasto di fase.

3.1. Introduzione.

La radiologia tradizionale si basa sulla rivelazione delle differenze di assorbimento dei raggi X nei vari dettagli di un determinato oggetto. Esse dipendono dalla densità, dalla composizione chimica e dallo spessore del particolare in esame, rispetto al background costituito dall'ambiente nel quale sono immersi. Nelle radiografie di tessuti molli (per esempio la mammografia) molto spesso è necessario evidenziare particolari di spessore ridotto (per esempio un carcinoma in stadio iniziale immerso in un tessuto sano); in questi casi il contrasto in assorbimento è inferiore all'1-3%, a causa delle piccole differenze nel coefficiente di assorbimento dei vari tessuti. Infatti i campioni biologici sono composti prevalentemente da elementi leggeri (p.e. idrogeno, ossigeno, carbonio etc.), per i quali, alle energie normalmente utilizzate (10-100 keV), la differenza nel coefficiente di assorbimento è dell'ordine di $0.1-0.3 \text{ cm}^{-1}$ [Forster, 1980].

Una via seguita per migliorare la qualità delle immagini è di utilizzare rivelatori digitali ad alta efficienza ed a basso rumore, che consentano di discriminare segnali molto deboli e sorgenti di raggi X monocromatiche altamente collimate. Un esempio di questo tipo di sviluppo è il progetto SYRMEP [Arfelli, 1998-I].

Negli ultimi anni è stato proposto e sviluppato un approccio completamente diverso. Esso si basa sull'applicazione alla fisica medica delle tecniche di contrasto di fase, già ampiamente adoperate in altri campi della fisica ad energie inferiori. Tali tecniche si basano sulla registrazione delle variazioni di fase subite dalla radiazione al passaggio attraverso un campione. La differenza tra le tecniche di contrasto di fase e quelle convenzionali va ricercata nell'indice di rifrazione, che per i raggi X viene indicato con $n = 1 - \delta + i\beta$ (Cap.3.2.1). Gli sfasamenti subiti dalla radiazione sono proporzionali al termine δ , mentre il coefficiente di assorbimento della radiazione, responsabile della formazione del contrasto nella radiologia in trasmissione è proporzionale al termine immaginario β .

Alle energie utilizzate per esempio in mammografia (10-25 keV) i valori di β sono dell'ordine di 10^{-8} - 10^{-10} , mentre δ assume valori dell'ordine di 10^{-6} - 10^{-7} ; il termine di sfasamento è dunque superiore a quello di assorbimento di alcuni ordini di grandezza. Tecniche sensibili alle variazioni del termine δ possono quindi permettere, almeno in linea di principio, un aumento sensibile del contrasto sulle immagini rispetto alla radiologia convenzionale. Nella Fig.3.1 sono riportati i valori di δ e di β per un filo di polietilene (C_2H_4)_n ed una mammella di composizione standard (Tab.3.1).

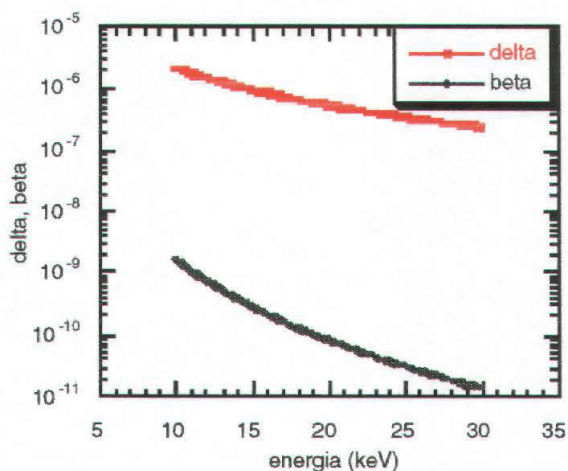


Fig.3.1a. Andamento dei valori di delta e beta per un filo di polietilene.

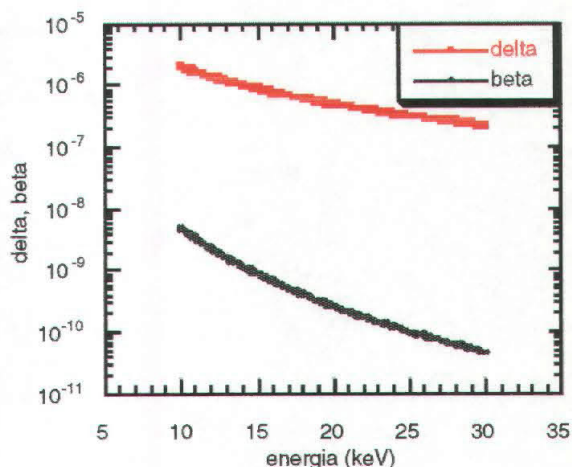


Fig.3.1b. Andamento dei valori di delta e beta per una mammella di composizione standard.

Come si è già accennato le tecniche di registrazione degli sfasamenti causati da un campione investito da un'onda monocromatica sono state studiate fin dagli anni '40. Le prime applicazioni sono avvenute nelle lunghezze d'onda del visibile da parte di [Bannett, 1946], mentre negli anni '60 [Bonse e Hart, 1965] hanno sviluppato le tecniche interferometriche per i raggi X molli. Essi progettaronò un interferometro che permetteva di risolvere la differenza di fase di un fascio di riferimento e di uno trasmesso attraverso il campione. Tale tecnica era basata sullo sviluppo teorico di [Zernike, 1935] e venne indicata con il termine di olografia "in-linea". Poiché tutte le tecniche di interferenza di fase richiedono un'elevata coerenza della radiazione incidente (Cap.3.2.5), solo negli anni '90 sono state sviluppate tecniche adattabili ad un fascio di raggi X duri, parallelamente all'inizio dell'attività di vari sincrotroni di terza generazione.

In particolare [Momose, 1996] ha utilizzato uno sviluppo dell'interferometro di [Bonse e Hart, 1965] per produrre immagini di campioni biologici di ridotte dimensioni (\cong mm), a causa dei limiti costruttivi nella crescita dei cristalli che costituiscono l'interferometro. La metodologia introdotta da [Snigirev, 1995] consente di ottenere immagini in contrasto di fase senza necessità di fascio di riferimento. Essa si basa sulla elevata

coerenza spaziale della luce di sincrotrone, associata ad una grande distanza tra sorgente e campione, ed alla scelta opportuna della distanza oggetto-rivelatore. È simile all'olografia in-linea, dove la radiazione diffratta dal campione interferisce con il fascio incidente monocromatico, mentre la figura di interferenza è registrata su un film utilizzato come rivelatore. Questa tecnica è stata applicata per la prima volta alla mammografia *in-vitro* dal gruppo SYRMEP [Arfelli, 1998-II]. La descrizione teorica della formazione del segnale in contrasto di fase, lo sviluppo di alcune simulazioni correlate alla mammografia e la descrizione dei dettagli tecnici utilizzati per produrre le immagini che verranno presentate nel Cap.5, costituiscono l'argomento del presente capitolo.

3.2. Descrizione teorica del contrasto di fase.

3.2.1. L'indice di rifrazione per i raggi X.

L'indice di rifrazione di un dielettrico, per la radiazione di lunghezza λ nell'intervallo dei raggi X, può essere espresso nella forma [Jackson, 1975]:

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (3.1)$$

con:

$$\delta = \frac{r_e \cdot \rho_e}{2\pi} \lambda^2 \quad (3.2)$$

$$\beta = \frac{\rho_e \cdot r_e}{(2\pi)^2 c} \cdot \lambda^3 \sum_i \frac{f_i \cdot \gamma_i}{Z} \quad (3.3)$$

dove r_e è il raggio classico dell'elettrone, ρ_e è la densità degli elettroni nel mezzo, f_i è il numero di elettroni per molecola con costante di smorzamento γ_i e Z il numero totale di elettroni per molecola. Il termine ρ_e è correlato con la densità macroscopica ρ del mezzo dalla relazione:

$$\rho_e = \frac{Z}{V} = Z \cdot \rho \cdot \frac{N_{Av}}{A} \quad (3.4)$$

nella quale V è il volume di riferimento, N_{Av} il numero di Avogadro ed A il peso molecolare.

Il termine δ determina le variazioni di fase dell'onda nell'oggetto [Hart, 1975]. Tali cambiamenti sono dovuti allo scattering a piccolo angolo sugli elettroni del mezzo [Azaroff, 1974] e determinano la variazione della direzione dell'onda incidente.

Il termine β rappresenta invece l'assorbimento fotoelettrico (App.A). La descrizione

esposta si basa su un modello semplice, in base al quale la materia è considerata come un insieme di atomi non interagenti [Henke, 1993]. Tale assunzione è in generale soddisfacente ad energie lontane dalle soglie di assorbimento fotoelettrico. In questa descrizione non si tiene inoltre conto dell'interazione Compton, che può assumere valori significativi per elementi leggeri ($Z < 10$).

Nel range energetico dei raggi X la polarizzabilità del mezzo, per unità di volume, coincide con la suscettività dielettrica del mezzo e dunque la costante dielettrica ha un carattere scalare [Zachariassen, 1945]. In letteratura, al posto dei termini δ e β , sono spesso indicate le parti reale ed immaginaria della suscettibilità dielettrica; la relazione tra questi parametri è:

$$\delta = -\frac{1}{2}\chi_{or} \quad \beta = \frac{1}{2}\chi_{oi} \quad (3.5)$$

Il termine β è inoltre correlato con il coefficiente di assorbimento μ del mezzo dalla relazione [Raven, 1996]:

$$\mu = \frac{4\pi\beta}{\lambda} \quad (3.6)$$

Si noti inoltre come il termine δ abbia una dipendenza quadratica con la lunghezza d'onda mentre il termine β dipenda dal cubo della stessa. Dunque all'aumentare dell'energia il termine di assorbimento diminuisce più rapidamente di quello di sfasamento. Per questo se è possibile ottenere un'immagine che riveli le variazioni di fase, la dipendenza del contrasto sulla stessa dipenderà in modo più debole che nell'imaging tradizionale in assorbimento. La descrizione del contrasto di fase può essere effettuata in termini di ottica "geometrica" od ondulatoria. Nel primo caso si ha la descrizione cosiddetta propagazione delle onde "parassiale", che, pur consentendo una maggior semplicità di calcolo, è un'approssimazione della descrizione mediante la teoria ondulatoria di Fresnel-Kirchhoff. Nelle simulazioni presentate in questo capitolo e nel seguente sono state utilizzati i risultati di entrambe le descrizioni e per questo motivo sono riportate nei prossimi due paragrafi.

3.2.2. La descrizione parassiale.

Si consideri un oggetto di fase "0" posto tra una sorgente puntiforme di onde monocromatiche " S_0 ", dalla quale dista r_0 , ed un rivelatore ideale "R" collocato alla distanza r_1 da esso. Con il termine "oggetto di fase" si intenda un campione non assorbente che produca esclusivamente sfasamenti nell'onda, mentre con "rivelatore ideale" un recettore con risoluzione spaziale infinita [Born, 1975].

Il fronte d'onda sferico W_1 propagantesi nel vuoto, subisce uno sfasamento e quindi una distorsione al passaggio attraverso l'oggetto a causa delle variazioni di spessore e

dell'indice di rifrazione.

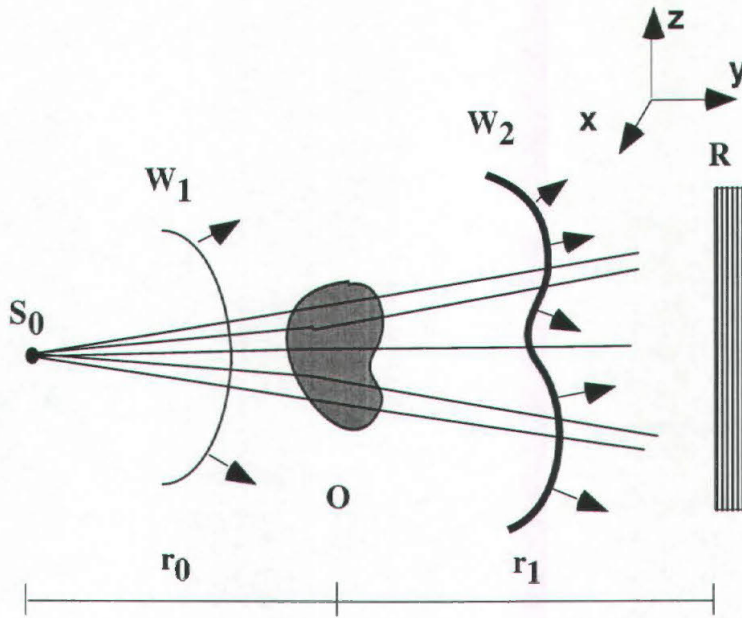


Fig.3.2. Il fronte d'onda sferico W , emesso dalla sorgente S_0 , viene distorto al passaggio attraverso il campione O , posto alla distanza r_0 dalla sorgente ed r_1 dal rivelatore R .

Come conseguenza agli sfasamenti vi è una redistribuzione dell'intensità della radiazione dopo il campione, che determina un contrasto sul rivelatore [Wilkins, 1996].

In termini quantitativi si consideri un'onda piana ψ di lunghezza d'onda λ e vettore d'onda \vec{k} che si propaga nel vuoto lungo la direzione y .

$$\psi(x, z) = \psi_0(x, z) e^{\frac{i2\pi y}{\lambda}} \quad (3.7)$$

Nel passaggio attraverso l'oggetto di fase, l'onda ψ subisce l'anticipo di fase ϕ [Davis, 1995-I] rispetto al vuoto. Utilizzando una descrizione dell'interazione dei raggi X basata sulle equazioni di Maxwell, si può correlare il cambio di fase con la variazione nella suscettività dielettrica del materiale, che dipende linearmente dalla densità elettronica ρ_e . Nell'intervallo energetico dei raggi X, al punto generico y , lo sfasamento ϕ è pari a:

$$\phi(x, y, z; \lambda) = -\frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^y \delta(x, y', z; \lambda) dy' = r_e \lambda \int_{-\infty}^y \rho(x, y, z) dy' \quad (3.8)$$

Si può dimostrare, utilizzando l'approssimazione di Rytov [Born, 1975], che la relazione precedente è un'estensione della legge di Snell per la rifrazione tra due mezzi.

La funzione che descrive la propagazione dell'onda diventa dunque:

$$\psi(x, y, z) = \psi_0(x, y, z) e^{i\left(\frac{2\pi y}{\lambda} + \phi(x, y, z; \lambda)\right)} \quad (3.9)$$

La direzione di propagazione del fronte d'onda, al passaggio attraverso il mezzo, è cambiata localmente, in quanto le superfici a fase costante sono state distorte nel passaggio attraverso il campione. In approssimazione parassiale:

$$|\nabla\phi| \ll \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.10)$$

il vettore d'onda assume la forma:

$$\bar{k}'(x, y, z) \equiv \left(-\frac{\partial\phi}{\partial x}, \frac{2\pi}{\lambda}, -\frac{\partial\phi}{\partial z}\right) = \bar{\nabla}_{x,z}\phi + k\hat{y} \quad (3.11)$$

mentre la deviazione angolare della normale $\Delta\alpha$ al fronte d'onda risulta essere:

$$\Delta\alpha \equiv \frac{\lambda}{2\pi} \left| \bar{\nabla}_{x,z}\phi(x, z; \lambda) \right| \quad (3.12)$$

essa dipende dunque dalle variazioni della proiezione dell'indice di rifrazione nel piano ortogonale al vettore d'onda \bar{k} .

Essendo il termine δ molto piccolo ($\delta \approx 10^{-6} - 10^{-8}$ nei materiali di interesse biologico) e così dunque anche i gradienti, le deviazioni angolari $\Delta\alpha$ che ne derivano sono dell'ordine di 10^{-6} rad. Ai bordi del campione, dove il gradiente può divergere, la relazione Eq.3.10 non è più valida e così pure la descrizione parassiale.

Utilizzando un rivelatore ideale, qualunque sia la distanza r_1 oggetto-campione è possibile registrare il contrasto sull'immagine dovuto alle piccole deviazioni angolari. Disponendo di un rivelatore a risoluzione spaziale finita è invece necessario che la distanza r_1 sia scelta opportunamente, in modo tale che le deviazioni dell'onda determinino un contrasto visibile. Sempre in approssimazione parassiale è possibile calcolare un'espressione per l'intensità sull'immagine [Cowley, 1995].

Come rappresentato in Fig.3.3, un elemento di superficie Δs del fronte d'onda prima del campione, viene trasformato, a causa della deflessione, nell'elemento $\Delta s'$. In base alla (Eq.3.12) la superficie $\Delta s'$ del rivelatore, colpita dai raggi provenienti da Δs è:

$$\Delta s' = \Delta s \left(1 - \frac{r_1}{k} \nabla_{x,z}^2 \phi\right) \quad (3.13)$$

Si ottiene dunque che l'intensità di radiazione I sulla superficie $\Delta s'$ è pari a:

$$I(x, r_1, z; \lambda) \approx I_0 \frac{\Delta s}{\Delta s'} \equiv I_0 \left(1 + \frac{r_1 \cdot 2\pi}{\lambda} \cdot \nabla_{x,z}^2 \phi(x, z; \lambda)\right) \quad (3.14)$$

e dunque:

$$I(x, r_1, z; \lambda) \approx I_0 \left(1 - \frac{\lambda^2 r_1 r_e}{2\pi} \nabla_{x,z}^2 \int \rho_e(x, y, z) dy \right) \quad (3.15)$$

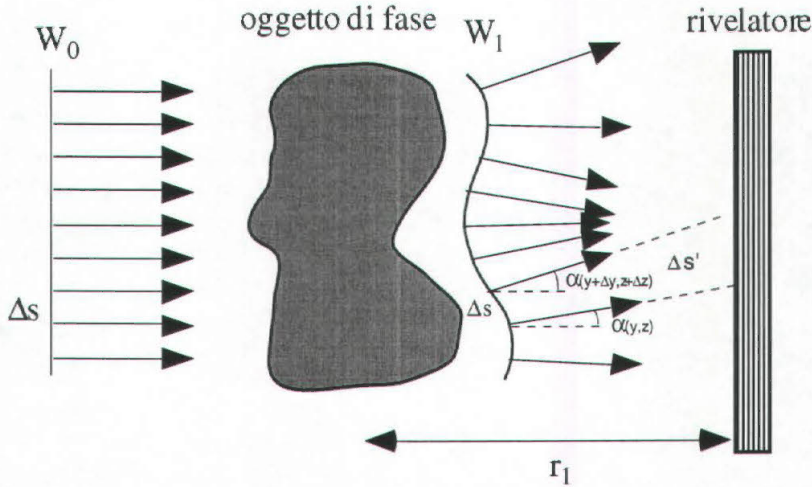


Fig.3.3. Variazione dell'angolo di deflessione della radiazione incidente.

Analizzando la (3.15) si può notare come l'intensità del segnale in contrasto di fase aumenti:

- a) al crescere della distanza r_1 tra il campione ed il rivelatore;
- b) quadraticamente al crescere delle lunghezze d'onda della radiazione incidente;
- c) all'aumentare delle variazioni di fase nel mezzo, dovuta da rapidi cambi dell'indice di rifrazione o dello spessore dell'oggetto.

Per una sorgente a distanza finita r_0 dal campione e dunque per onde sferiche incidenti, l'espressione per l'intensità del segnale sul rivelatore diventa:

$$I(Mx, r_0 + r_1, Mz; \lambda) = \frac{I_0}{M^2} \left\{ 1 - \frac{\lambda^2 r_1 r_e}{2\pi M} \nabla_{x,z}^2 \int \rho_e(x, y, z) dz \right\} \quad (3.16)$$

dove $M = \frac{r_0 + r_1}{r_0}$ è la magnificazione dell'immagine ed I_0 è l'intensità del segnale del

background nel caso della radiografia di un oggetto di fase.

Nel prosieguo del capitolo verranno presentate delle simulazioni del segnale in contrasto di fase utilizzando come campione fili di polietilene $(C_2H_4)_n$ di sezione cilindrica e spessore variabile. Si è utilizzato questo tipo di campione perché, nel range energetico di interesse mammografico 15-25 keV, i relativi termini β e δ sono molto

simili a quelli di un tessuto mammario di composizione standard (Fig. 3.1a, Fig.3.1b e Tab.3.1).

Per un oggetto di sezione circolare e raggio r , investito da una radiazione monocromatica di lunghezza λ , la variazione di fase diventa:

$$\phi(z) = -\frac{4\pi\delta}{\lambda} \sqrt{r^2 - z^2} \quad (3.17)$$

mentre l'angolo $\Delta\alpha$ di deflessione dei raggi diventa:

$$\Delta\alpha = \frac{2\delta z}{\sqrt{r^2 - z^2}} \quad (3.18)$$

e intensità sul rivelatore, in base alla (Eq.3.15), risulta essere:

$$I = I_0 \left(1 - \frac{2r_1 z^2 \delta}{\sqrt{(r^2 - z^2)^3}} \right) \quad (3.19)$$

Nella Fig.3.4 sono illustrati in modo schematico, per l'oggetto bidimensionale Q (Fig.3.4a), l'andamento della fase ϕ (Fig.3.4b), del suo gradiente (Fig.3.4c) e del relativo laplaciano (Fig.3.4d).

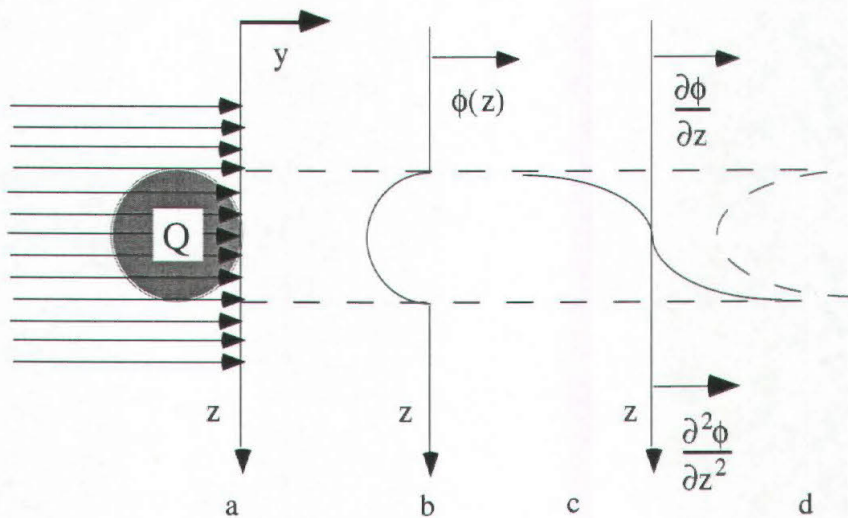


Fig.3.4. Andamento della fase (b), del gradiente di fase (c) e del laplaciano (d) per un filo bidimensionale Q di sezione circolare, investito da una radiazione parallela.

In Fig.3.5 è rappresentata in modo schematico la formazione del segnale dopo l'oggetto Q ; esso si comporta come una lente divergente, determinando la redistribuzione dell'intensità sull'immagine.

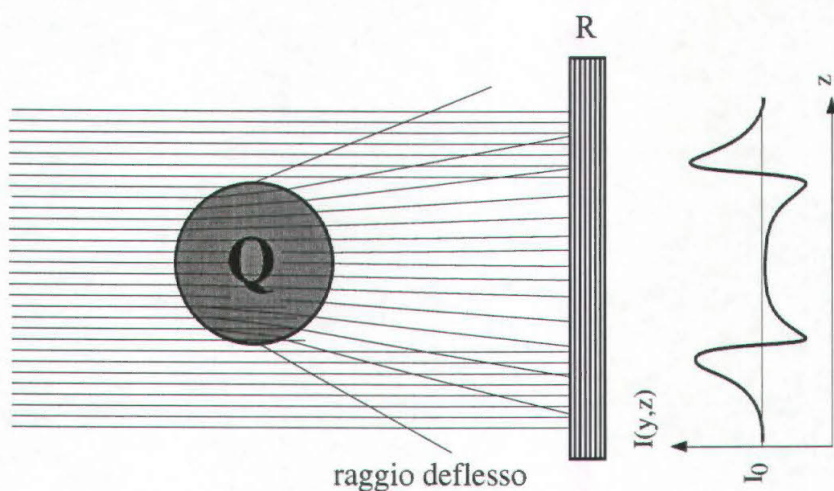


Fig.3.5. Rappresentazione schematica della formazione del segnale di contrasto di fase prodotto da un filo di sezione circolare.

3.2.3. La teoria di Fresnel- Kirchhoff.

La formulazione rigorosa della teoria del contrasto di fase si basa sulla diffrazione in campo vicino di Fresnel-Kirchhoff [Born, 1975]. Questa teoria tratta la diffrazione da una fenditura (o da un oggetto di fase) determinata da onde sferiche incidenti su di essa. Si consideri un insieme di onde sferiche monocromatiche di lunghezza d'onda λ , generate da una sorgente puntiforme S_0 situata nel punto $P_0(x_0, -r_0, z_0)$ di un sistema di assi cartesiani, avente l'asse y coincidente con la direzione di propagazione dei raggi X come in Fig.3.6. Un oggetto di fase sia posto alla distanza r_0 dalla sorgente, ed un rivelatore alla distanza r_1 dal campione. Si vuole determinare l'intensità della radiazione in un generico punto $P_1 \equiv (x_1, r_1, z_1)$ del rivelatore.

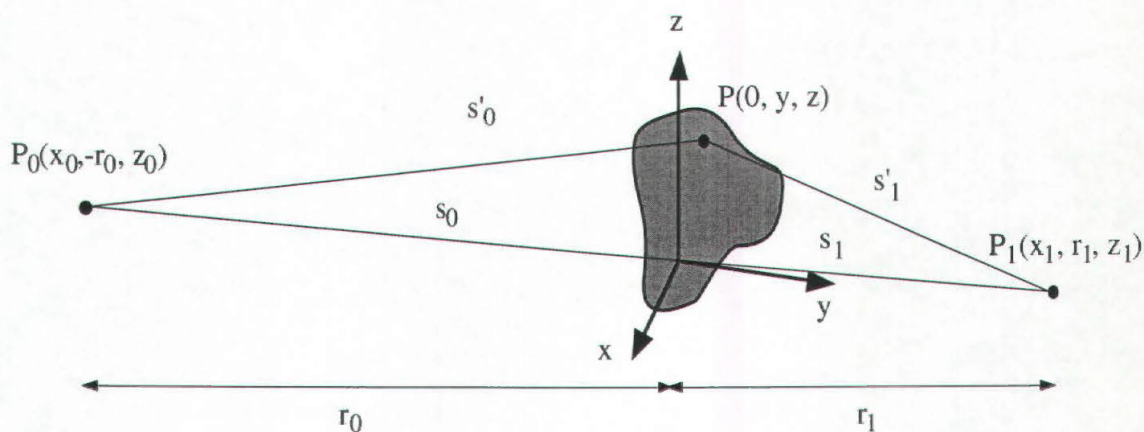


Fig.3.6. Sistema di riferimento utilizzato nel calcolo dell'integrale di Fresnel-Kirchhoff.

Nello spazio vuoto, in assenza dell'oggetto di fase e nell'approssimazione di piccoli angoli tra le traiettorie s_0 ed s_1 , l'onda sferica può essere scritta come:

$$E_0(x_1, z_1) = \frac{A}{s'_0 + s'_1} e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(s'_0 + s'_1)} \approx \frac{A}{r_0 + r_1} e^{\frac{2\pi i}{\lambda} \left(r_0 + r_1 + \frac{(x_1 - x_0)^2 + (z_1 - z_0)^2}{2(r_0 + r_1)} \right)} \quad (3.20)$$

Quando l'oggetto di fase è posto tra la sorgente ed il rivelatore, il fronte d'onda subisce un anticipo od un ritardo di fase. Il campo elettrico, utilizzando gli integrali di Fresnel diventa:

$$E(x_1, z_1) \approx -\frac{A i \cos \xi}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(s'_0 + s'_1)} e^{i\phi(x, z)}}{s'_0 s'_1} dx dz \quad (3.21)$$

dove l'integrazione è effettuata su tutto il piano xz e ξ è l'angolo tra la linea passante per PP_0 e la normale al piano immagine [Born, 1975].

Sempre nell'approssimazione di piccolo angolo, si può sviluppare in serie il termine dipendente da ϕ nell'integrale. Il campo elettrico, calcolato nel punto P_1 diventa:

$$E(x_1, z_1) = E_0(x_1, z_1)(1 + c_1(x_1, z_1)) \quad (3.22)$$

dove il termine $c_1(x_1, z_1)$ rappresenta l'interferenza di fase:

$$c_1(x_1, z_1) = -i \sqrt{\frac{r_0 + r_1}{\lambda r_0 r_1}} \cdot e^{-\frac{\pi i}{\lambda} \frac{(x_1 - x_0)^2 + (z_1 - z_0)^2}{r_0 + r_1}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{\pi i}{\lambda} \left(\frac{(x_1 - x_0)^2 + (z_1 - z_0)^2}{r_0} + \frac{(x_1 - x_0)^2 + (z_1 - z_0)^2}{r_1} \right)} \cdot \left[\frac{e^{i\phi(x, z)} - 1}{\text{termine di fase}} \right] \cdot dx dz \quad (3.23)$$

Il termine (1) nell'espressione è detto propagatore, in quanto è determinato dal ritardo di fase che l'onda subisce nella propagazione nello spazio vuoto tra la sorgente ed il rivelatore [Cowley, 1990], mentre il termine (2) rappresenta il ritardo di fase subito dall'onda nell'attraversare il campione. Il coefficiente $c_1(x_1, z_1)$ è dunque la convoluzione tra il propagatore ed il termine di fase.

Il segnale sul rivelatore è pari a:

$$I(x_1, z_1) = I_0 [1 + 2 \operatorname{Re}[c_1(x_1, z_1)] + |c_1(x_1, z_1)|^2] \quad (3.24)$$

Le relazioni ottenute hanno una validità generale. Per ottenere infatti il segnale nel caso di un oggetto assorbente è sufficiente effettuare la sostituzione $\delta \rightarrow \delta - i\beta$. Dunque il segnale in trasmissione si sommerà sempre al segnale in contrasto di fase.

Per una sorgente posta a distanza infinita dal campione ($r_0 \rightarrow \infty$) e per un filo di

sezione circolare e raggio r , la relazione (Eq.3.23) si semplifica e diventa:

$$c_1(z_1) = \frac{1}{\sqrt{i\lambda r_1}} \int_{-r}^r \underbrace{e^{\frac{\pi i (z-z_1)^2}{\lambda r_1}}}_{(1) \text{ propagatore}} \underbrace{[e^{i\phi(z)} - 1]}_{(2) \text{ termine di fase}} dz \quad (3.25)$$

con:

$$\phi(z) = -\frac{4\pi i \delta}{\lambda} \sqrt{r^2 - x^2} \quad (3.26)$$

Fissati lo spessore del campione e l'energia, la convoluzione dei due termini nella relazione (Eq.3.25) dipende solamente dalla distanza r_1 tra il campione stesso ed il rivelatore.

Nella Fig.3.7 è rappresentato l'andamento del propagatore nelle sue parti reale ed immaginaria. All'aumentare della distanza tra il generico punto z dell'oggetto di fase ed il generico punto z_1 sul rivelatore, il periodo di oscillazione diminuisce. La posizione dei nodi nel termine reale (Fig.3.7a) è:

$$z = z_1 \pm \sqrt{\lambda r_1 \left(n + \frac{1}{2} \right)} \quad (3.27)$$

mentre nella parte immaginaria è:

$$z = z_1 \pm \sqrt{\lambda r_1 n} \quad (3.28)$$

con $n=0, 1, 2, \dots$

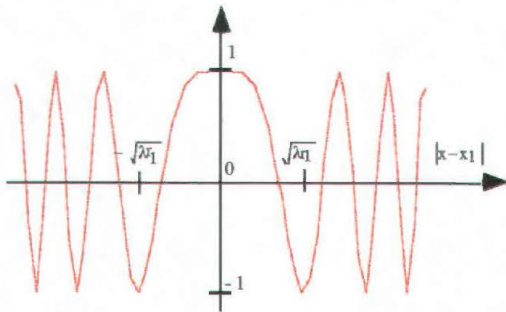


Fig.3.7a. Andamento della parte reale del propagatore, al variare della distanza tra i punti z e z_1 , rispettivamente sul campione e sul rivelatore.

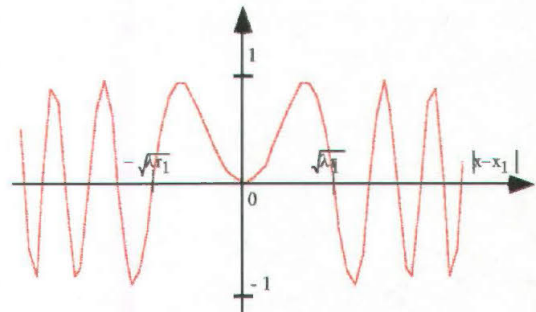


Fig.3.7b. Andamento della parte immaginaria del propagatore, al variare della distanza tra i punti z e z_1 , rispettivamente sul campione e sul rivelatore.

Il risultato della convoluzione dipende da quanto oscilla il propagatore nell'intervallo di variazione del termine di fase e dunque, nell'esempio mostrato, il diametro del filo.

Utilizzando la descrizione di [Goodman, 1968], al variare della distanza r_1 tra il campione ed il rivelatore si possono distinguere tre diverse regioni:

$$\sqrt{\lambda r_1} \ll r \quad (3.29a)$$

$$\sqrt{\lambda r_1} \approx \frac{r}{2} \quad (3.29b)$$

$$\sqrt{\lambda r_1} \gg r \quad (3.29c)$$

In termini numerici, se $E_\gamma = 10$ keV, $r = 40 \mu\text{m}$, le tre condizioni equivalgono rispettivamente a $r_1 \ll 12.9$ m, $r_1 \cong 3.2$ m, $r_1 \gg 12.9$ m.

Quando è verificata la (3.29a), caso rappresentato nella Fig.3.8a, il propagatore oscilla molto. Il termine $c_1(x_1, z_1)$ è sensibilmente diverso da zero solo nelle regioni ove la fase varia rapidamente, cioè ai bordi del filo.

Quando è soddisfatta la (3.29b), corrispondente alla Fig.3.8b, la distanza r_1 è detta "distanza di Fresnel". Il risultato dell'integrale (Eq.3.23) è massimo in quanto il propagatore ed il termine di fase hanno frequenze di oscillazione paragonabili e si ha, dunque, anche il valore massimo dell'intensità del segnale.

Quando infine è soddisfatta la (3.29c), caso rappresentato in Fig.3.8c, il propagatore è quasi costante nei limiti di integrazione e ciò corrisponde al limite $r_1 \rightarrow \infty$ cioè alla diffrazione in campo lontano alla Fraunhofer.

In Fig.3.8d è infine indicata l'intensità del segnale in trasmissione ($r_1 = 0$).

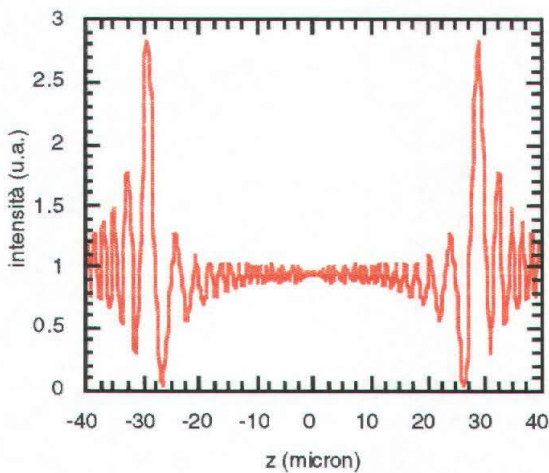


Fig.3.8a. Intensità teorica del segnale da un filo di polietilene. $r=40\ \mu\text{m}$, $E_\gamma=10\ \text{keV}$, $r_0=22\ \text{m}$, $r_1=0.50\ \text{m}$.

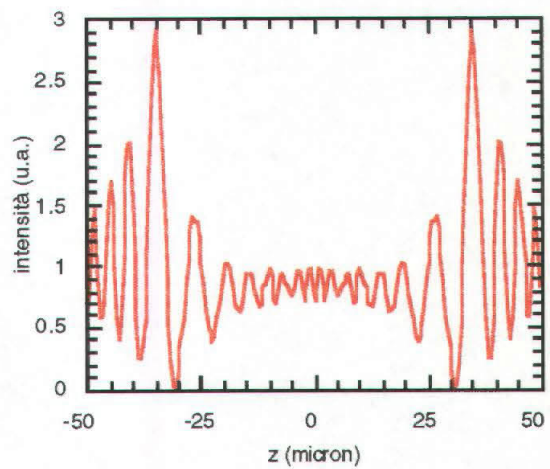


Fig.3.8b. Intensità teorica del segnale da un filo di polietilene. $r=40\ \mu\text{m}$, $E_\gamma=10\ \text{keV}$, $r_0=22\ \text{m}$, $r_1=2\ \text{m}$.

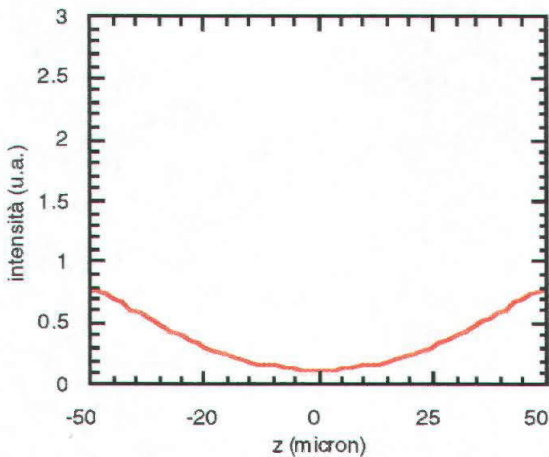


Fig.3.8c. Intensità teorica del segnale da un filo di polietilene. $r=40\ \mu\text{m}$, $E_\gamma=10\ \text{keV}$, $r_0=22\ \text{m}$, $r_1=100\ \text{m}$.

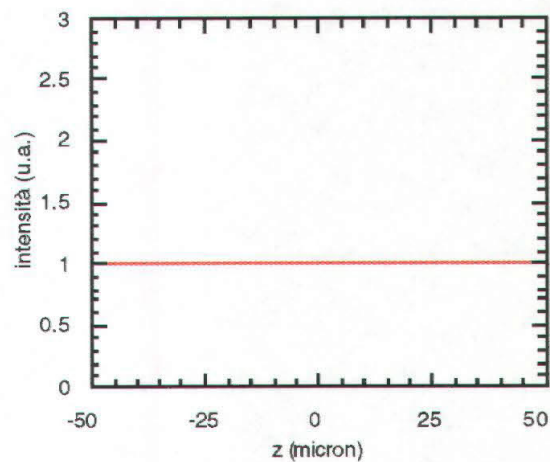


Fig.3.8d. Intensità teorica del segnale da un filo di polietilene. $r=40\ \mu\text{m}$, $E_\gamma=10\ \text{keV}$, $r_0=22\ \text{m}$, $r_1=0\ \text{m}$.

Nella Fig.3.9a è stato calcolato, al variare dell'energia, l'andamento della distanza di Fresnel per un filo di sezione circolare di raggio $r=40\ \mu\text{m}$, mentre nella Fig.3.9b è indicato l'andamento della distanza di Fresnel al variare del raggio di un filo, per $E_\gamma=10\ \text{keV}$. Dai grafici si evince che, se l'oggetto radiografato è un filo di polietilene, in un laboratorio di luce di sincrotrone come Elettra è possibile lavorare alla distanza di Fresnel solo utilizzando oggetti di diametro estremamente ridotto, oppure utilizzando energie molto basse; negli altri casi la distanza campione-rivelatore non sarà ottimizzata. Come si vedrà però nelle simulazioni del prossimo paragrafo, anche se la geometria non è ottimale, è possibile ottenere un segnale in contrasto di fase molto superiore al segnale in trasmissione.

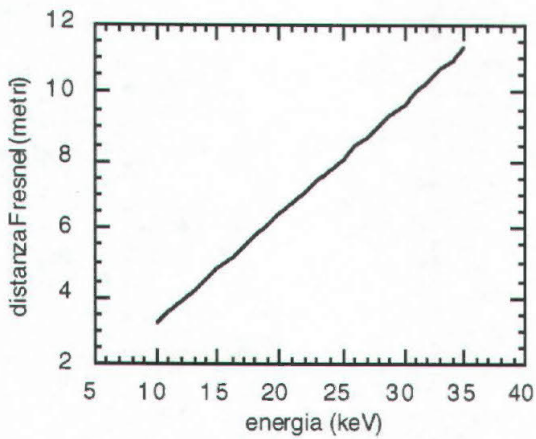


Fig.3.9a. Andamento della distanza di Fresnel al variare dell'energia, per un filo di $r=40 \mu\text{m}$.

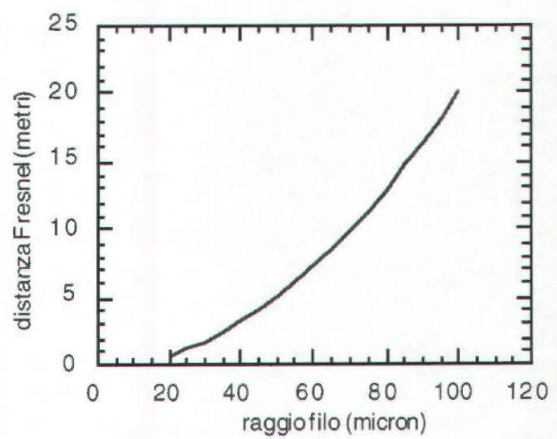


Fig.3.9b. Andamento della distanza di Fresnel al variare del raggio del filo, per $E=10 \text{ keV}$.

Ritornando all'esempio del filo di $r=40 \mu\text{m}$, rappresentato nelle Fig.3.8, e considerando il contrasto massimo (differenza massima tra le variazioni positive e negative dall'unità), per un'immagine ottenuta alla distanza di Fresnel (Fig.3.8a) si ha $C=280\%$, mentre in trasmissione esso è pari a circa $C=1\%$. Vi è dunque, nel caso di una geometria in contrasto di fase, un evidente guadagno in termini di segnale.

3.2.4. L'effetto della dimensione della sorgente.

Le relazioni illustrate finora sono state ottenute nell'approssimazione di una sorgente di raggi X puntiforme. Nel caso reale la sorgente ha una dimensione finita e dunque la sorgente, in termini spaziali è solo parzialmente coerente. Gli effetti di fase sono fortemente influenzati dalla coerenza della sorgente come verrà illustrato in questo paragrafo.

Si consideri nuovamente il sistema di riferimento indicato in Fig.3.6, nel quale ora la sorgente S_0 abbia una dimensione finita. Sia di dS_0 l'elemento infinitesimo della sorgente, posizionato nel punto $P_0(x_0, y_0, z_0)$ e si calcoli l'intensità $dI(x_1, z_1; x_0, z_0)$ della figura di diffrazione nel punto $P_1(x_1, y_1, z_1)$, utilizzando le relazioni (Eq.3.23) e (Eq.3.24).

L'intensità totale del segnale sarà l'integrale dell'intensità prodotta dai centri di irraggiamento. Poiché nel caso di un magnete curvante i centri di irraggiamento sono distribuiti casualmente e non in fase, va omesso il termine di interferenza tra le sorgenti [Bettini, 1981]. Si ottiene:

$$I(x_1, z_1) = \iint_{\text{sorg.}} dI(x_1, z_1; P_0) = I_0(x_1, z_1) \cdot \iint_{\text{sorg.}} |g(x_0, z_0)|^2 |1 + c(x_1, z_1; x_0, z_0)|^2 dx_0 dz_0 \quad (3.30)$$

dove $I_0(x_1, z_1)g(x_0, z_0)dx_0 dz_0$ è l'intensità della radiazione prodotta dall'elemento di sorgente $dx_0 dz_0$, mentre la funzione g soddisfa la relazione di normalizzazione:

$$\iint_{\text{sorg.}} g(x_0, z_0) dx_0 dz_0 = 1 \quad (3.31)$$

Applicando il teorema integrale di Fourier [Born, 1975] si ottiene la relazione:

$$c(x_1, z_1; x_0, z_0) = c \left[x_1 + \frac{r_1}{r_0} (x_0 - x'_0), z_1 + \frac{r_1}{r_0} (z_0 - z'_0); x'_0, z'_0 \right] \quad (3.32)$$

e quindi la (3.30) diventa:

$$I(x_1, z_1) = I_0(x_1, z_1) \iint_{\text{sorg.}} d\xi d\eta h(x_1 - \xi, z_1 - \eta) |1 + c(\xi, \eta; 0, 0)| \quad (3.33)$$

essendo:

$$h(\xi, \eta) = \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 g \left(-\frac{r_0}{r_1} \xi, -\frac{r_0}{r_1} \eta \right) \quad (3.34)$$

Ne consegue che l'immagine prodotta utilizzando una sorgente estesa è data dalla convoluzione del pattern generato da una sorgente puntiforme con la funzione di distribuzione della sorgente, riscalata per il fattore r_1/r_0 e rinormalizzata.

La sorgente da magnete curvante può essere approssimata con una gaussiana bidimensionale di deviazioni standard Σ_x e Σ_z (Cap.2.5.1). Nel caso della linea SYRMEP ad Elettra, i parametri caratteristici di tale distribuzione sono $\Sigma_x = 468 \mu\text{m}$ e $\Sigma_z = 59.6 \mu\text{m}$ [Bocchetta, 1997].

Anche la funzione h è quindi una gaussiana con larghezza ridotta di un fattore r_1/r_0 :

$$h(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_z} e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma_x^2} - \frac{\eta^2}{2\sigma_z^2}} \quad (3.35)$$

dove:

$$\sigma_x = \frac{r_1}{r_0} \Sigma_x \text{ e } \sigma_z = \frac{r_1}{r_0} \Sigma_z \quad (3.36)$$

Dalle relazioni (Eq.3.33) e (Eq.3.34) si deduce che la coerenza spaziale della radiazione dipende dalle dimensioni della sorgente e dal rapporto tra le distanze r_0 sorgente-campione ed r_1 campione-rivelatore. Supponendo di radiografare un oggetto utilizzando due distinte sorgenti puntiformi di pari intensità e distanti d , le due immagini saranno traslate dalla quantità $d \cdot (r_1/r_0)$ [Pogany, 1997]. Si suole dare un limite standard di coerenza quando la distanza tra due picchi nella figura di interferenza è minore della loro semilarghezza. Poiché la distanza tra due picchi è $2\sqrt{\lambda r_1}$ (Fig.3.7a) ciò implica

che:

$$d < r_0 \sqrt{\frac{\lambda_1}{r_1}} \quad (3.37)$$

Considerando ad esempio $E_\gamma = 17$ keV, $r_0 = 22$ m, $r_1 = 2$ m, la condizione (3.37) è verificata per $d < 130 \mu\text{m}$, limite non molto stringente per sorgenti di luce di sincrotrone di terza generazione e, nel caso di Elettra, essa è verificata almeno per la direzione z. Se le condizioni di coerenza non sono soddisfatte, il segnale in contrasto di fase non scompare, ma la convoluzione, che agisce come filtro passa basso, determina un taglio nelle frequenze della figura di interferenza.

3.2.5. L'intensità sul rivelatore.

Il segnale sul rivelatore è la convoluzione tra la figura di diffrazione determinata dal campione con una sorgente puntiforme, la dimensione della sorgente e la PSF del rivelatore [Bertocchi, 1993].

$$I(x_1, z_1) = I_{\text{teorico}}(x_1, z_1) * \text{PSF}_{\text{sorgente}}(x_0, z_0) * \text{PSF}_{\text{rivelatore}}(x_1, z_1) \quad (3.38)$$

Le oscillazioni della figura di diffrazione per oggetti piccoli e poco densi (come si può vedere nella Fig.3.8) si estendono per poche decine di micron e possono dunque essere rivelate solo con un detector che possiede una risoluzione spaziale dello stesso ordine di grandezza. Utilizzando pellicole di tipo industriale (per esempio del tipo Kodak-X-OMAT-MA, con $\text{PSF} = 5 \mu\text{m}$) il segnale convoluto mantiene le oscillazioni tipiche del contrasto di fase. Se invece il rivelatore ha una PSF di dimensioni superiori, esso agisce da filtro passa-basso con una frequenza di taglio minore della frequenza delle oscillazioni ed il segnale sul rivelatore risulterà attenuato proporzionalmente alla dimensione della PSF. Se per esempio la PSF ha una dimensione dell'ordine dei $30 \mu\text{m}$, i picchi di interferenza si riuniranno in un unico picco attenuato. L'effetto del sistema pellicola-schermo di rinforzo, normalmente utilizzato in mammografia (Trimax 3M, con $\text{PSF} = 32 \mu\text{m}$) è rappresentato nella simulazione di Fig.3.10c. Il segnale sulla pellicola ha un'intensità ridotta rispetto al caso di rivelatore ideale, ma il contrasto sull'immagine è ancora di molto superiore al semplice segnale in trasmissione (Fig.3.10d).

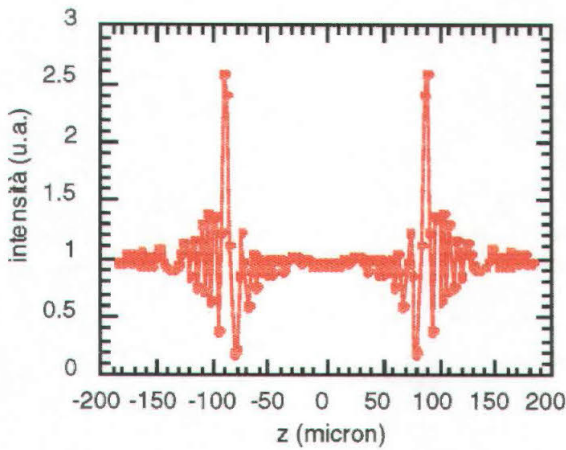


Fig.3.10a. Pattern di diffrazione di Fresnel per un filo $r=80$ mm, $r_0=22$ m, $r_1=2.3$ m.

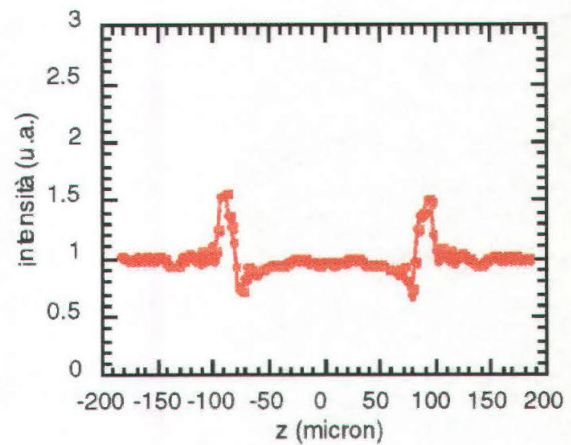


Fig.3.10b. Pattern di diffrazione convoluto con la dimensione della sorgente ($\Sigma_{z-sorg}=550$ μ m),

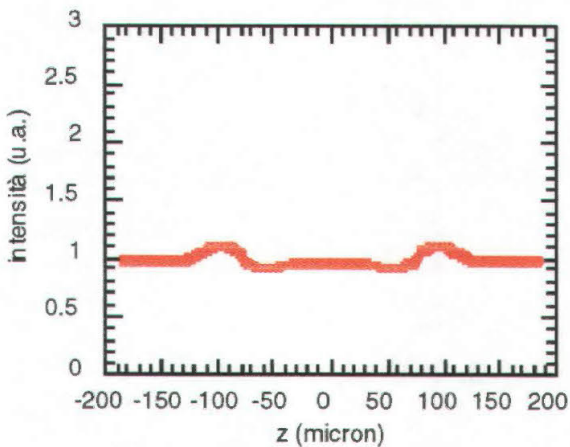


Fig.3.10c. Pattern di diffrazione convoluto con la dimensione della sorgente e la PSF della pellicola Trimax ($\Sigma_{Film}=13.6$ μ m).

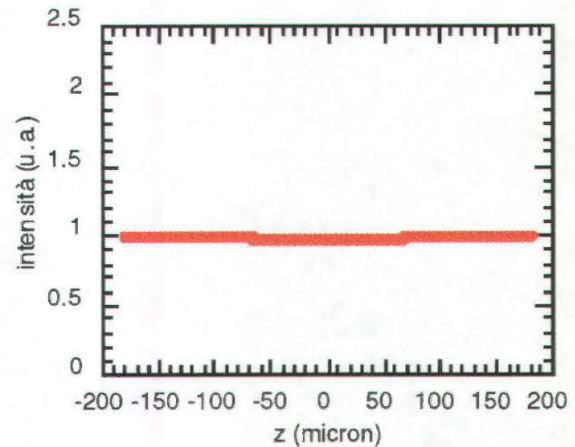


Fig.3.10d. Intensità del segnale in trasmissione.

3.2.6. Una simulazione applicata alla mammografia.

Un problema fondamentale nella mammografia clinica è la piccola differenza nel coefficiente di attenuazione lineare tra i tessuti, per esempio, di tipo fibroso, ed i tessuti ove è presente, per esempio, un carcinoma infiltrante, con la conseguente difficoltà nella diagnosi precoce di piccoli tumori. In questo paragrafo viene descritta una simulazione atta a verificare se il segnale in contrasto di fase possa migliorare la visibilità di piccoli tumori. Per effettuare questo tipo di simulazione è necessario conoscere i termini β e δ sia per un tessuto sano che per una carcinoma mammario, il tumore più frequente di questo organo. Per la determinazione di β e δ per i tessuti sani, si possono adoperare i valori della composizione chimica standard (riportati nella Tab.3.1) e della densità standard ($\rho=1.02$ $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$) [ICRU, 1989]; non esistono invece in letteratura dati analoghi per un carcinoma.

In letteratura sono invece disponibili i valori sperimentali del coefficiente d'attenuazione per raggi X monocromatici [Johns, 1987], sia per i tessuti mammari sani che per un

carcinoma. Essi sono riportati nella Tab.3.2 e permettono una stima dei dati mancanti, utilizzando le relazioni (Eq.3.2), (Eq.3.3) ed (Eq.3.6).

Tab.3.1. Composizione chimica standard di una mammella [ICRU, 1989].

Elemento	Frazione in peso
H	0.106
C	0.332
N	0.03
O	0.527
Na	0.001
P	0.001
S	0.002
Cl	0.001

Tab.3.2. Valori sperimentali, per alcune energie, del coefficiente di attenuazione lineare per tessuti mammari sani e per un carcinoma infiltrante [Johns, 1987].

Energia (keV)	$\mu_{\text{tess.fibroso}}(\text{cm}^{-1})$	$\mu_{\text{ca.}}(\text{cm}^{-1})$
18	1.028	1.085
20	0.802	0.844
25	0.516	0.529

Il campione utilizzato nella simulazione è un tessuto sano, dello spessore di 2 cm, nel quale è immerso un carcinoma di sezione cilindrica e diametro 160 μm (Fig.3.11). Nelle Fig.3.12a, Fig.3.13a e Fig.3.14a sono riportati i risultati della simulazione per $r_0=22$ m ed $r_1=2$ m per un fascio monocromatico incidente rispettivamente di $E_\gamma=18$ keV, $E_\gamma=20$ keV, $E_\gamma=25$ keV. Il segnale è stato convoluto con la dimensione della sorgente e con la PSF delle pellicole Trimax per la mammografia. Le Fig.3.12b, Fig.3.13b e Fig.3.14b rappresentano il segnale in trasmissione alle tre energie considerate. Nella Tab.3.3 sono riportati i dati riassuntivi del contrasto atteso nei casi studiati.

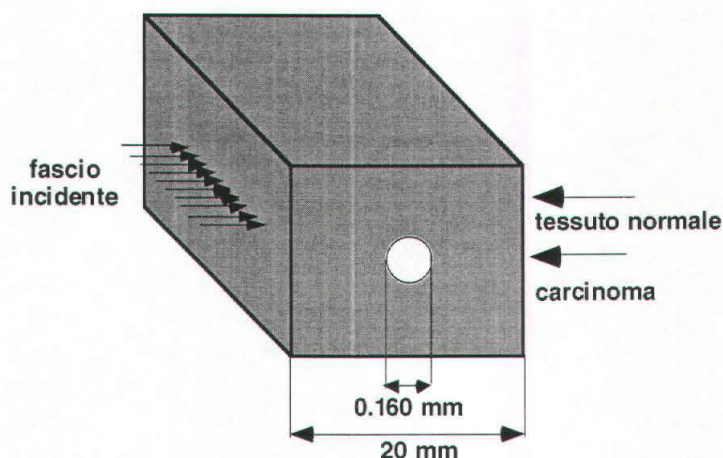


Fig.3.11. Rappresentazione schematica del fantoccio utilizzato nella simulazione.

Tab.3.3. Tabella riassuntiva dei risultati della simulazione per un carcinoma mammario immerso in un tessuto sano. Sono riportati i valori del contrasto massimo tratti dalle Fig.3.12, Fig.3.13 e Fig.3.14.

Energia (keV)	$C_{Ph.C.} \%$	$C_{Trasm.} \%$
18	1.6	0.09
20	1.3	0.07
25	1.0	0.03

Il segnale in contrasto di fase, alle tre energie considerate, è dalle 17 alle 30 volte superiore al segnale in trasmissione. Dai risultati appare inoltre che anche a 25 keV il contrasto sia al di sopra della soglia di visibilità, normalmente pari all'1-3% sulle pellicole utilizzate in diagnostica, mentre il contrasto delle immagini in trasmissione sia praticamente nullo a tutte le energie considerate.

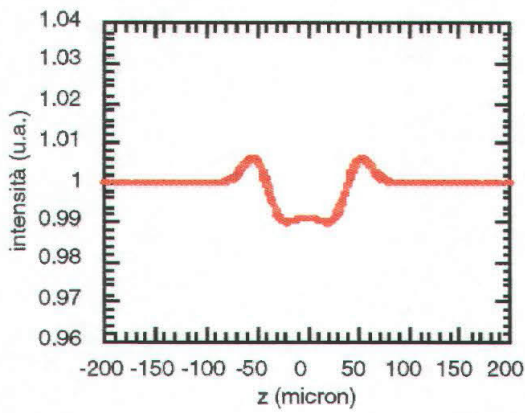


Fig.3.12a. Segnale carcinoma; $r=80\ \mu\text{m}$.
Ph.C. 18 keV.

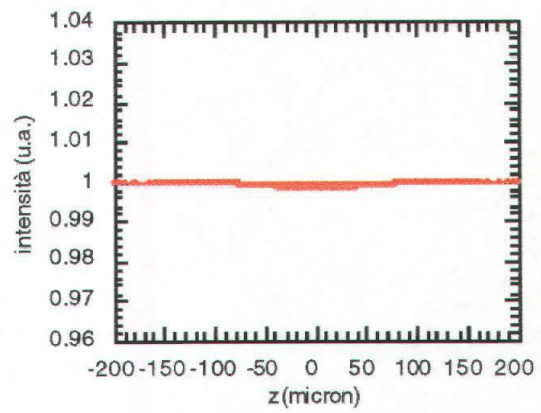


Fig.3.12b. Segnale carcinoma; $r=80\ \mu\text{m}$.
Trasmissione 18 keV.

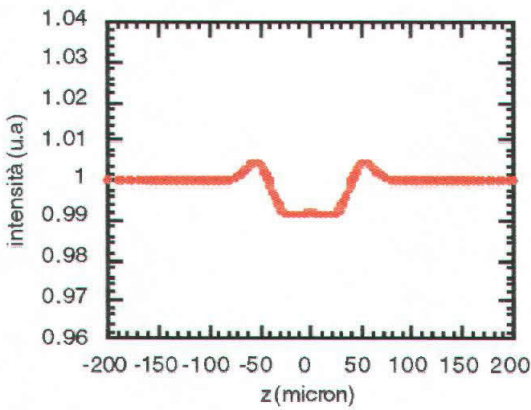


Fig.3.13a. Segnale carcinoma; $r=80\ \mu\text{m}$.
Ph.C. 20 keV.

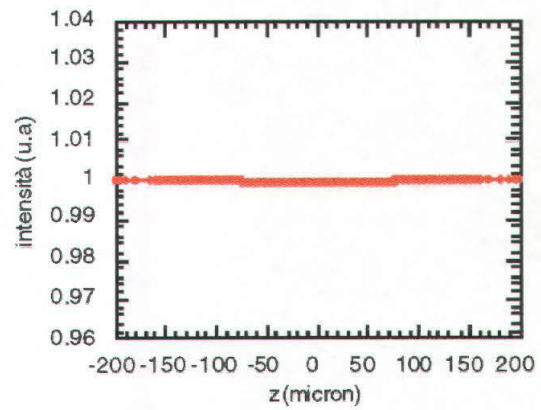


Fig.3.13b. Segnale carcinoma; $r=80\ \mu\text{m}$.
Trasmissione 20 keV.

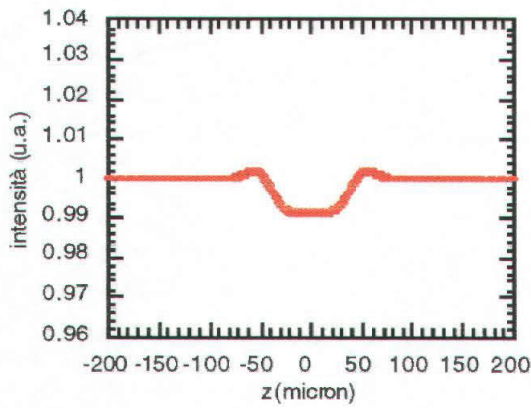


Fig.3.14a. Segnale carcinoma; $r=80\ \mu\text{m}$.
Ph.C. 25 keV.

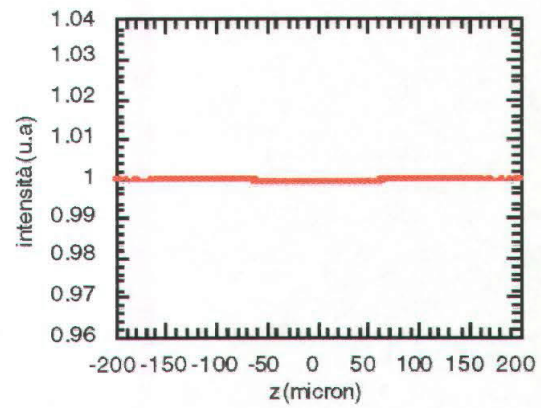


Fig.3.14b. Segnale carcinoma; $r=80\ \mu\text{m}$.
Trasmissione 25 keV.

3.3. L'apparato sperimentale.

In questo paragrafo viene illustrato l'apparato sperimentale utilizzato per le immagini in contrasto di fase presso la linea SYRMEP ed Elettra. Il campione è appoggiato su un supporto mosso verticalmente da un motore passo-passo Newport M-MTM200PPI (Cap.1.5.4); la distanza r_0 tra la sorgente di raggi X ed il campione è di circa 22.3 m. Come detector sono state utilizzate delle pellicole. Esse sono inserite in un apposito supporto, mosso verticalmente da un motore Newport MT160-200-10 μ m. La maggior parte delle immagini presentate nel Cap.5 sono state effettuate con $r_1=2.3$ metri. Sono state utilizzate due tipi di pellicole. Nelle immagini ad alta risoluzione sono state utilizzate le Kodak Ready-Pack (PSF = 5 μ m); negli altri casi le pellicole standard mammografiche, Trimax 3M, dotate di schermo di rinforzo. Le radiografie sono state effettuate mediante una scansione contemporanea del campione e della pellicola nella stessa direzione. Per evitare che le immagini risultino mosse, è necessario che la velocità angolare del rivelatore sia la stessa del campione. Ciò è facilmente ottenuto regolando le velocità dei due motori secondo la relazione:

$$\frac{v_{\text{campione}}}{v_{\text{rivelatore}}} = \frac{r_0 + r_1}{r_0} \quad (3.39)$$

cioè in modo inversamente proporzionale alla magnificazione delle immagini. Una camera di ionizzazione [Di Michiel, 1997] è posta davanti al campione per regolare l'esposizione e determinare la dose (Cap. 5).

3.4. Test sperimentali comparati con le simulazioni.

Con il set-up descritto nel paragrafo precedente sono stati effettuati alcuni test utilizzando come campione dei fili di nylon, di sezione cilindrica, dei quali è possibile simulare il segnale. Come rivelatore sono state utilizzate le pellicole diagnostiche Trimax. Nelle varie prove sono state mantenute fisse le distanze r_0 sorgente-campione pari a 22.3 m, e quella r_1 campione-rivelatore pari a 2.3 m, mentre si è variata l'energia. Nelle Fig.3.15b, Fig.3.16b e Fig.3.17b sono riportati i profili sperimentali ottenuti a 10 keV, 17 keV e 25 keV. Essi sono il risultato della digitalizzazione delle pellicole e della normalizzazione dei dati in base alla lettura con un microdensitometro. Nelle Fig.3.15a, Fig.3.16a e Fig.3.17a sono riportati per confronto i profili ottenuti dalle simulazioni. A parte una certa rumorosità del segnale misurato, causata dalle imperfezioni locali del monocromatore della linea (Cap.2.1), dal processo di sviluppo e dalla digitalizzazione

della pellicola (parametri non inclusi nella simulazione), i valori teorici sono molto simili a quelli ottenuti sperimentalmente. Per le tre energie considerate, sono riportati nella Tab.3.4, il contrasto massimo ricavato dalle figure ed il contrasto teorico in trasmissione. Come si può notare il contrasto misurato è di molto superiore a quello in trasmissione. L'analisi complessiva dei risultati fa giungere alla conclusione che, se da una parte la bontà delle simulazioni viene confermata, dall'altra dimostra che alla linea SYRMEP è possibile effettuare radiologia in contrasto di fase. Nel Cap.5 verranno illustrati molti esempi al proposito.

Tab.3.4. Confronto tra il contrasto sperimentale sulle immagini dei fili ed il contrasto teorico in trasmissione.

Energia (keV)	$C_{Ph.C.}$ %	$C_{Trasm.}$ %
10	50	2.9
17	25	0.8
25	8	0.4

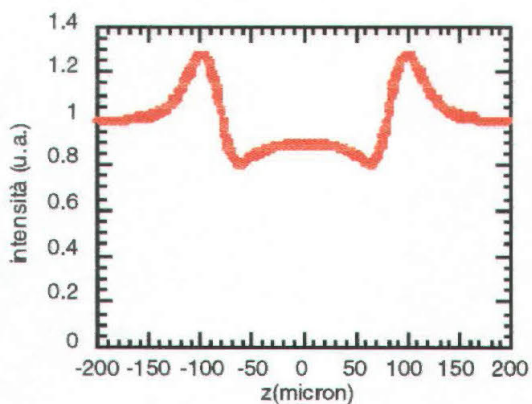


Fig.3.15a. Intensità teorica del segnale da filo $r=80\mu\text{m}$. Ph.C. $E=10\text{ keV}$.

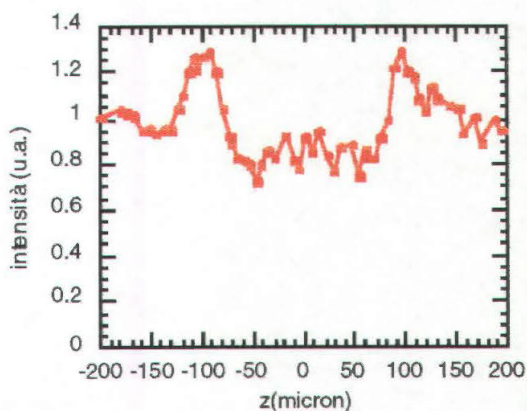


Fig.3.15b. Intensità sperimentale del segnale da filo $r=80\mu\text{m}$. Ph.C. $E=10\text{ keV}$.

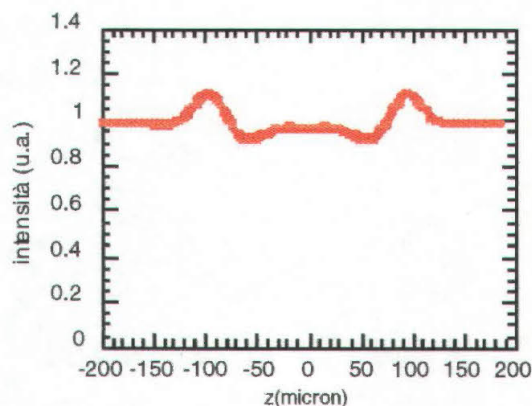


Fig.3.16a. Intensità teorica del segnale da filo $r=80\mu\text{m}$. Ph.C. $E=17\text{ keV}$.

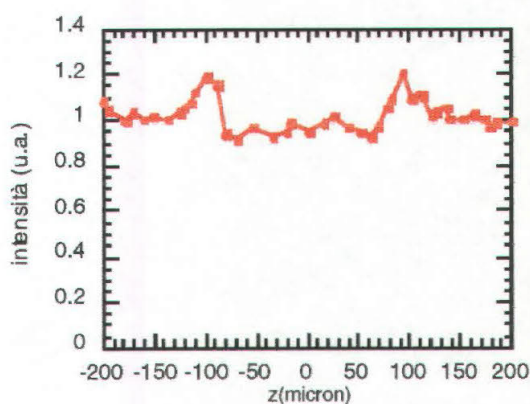


Fig.3.16b. Intensità sperimentale del segnale da filo $r=80\mu\text{m}$. Ph.C. $E=17\text{ keV}$.

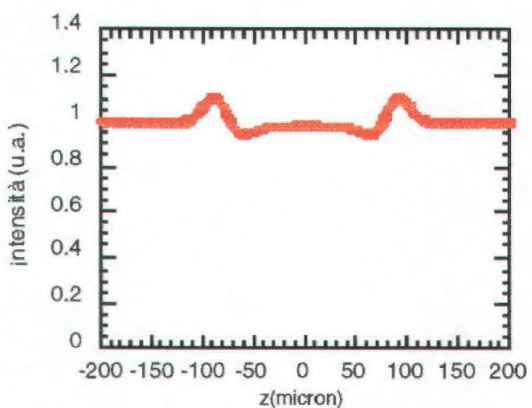


Fig.3.17a. Intensità teorica del segnale da filo $r=80\mu\text{m}$. Ph.C. $E=25\text{ keV}$.

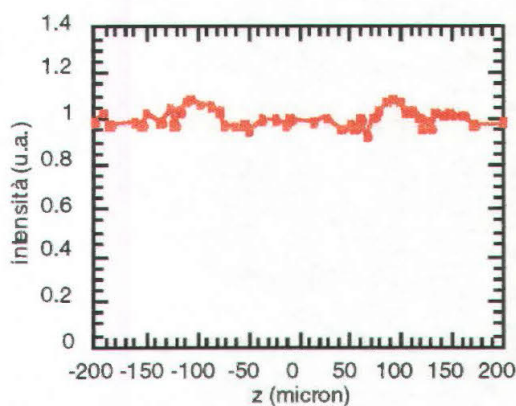


Fig.3.17b. Intensità sperimentale del segnale da filo $r=80\mu\text{m}$. Ph.C. $E=25\text{ keV}$.

Capitolo 4

La radiologia in Diffraction Imaging.

4.1. Introduzione.

Nel Cap.3 si è visto che un'onda monocromatica, passando attraverso un campione, subisce delle alterazioni di fase dovute alle variazioni di spessore e di indice di rifrazione (Eq.3.8). Ai gradienti di fase sul fronte d'onda, corrispondono variazioni dell'ampiezza dell'onda (Eq.3.22); scegliendo opportunamente la distanza tra il campione ed un rivelatore, è possibile registrare tali effetti che determinano un aumento del contrasto sull'immagine (Eq.3.24). Si è visto inoltre come la coerenza della sorgente ed in particolare la risoluzione spaziale del rivelatore giochino un ruolo importante nell'intensità del segnale rivelato (Eq.3.38). Infatti, in questo tipo di radiologia in contrasto di fase, la convoluzione tra l'intensità del segnale determinata dalla sola diffrazione e la Point Spread Function del rivelatore, riduce notevolmente l'intensità del segnale stesso. Il contrasto sulle immagini, pur rimanendo di un ordine di grandezza superiore a quello ottenibile in trasmissione, in taluni casi non è sufficiente a risolvere campioni estremamente sottili o con indice di rifrazione prossimo a quello del background.

In questo capitolo si discuterà un secondo metodo per rivelare i gradienti di fase sul fronte d'onda. Esso consiste nell'utilizzare l'alta sensibilità angolare di un cristallo perfetto di silicio, posto tra il campione ed il rivelatore, e chiamato "analizzatore". Poiché questo metodo di imaging si basa sulla diffrazione dei raggi X da un cristallo, esso è conosciuto con il nome di "Diffraction Imaging".

Prima dei test sperimentali alla linea SYRMEP, questa tecnica di imaging era già stata sperimentata, utilizzando come sorgente un tubo a raggi X convenzionale opportunamente monocromatizzato [Ingal, 1996], [Beliaevskaya, 1998], [Wilkins, 1995]. La limitazione nel flusso da tale tipo di apparecchiatura tradizionale consente di ottenere immagini di campioni biologici in tempi (2-5 ore) non compatibili con la metodologia clinica.

[Chapman, 1997] ha utilizzato per primo una sorgente di luce di sincrotrone, che permette di eseguire radiografie con questa metodologia in tempi molto contenuti (alcuni secondi), utilizzando come campione un fantoccio mammografico standard.

In questo capitolo verranno illustrati i risultati delle simulazioni preliminari, eseguite per verificare l'applicabilità della metodologia alla linea SYRMEP. Verranno inoltre proposte alcune simulazioni comparate con i dati sperimentali, riguardanti il segnale da fantocci a basso contrasto in assorbimento. I risultati dei test di applicabilità clinica di questa metodologia, mai discussi prima in letteratura, verranno invece presentati nel Capitolo 5.

4.2. La tecnica di Diffraction Imaging.

Un cristallo perfetto, per esempio di silicio, è caratterizzato da una curva di riflettività intrinseca, che dipende esclusivamente dalle caratteristiche del cristallo. La larghezza a mezza altezza di tale curva varia da 5 a 40 μ rad, a seconda dell'energia dei raggi X incidenti e dei parametri fisici del cristallo stesso (App.B). La curva di riflettività reale ha un'ampiezza maggiore che dipende anche dalla divergenza del fascio (App.B). Un cristallo è capace di selezionare una stretta banda angolare di raggi deviati da un campione. In questo approccio di tipo geometrico è possibile interpretare il segnale ottenuto dalla diffrazione dei raggi X su un cristallo, posto tra il campione ed il rivelatore. Si consideri inizialmente un filo di sezione circolare, raggio r , posto nel vuoto, investito da un fascio monocromatico di raggi X.

Come si è visto nel Cap.3, a causa delle variazioni di spessore e di indice di rifrazione tra un campione ed il vuoto, i raggi passanti attraverso il campione sono rifratti con angoli di deflessione pari a (Eq.3.12)

$$\Delta\alpha = -\frac{2\delta z}{\sqrt{r^2 - z^2}} \quad (4.1)$$

Ponendo uno schermo ad una certa distanza dal filo, si è visto che in certe condizioni è possibile registrare il segnale in contrasto di fase (3.15). Si supponga ora di collocare un cristallo perfetto tra il campione ed il rivelatore. La possibilità, per un raggio deviato dal campione, di venir diffratto dal cristallo dipende dalla curva di riflettività all'energia dei raggi X incidenti e dall'angolo di incidenza sul cristallo. Lo schema sperimentale è quello illustrato in Fig.4.1.

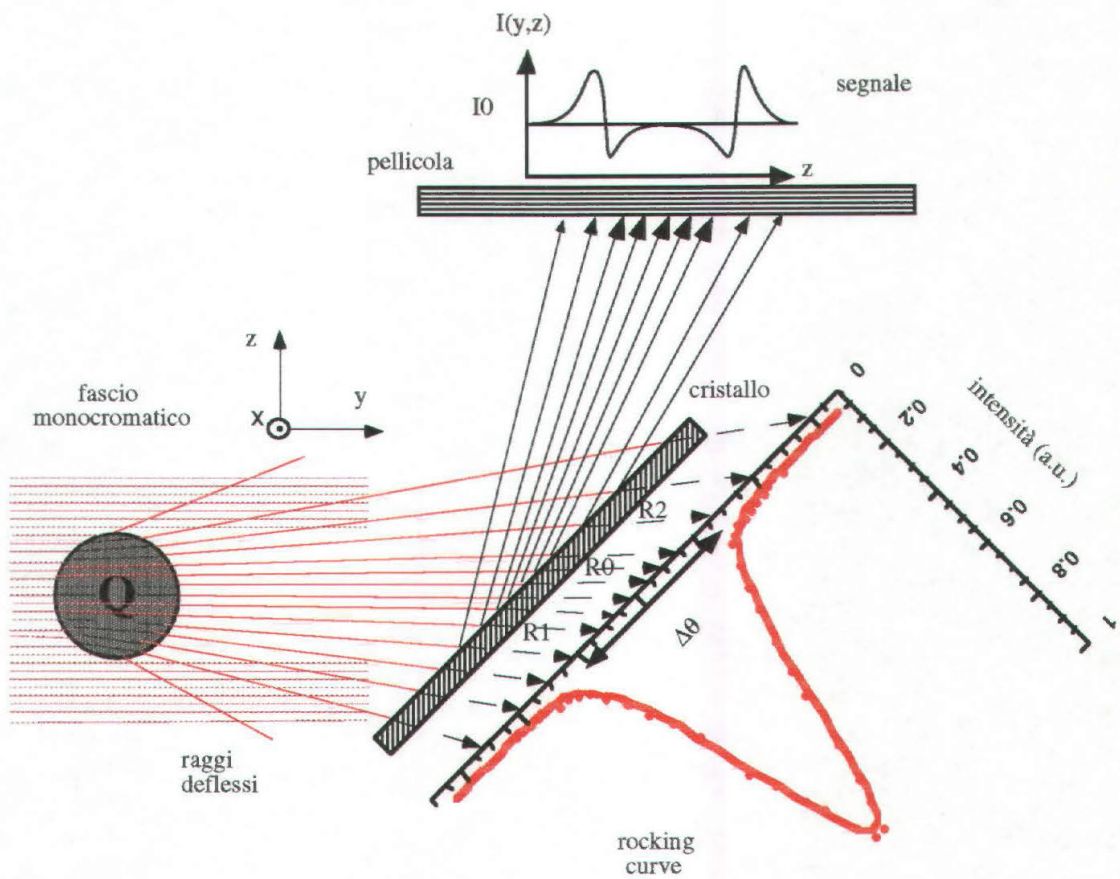


Fig.4.1. I raggi X monocromatici incidono sul filo e vengono deflessi di $\Delta\alpha$ in base alla (Eq.4.1). Essi raggiungono il cristallo, posizionato per esempio all'angolo di Bragg θ_B per l'energia dei raggi incidenti (App.B); l'intensità del fascio diffratto è proporzionale all'altezza della curva di riflettività all'angolo $\theta_B \pm \Delta\alpha$. Solo i raggi diffratti contribuiscono alla formazione dell'immagine sul rivelatore, determinando un profilo di intensità che può essere simile a quello in figura.

Sia $\Delta\theta$ la larghezza complessiva della curva di riflettività del cristallo ($\Delta\theta \approx 5 - 40 \mu\text{rad}$), intervallo angolare corrispondente alla divergenza dei raggi R_1 ed R_2 provenienti dal filo. Si supponga che l'angolo $\theta = \theta_B$ al quale è allineato il cristallo corrisponda al massimo della curva di riflettività per il raggio R_0 in Fig.4.1; tale angolo è quello di Bragg per i raggi X incidenti. Tutti i raggi esterni all'intervallo angolare $R_1 \hat{R}_2$ non saranno diffratti e saranno assorbiti dal cristallo (App.B), mentre lo saranno i raggi interni a tale intervallo; l'intensità del fascio diffratto in ciascuna direzione sarà proporzionale all'altezza della curva all'angolo corrispondente. Il cristallo opera dunque come un filtro selettore delle direzioni dei raggi incidenti. Si può subito vedere una caratteristica molto importante di questa tecnica di imaging. Tutti i fotoni che subiscono scattering coerente ed incoerente nel campione, con angoli maggiori della curva di riflettività del cristallo, non sono diffratti e dunque non vengono registrati sull'immagine. La perdita di direzionalità di raggi X,

inizialmente paralleli, nel passaggio attraverso il campione è detta "estinzione secondaria", in quanto il fenomeno è simile a quello dell'estinzione nei cristalli perfetti (App.B). È dunque possibile effettuare radiografie con una riduzione considerevole dello scattering coerente ed incoerente, che contribuisce al deterioramento della qualità dell'immagine. L'eliminazione dal fascio di tali componenti è tanto più consistente quanto più è stretta la FWHM della curva di riflettività del cristallo.

Poiché gli angoli di deflessione dei raggi X al passaggio attraverso un campione sono dell'ordine di $\Delta\alpha \approx 0 - 100\mu\text{rad}$ (da confrontarsi con la larghezza a mezza altezza della curva di riflettività pari a $\Delta\theta \approx 5 - 40\mu\text{rad}$) è anche possibile selezionare una determinata direzione dei raggi X. Questo caso verrà studiato nel Cap.4.6. Nel paragrafo seguente si studierà più in dettaglio l'effetto del cristallo analizzatore.

4.2.1. L'effetto della rocking-curve del cristallo analizzatore.

Uno schema del set-up necessario per utilizzare questo tipo di tecnica ad una linea di luce di sincrotrone è mostrato in Fig.4.2; dall'analisi seguente risulterà infatti l'importanza anche del tipo di monocromatore utilizzato per selezionare i raggi X, che, nel caso della beamline SYRMEP è un channel-cut Si(111).

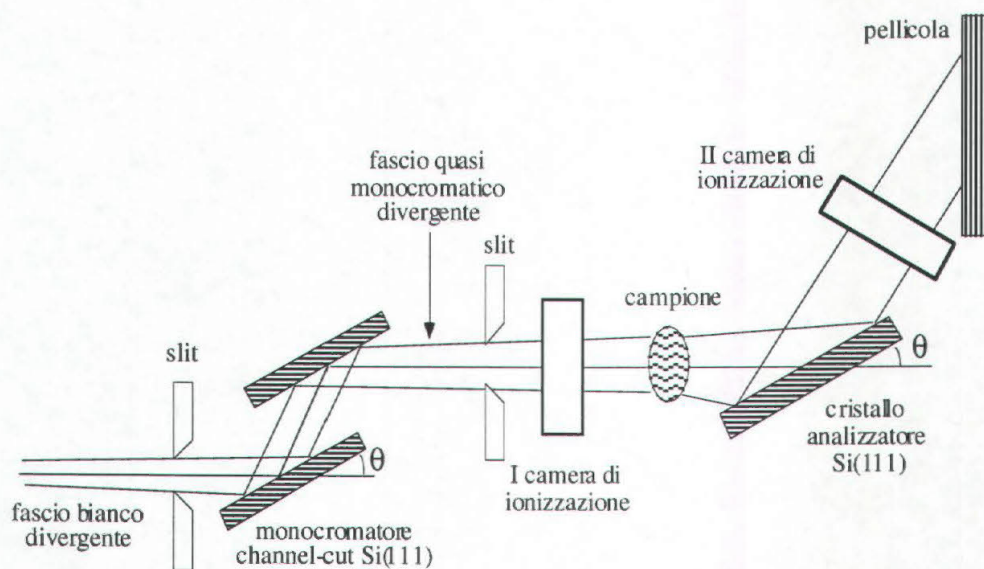


Fig.4.2. Il layout schematico del set-up utilizzato nei test di Diffraction Imaging alla linea SYRMEP.

Si supponga che il monocromatore channel-cut sia posizionato ad un certo angolo di Bragg θ_B . In base alla legge di Bragg, esso seleziona una certa banda di energie del fascio bianco incidente; la larghezza di banda dipende dalla sovrapposizione delle curve di riflettività intrinseca dei due cristalli, dalla distribuzione delle energie nel fascio principale

e dalla divergenza del fascio accettata dal monocromatore e regolata per mezzo del sistema di slit (App.B). La larghezza di banda è stata misurata ed i risultati sono stati esposti nel Cap.2.

Si consideri inizialmente il caso nel quale un nuovo cristallo, l'analizzatore, è posto a valle del monocromatore principale, e vi sia il vuoto tra i due cristalli. Se il cristallo monocromatore e l'analizzatore hanno le stesse caratteristiche fisiche (App.B), allora, effettuando una scansione dell'angolo θ in un intorno dell'angolo di Bragg θ_B , muovendosi a passi $\Delta\theta$ e registrando il numero di fotoni diffratti $I(\theta_B + \Delta\theta)$, per esempio con una camera di ionizzazione, si otterrà la curva di riflettività del cristallo analizzatore. Tale curva sarà data dalla sovrapposizione della curva di riflettività intrinseca dell'analizzatore con la curva di riflettività del monocromatore principale:

$$I(\theta_B + \Delta\theta) \propto \int R_{\text{mono}}^{\theta_B}(\theta') R_{\text{an}}^{\theta_B + \Delta\theta}(\theta') d\theta' \quad (4.2)$$

dove $R_{\text{mono}}^{\theta_B}(\theta)$ è la riflettività del monocromatore centrato sull'angolo di Bragg θ_B e $R_{\text{an}}^{\theta_B + \Delta\theta}(\theta)$ la riflettività dell'analizzatore centrato sull'angolo $\theta_B + \Delta\theta$.

Se l'analizzatore è mantenuto fisso all'angolo di Bragg θ_B , la camera di ionizzazione misurerà il massimo del flusso, in quanto le curve di riflettività del monocromatore e dell'analizzatore sono centrate allo stesso angolo θ_B . (Fig.4.3). La curva di sovrapposizione ha le stesse caratteristiche di ciascuna delle due curve di riflettività, ma possiede una larghezza a mezza altezza inferiore. Dunque viene diffratta una frazione dei fotoni incidenti sull'analizzatore pari al prodotto, angolo per angolo, delle curve di riflettività.

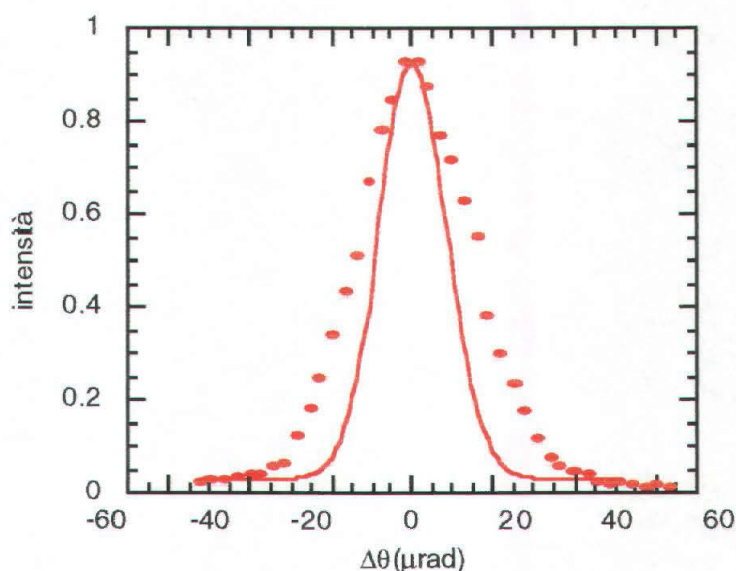


Fig.4.3. Confronto tra le curve di riflettività del monocromatore principale (linea tratteggiata) e dell'analizzatore (linea intera) a 17 keV. Il numero di fotoni diffratti dall'analizzatore è proporzionale alla sovrapposizione delle due curve.

Si consideri ora il cristallo analizzatore disallineato di un angolo $\Delta\theta$ rispetto alla curva di riflettività del monocromatore principale. Anche in questo caso l'intensità diffratta dal monocromatore (curva indicata con il numero 1 in Fig.4.4), sarà data dalla sovrapposizione delle due curve di riflettività, espressa dalla Eq.4.2. All'aumentare di $\Delta\theta$, diminuirà l'intensità del flusso diffratto; se $\Delta\theta$ è positivo, nel senso che l'analizzatore è inclinato ad angoli maggiori dell'angolo di Bragg, si indicherà questa posizione con "slope+" (curva 2 in Fig.4.4), mentre si indicherà con "slope-" se $\Delta\theta$ è negativo (numero 3 in Fig.4.4). Le posizioni dell'analizzatore rispetto al monocromatore verranno sempre indicate in questo modo. Accanto alla direzione di disallineamento, verrà indicata la percentuale di flusso diffratto dal cristallo analizzatore rispetto al flusso incidente.

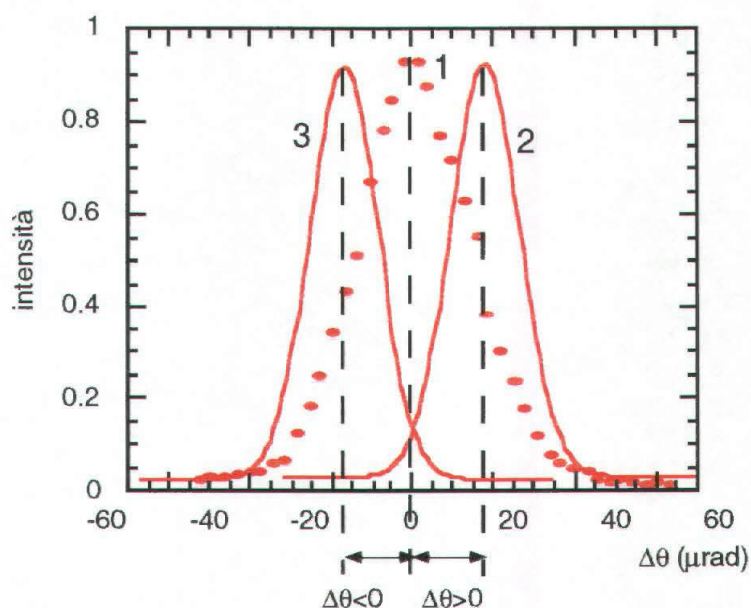


Fig.4.4. Al variare del disallineamento $\Delta\theta$ delle curve di riflettività dell'analizzatore (curve 2 e 3), rispetto a quella del monocromatore principale (curva 1) viene diffratta solo una frazione del fascio incidente sull'analizzatore.

Si supponga ora di introdurre un campione tra il monocromatore e l'analizzatore. Al passaggio attraverso il campione i raggi X saranno deviati a causa dei gradienti di spessore e di indice di rifrazione dell'oggetto (Eq.4.2). La distribuzione angolare del fascio incidente sull'analizzatore sarà dunque influenzata dalla rifrazione nel campione. Effettuando una scansione del cristallo analizzatore, registrando cioè una rocking-curve, si otterrà la curva di distribuzione dei raggi diffratti (o "curva di diffrazione"), visibile in Fig.4.5. Se lo scattering nel campione avviene a piccoli angoli, allora la curva di diffrazione sarà molto simile alla rocking-curve senza campione: è questo il caso di Fig.4.5, nella quale questa è paragonata alla rocking-curve ottenuta interponendo uno spessore di plexiglas di 4 cm.

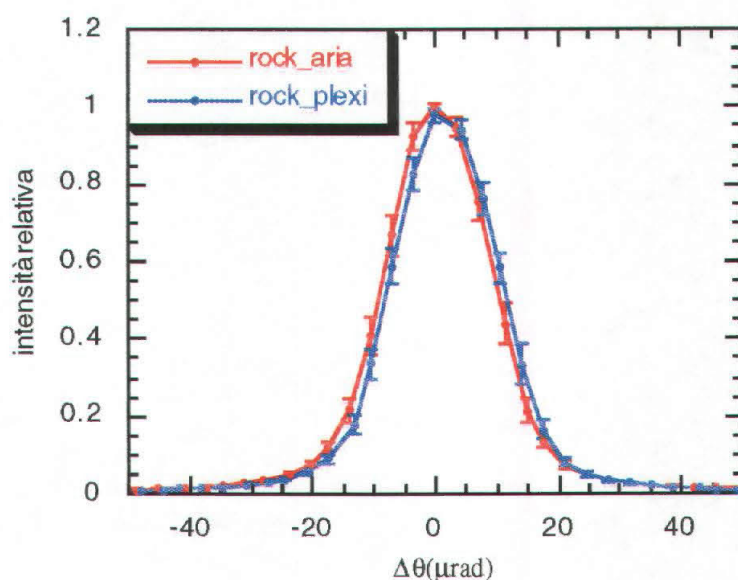


Fig.4.5. Confronto tra le rocking-curve sperimentali dell'analizzatore senza alcun campione a monte (in rosso) e quella registrata con un blocco di plexiglas di 4 cm davanti all'analizzatore. Le curve sono normalizzate ad 1 sull'integrale e sono state acquisite ad un'energia di 17 keV del fascio monocromatico.

Se invece lo scattering nel campione avviene a grandi angoli, la larghezza a mezza altezza della curva di diffrazione sarà superiore al caso precedente. In Fig.4.6 è mostrata la rocking-curve ottenuta con il fantoccio mammografico Ackermann a 17 keV. La media degli angoli di diffrazione è elevata per questo campione: infatti la FWHM a quest'energia è di 40 μrad , confrontata con la FWHM senza campione di 20 μrad . Le curve sono normalizzate in modo tale che, essendo $I(\theta_B)$ l'intensità dopo il campione, si ha:

$$I(\theta_B) = \int R_{\text{an}}^{\theta_B}(\theta') d\theta' \quad (4.3)$$

La rocking-curve mostrata in Fig.4.6 è ottenuta integrando lungo la direzione x l'intensità diffratta dal campione (Fig.4.1). Le deviazioni dei raggi X possono essere molto grandi, e determinano le lunghe code della curva.

In generale, per registrare sul rivelatore i raggi X deviati a grandi angoli $\Delta\alpha$ (Eq.4.1), è necessario disallineare l'analizzatore della stessa quantità; la formazione del contrasto sulle immagini dipenderà dunque da quanto i raggi vengono deviati dal campione. Nel paragrafo seguente si analizzeranno alcuni casi notevoli.

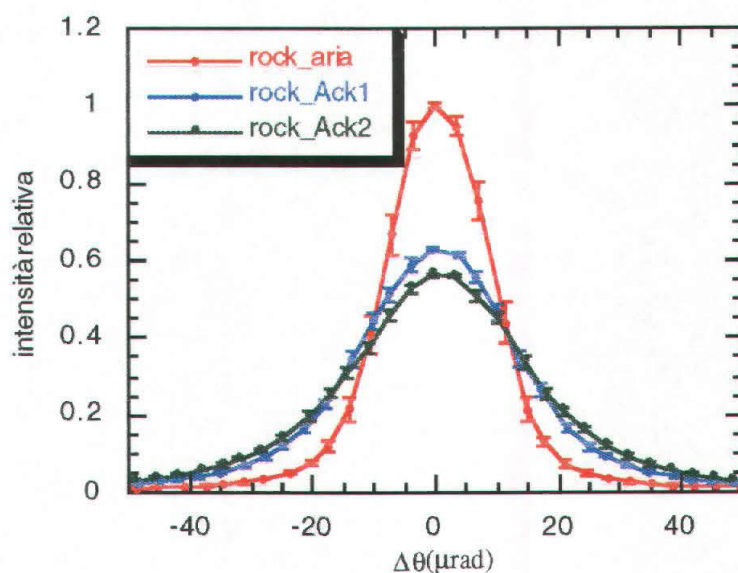


Fig.4.6. Confronto tra la rocking-curve sperimentale dell'analizzatore registrata senza campione (curva rossa) e quelle ottenute con il fantoccio "Ackermann" posto davanti all'analizzatore; le curve Ack1 ed Ack2 si riferiscono a due diverse posizioni del campione.

4.3. Analisi comparativa del contrasto sulle immagini.

Si analizzerà la formazione del contrasto di un particolare di un oggetto, rispetto al background nel quale è inserito, in base alla differenza nell'assorbimento fotoelettrico, proporzionale a $\Delta\beta = \beta_{\text{obj}} - \beta_{\text{back}}$ (Eq.3.6), alle variazioni del termine di reale dell'indice di rifrazione ($\Delta\delta = \delta_{\text{obj}} - \delta_{\text{back}}$) ed al disallineamento $\Delta\theta$ tra il monocromatore principale ed il cristallo analizzatore.

4.3.1. Particolare ad alto contrasto in trasmissione ed a piccoli angoli di rifrazione.

Il caso in esame ($\Delta\beta \gg 0$, $\Delta\delta \cong 0$) corrisponde, ad esempio, nell'imaging medico, ad una struttura ossea immersa in un background di tessuti molli. Sull'immagine in trasmissione il particolare ha un contrasto elevato ed i raggi subiscono una piccola deviazione.

In D.I., se $\Delta\theta = 0$, cioè l'analizzatore è parallelo al monocromatore principale, la percentuale dei raggi diffratti dal campione è uguale alla percentuale di quelli provenienti dal background, pesata con il termine di assorbimento (Fig.4.7). In questo caso, in D.I., non si ha un sostanziale miglioramento rispetto alla tecnica di contrasto di fase già

discussa nel Cap.3; dunque il contrasto sarà determinato principalmente dall'assorbimento fotoelettrico.

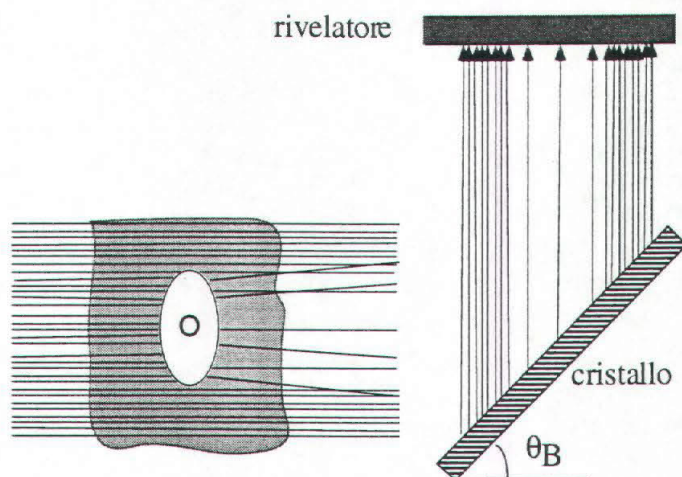


Fig.4.7. I raggi provenienti dal particolare O, che determina rifrazione a piccoli angoli, sono pesati dall'analizzatore allo stesso modo di quelli provenienti dal background. Il contrasto sul rivelatore è determinato principalmente dalle differenze di assorbimento nel campione.

Se $\Delta\theta \neq 0$, dopo l'analizzatore l'intensità della radiazione proveniente dal particolare sarà ridotta in egual misura rispetto a quella dal background. All'aumentare del disallineamento, diminuisce sia la percentuale di raggi provenienti dal particolare che dal background e sarà necessario esporre la pellicola per tempi maggiori.

In entrambi i casi affrontati si avrà un particolare chiaro su un fondo scuro e quindi il contrasto è diretto.

4.3.2. Particolare a basso contrasto in assorbimento ed a grandi angoli di rifrazione.

Il caso affrontato ($\Delta\beta \cong 0$, $\Delta\delta \gg 0$) corrisponde ad esempio, nell'imaging medico, ad un organo a struttura fine complessa, come i polmoni.

In trasmissione il particolare è scarsamente visibile, a causa della ridotta variazione dell'assorbimento fotoelettrico rispetto al background.

In D.I., se $\Delta\theta = 0$ vengono registrati tutti i raggi X del background ed una parte ridotta di quelli provenienti dal campione.

Se $\Delta\theta \neq 0$, all'aumentare del disallineamento verranno rivelati i raggi X deviati al passaggio attraverso il particolare mentre non lo saranno i raggi del background. Si avrà dunque un particolare scuro sul fondo chiaro e dunque con contrasto "inverso" (Fig.4.8).

Il tempo di esposizione della pellicola dipenderà dalla frazione di raggi deviati

nell'intervallo angolare selezionato. L'immagine del particolare presenterà delle zone di chiaro-scuro, determinate dalla diversa intensità di diffrazione da parte del cristallo, al variare dell'angolo di deviazione dei raggi X; esse presentano gradazioni opposte per $\Delta\theta > 0$ e per $\Delta\theta < 0$ (per esempio Fig.4.14b e Fig.4.14e).

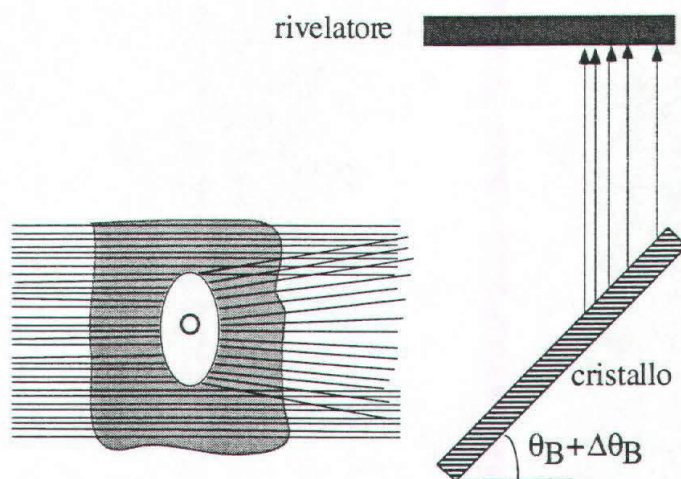


Fig.4.8. I raggi provenienti dal particolare O, che determina rifrazione a grandi angoli, sono selezionati dal campione. Nel caso limite rappresentato in figura, viene diffratta dal cristallo solo una piccola frazione dei raggi provenienti dal particolare. Si ha sul rivelatore un'inversione del contrasto.

4.3.3. Il caso di background non uniforme.

Questo contesto verrà discusso in modo approfondito nella presentazione delle immagini del fantoccio "Ackermann" (Cap.5.7). Si supponga che il background abbia una struttura con forti variazioni locali degli angoli di deviazione dei raggi X, mentre il particolare sia composto da un materiale uniforme.

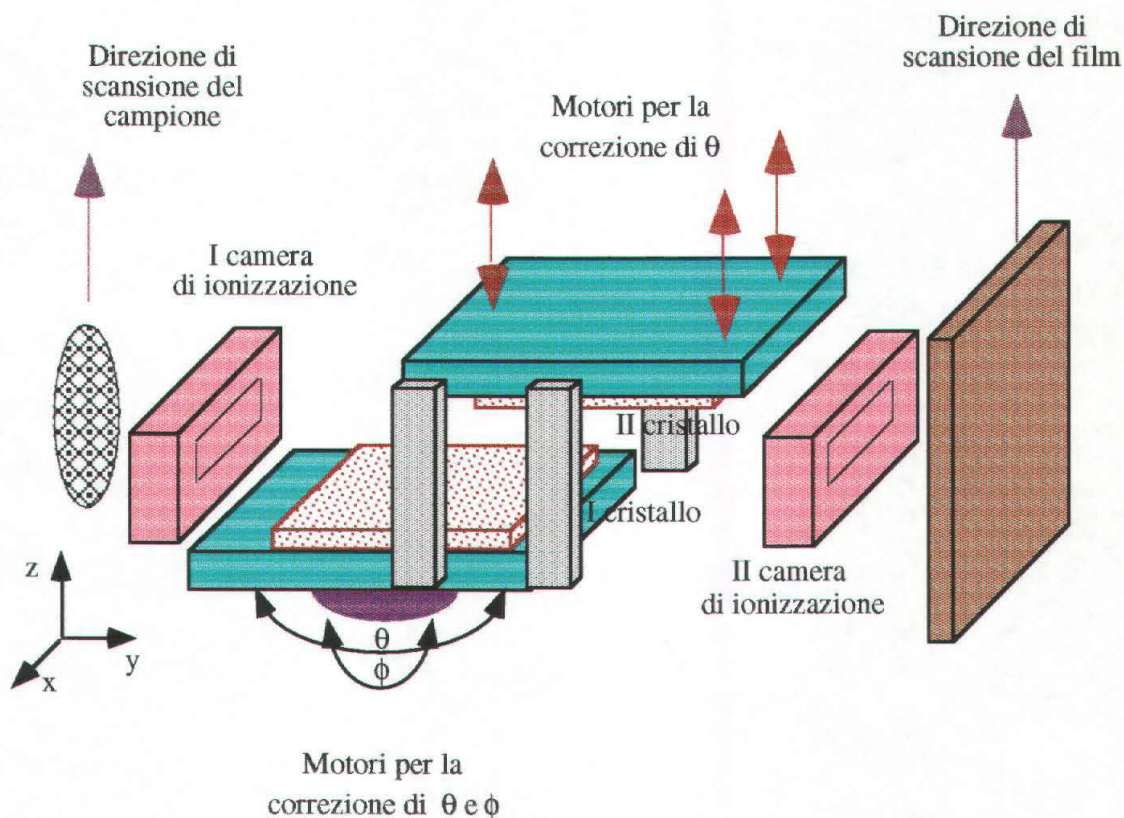
Il contrasto in trasmissione sarà sempre dominato dal termine $\Delta\beta$, con un degrado del rapporto segnale-rumore delle immagini a causa della presenza dello scattering. Nelle immagini in D.I. il contrasto dipenderà dalla frazione di radiazione incidente che ha subito la deviazione sul background, rispetto alla frazione che ha subito la deviazione sul particolare. Fissata la densità ottica desiderata sull'immagine, al variare dell'angolo $\Delta\theta$ di disallineamento dell'analizzatore rispetto all'angolo di Bragg per i raggi incidenti, sarà necessario esporre la pellicola per un tempo superiore ai casi corrispondenti per background uniforme, con un conseguente aumento della dose al campione.

4.4. L'apparato sperimentale.

Alla linea SYRMEP sono stati effettuati vari test in D.I. utilizzando diversi tipi di campione; alle prove su fantocci appositamente predisposti per studiare la tecnica, sono seguite immagini di campioni biologici, tra i quali alcuni reperti chirurgici.

Nei vari esperimenti sono stati testati due diversi set-up, ad uno e a due cristalli posti tra il campione ed il rivelatore, costituito in questo caso da una pellicola. Nella configurazione ad un cristallo il fascio diffratto forma un angolo pari a $2\theta_B$ rispetto alla direzione incidente; è dunque necessario inclinare il rivelatore di tale angolo per registrare le immagini; si ha però il vantaggio di una relativa semplicità nell'allineamento dell'analizzatore rispetto al fascio incidente.

Nel set-up a due cristalli, rappresentato in Fig.4.9, il primo cristallo viene mantenuto parallelo al monocromatore della beamline, e serve solo a deviare angularmente i raggi diretti sul secondo, utilizzato come analizzatore. Si ha il vantaggio che il fascio incidente sul rivelatore giace sullo stesso piano per qualunque angolo θ selezionato (e quindi per qualunque energia) e non è dunque necessaria alcuna correzione alla posizione del rivelatore; vi è però lo svantaggio che la procedura di allineamento è più complicata.



4.9. Schema del set-up a due cristalli utilizzato nella tecnica di Diffraction Imaging. La configurazione ad un cristallo è simile, con la sola rimozione appunto del secondo cristallo.

In entrambi i set-up il primo cristallo è posizionato su un supporto mosso da due motori Huber, con gli assi posti ortogonalmente l'uno rispetto all'altro: sono così possibili rotazioni del cristallo attorno all'asse x in Fig.4.9 e quindi l'allineamento di θ , ed attorno all'asse y , permettendo l'allineamento dell'angolo ϕ . Il sistema di due motori è appoggiato su un ulteriore stage mosso da un motore Berger-Lahr, che consente l'allineamento nella direzione z in Fig.4.9. La risoluzione angolare nella scansione in θ è di $5 \cdot 10^{-5}$ gradi, pari a $0.87 \mu\text{rad}$, sufficiente ad allineare con precisione la rocking-curve del cristallo, avente una larghezza a mezza altezza circa 30 volte superiore (Fig.4.12b). Nella direzione ϕ la precisione nell'allineamento è molto meno stringente, in quanto la rocking curve eseguita in questa direzione è circa 100 volte più larga (Fig.4.12d).

Nel set-up a due cristalli, il secondo cristallo è inserito su un supporto di alluminio ed è trattenuto da esso solo per gravità. È stato utilizzato questo accorgimento per evitare ogni possibile sforzo sul cristallo, che possa provocare una deformazione. Una struttura esterna in alluminio permette di collegare rigidamente i supporti dei due cristalli. Per l'allineamento fine del secondo cristallo, si è utilizzato in un primo tempo un sistema manuale costituito da tre viti micrometriche regolabili, (Fig.4.10), che agiscono sulla faccia superiore (non colpita dai raggi X) del cristallo. In una seconda fase alle tre viti sono stati connessi altrettanti motori, capaci di ruotare il supporto del cristallo alla velocità di $0.7 \mu\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ e controllati in modo remoto.

Per evitare precessioni nel movimento, che aumentano considerevolmente la difficoltà nell'allineamento fine del sistema, è necessaria una procedura preliminare in modo da garantire che gli assi di rotazione dei movimenti θ e ϕ risultino ortogonali; essa è stata effettuata con un'accuratezza di circa 0.7 mrad .

L'allineamento finale del sistema avviene in passi successivi. Nel set-up ad un cristallo, esso viene allineato con il fascio incidente dapprima in modo grossolano, utilizzando uno schermo fluorescente; ciò avviene regolando la posizione angolare del cristallo in modo che sia visibile, con una telecamera, la fluorescenza sullo schermo, provando così che il cristallo ha diffratto un'intensità sufficiente di raggi X. In una seconda fase, mediante una camera di ionizzazione, si cerca l'intensità massima diffratta operando in iterazioni successive su θ e ϕ . Nel set-up a due cristalli si esegue il ray-tracing con lo schermo fluorescente fino al secondo cristallo. Poi si opera l'allineamento su θ mediante le viti micrometriche ed infine si allinea ϕ , massimizzando il flusso registrato dalla seconda camera di ionizzazione. Nella Fig.4.10 è rappresentato un disegno particolareggiato del sistema meccanico utilizzato per l'allineamento dei cristalli.

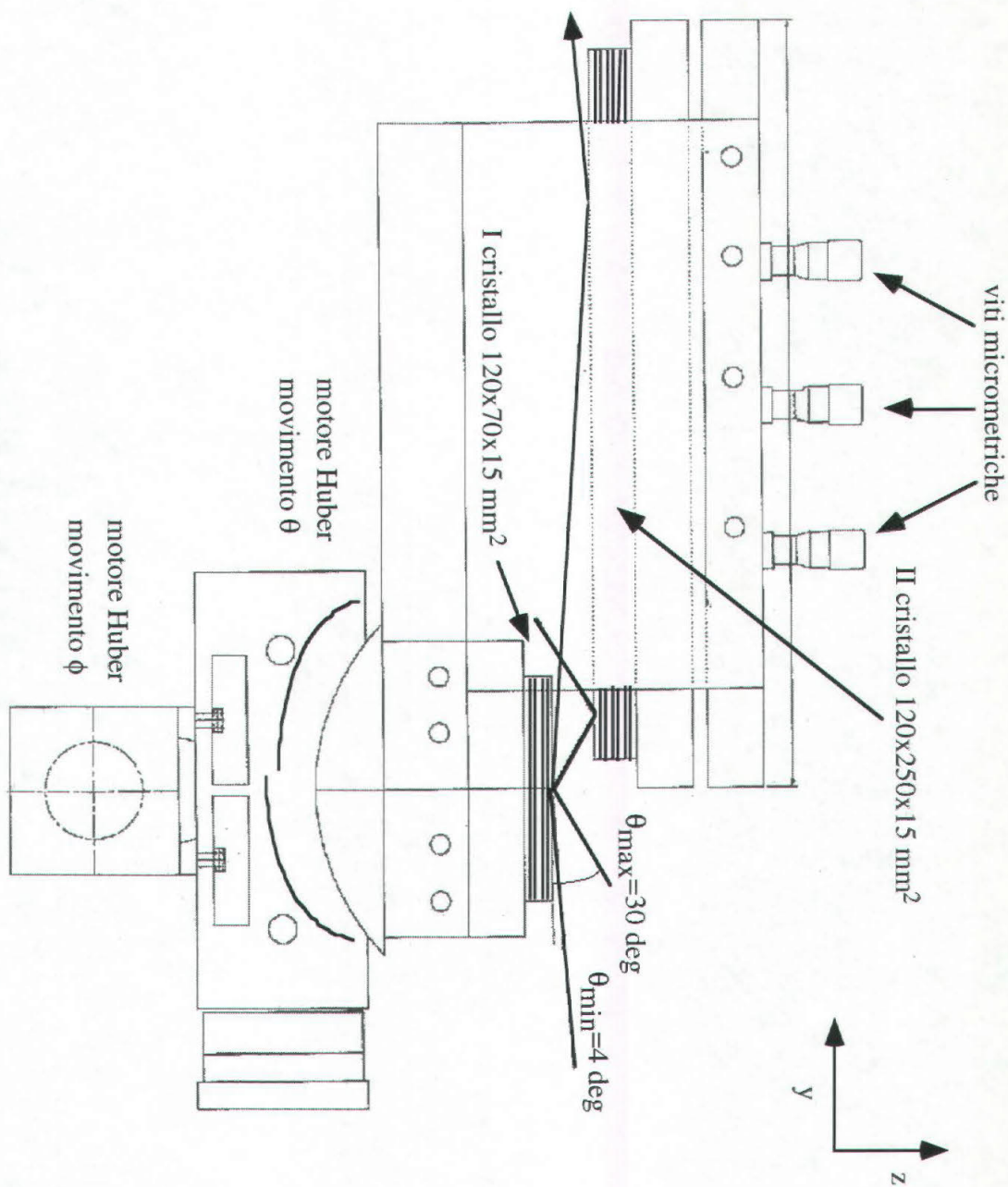


Fig.4.10. Schema dettagliato della meccanica nel set-up a due cristalli.

L'acquisizione delle immagini sul rivelatore avviene muovendo contemporaneamente il campione ed il sistema schermo-pellicola. Nel set-up a due cristalli questi movimenti hanno versi concordi; in quello ad un solo cristallo i versi sono invece opposti, per compensare il fatto che l'immagine del campione è rovesciata (Fig.4.11).

Nelle Fig.4.12a-c sono mostrate le rocking-curves dell'analizzatore registrate per tre diverse energie del fascio monocromatico incidente; nella Fig.4.12d è invece riportata la

rocking-curve lungo ϕ , registrata per un fascio incidente monocromatico di energia $E_\gamma = 20$ keV. Si può notare come la larghezza alla FWHM di questa curva sia circa 2 ordini di grandezza maggiore a quella registrata lungo θ alla stessa energia (Fig.4.12b).

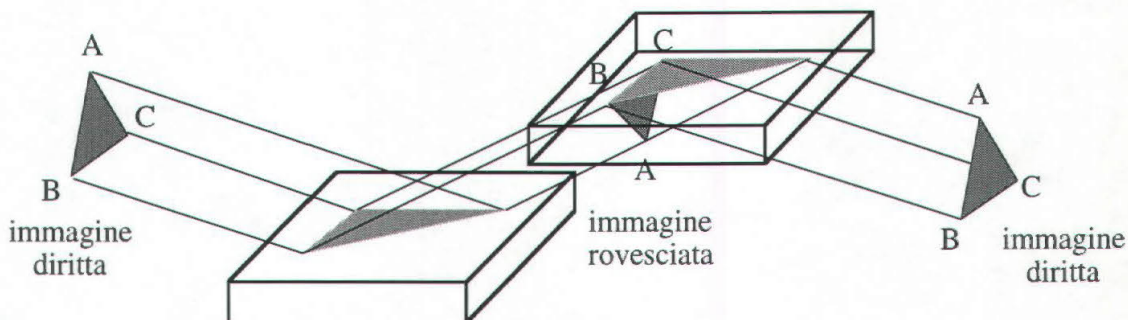


Fig.4.11. Utilizzando un solo cristallo l'immagine dell'oggetto risulta rovesciata; un secondo cristallo raddrizza nuovamente l'immagine.

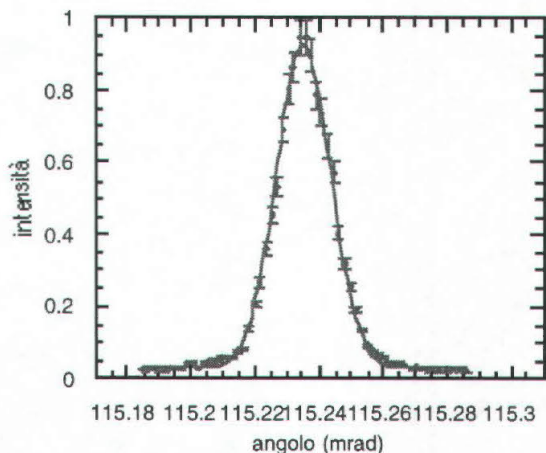


Fig.4.12a. Rocking curve sperimentale rispetto all'angolo θ , ottenuta con il cristallo analizzatore Si(111) e relativo fit gaussiano ($\sigma = 8.44 \mu\text{rad}$). $E_\gamma = 17$ keV.

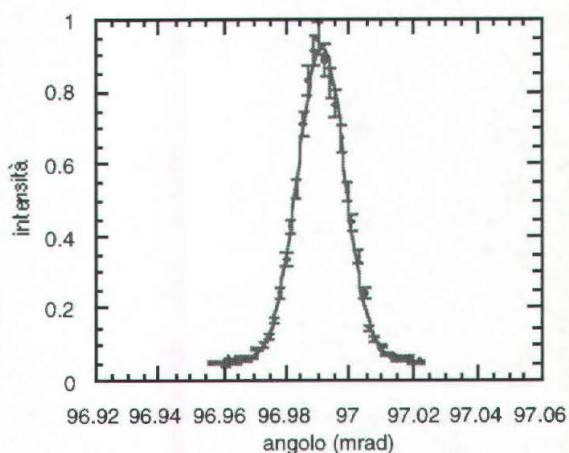


Fig.4.12b. Rocking curve sperimentale rispetto all'angolo θ , ottenuta con il cristallo analizzatore Si(111), e relativo fit gaussiano ($\sigma = 7.42 \mu\text{rad}$). $E_\gamma = 20$ keV.

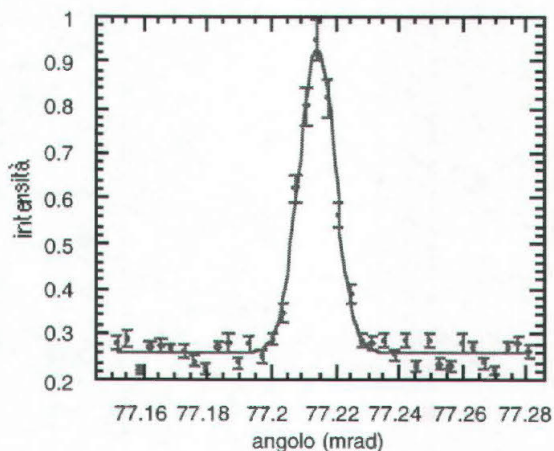


Fig.4.12c. Rocking curve sperimentale rispetto all'angolo θ , ottenuta con il cristallo analizzatore Si(111), e relativo fit gaussiano ($\sigma = 5.58 \mu\text{rad}$). $E_\gamma = 25$ keV.

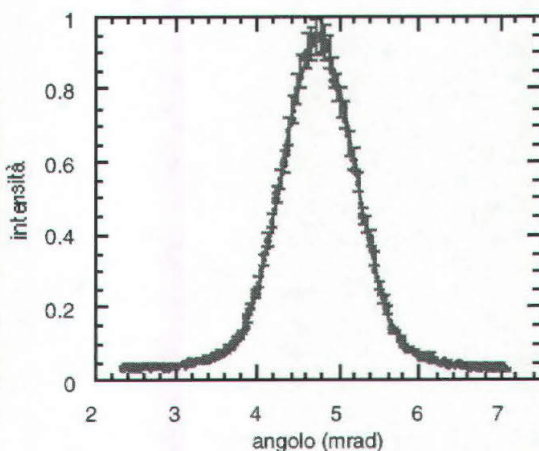


Fig.4.12d. Rocking curve sperimentale rispetto all'angolo ϕ , ottenuta con il cristallo analizzatore Si(111), e relativo fit gaussiano ($\sigma = 446.4 \mu\text{rad}$). $E_\gamma = 20$ keV.

4.5. Le simulazioni.

È stata effettuata una simulazione dell'intensità del segnale prodotto da un filo di nylon e da un cristallo analizzatore in diverse posizioni, confrontando poi i risultati ottenuti con i dati sperimentali registrati su pellicola. Per il calcolo del segnale sono stati utilizzati i risultati dell'approssimazione parassiale (Cap.3.22), che, come è già stato verificato, dà risultati confrontabili con quelli ottenuti con il calcolo integrale di Fresnel, ma consente un'enorme velocizzazione del calcolo.

Nella simulazione viene inizialmente generato un filo di raggio r , collocato nel piano oggetto, posto a distanza r_0 dalla sorgente del magnete curvante. Il piano immagine sul quale viene valutata l'intensità del segnale è posto invece alla distanza r_1 dal piano oggetto.

L'oggetto viene inizialmente suddiviso in un certo numero di "pixel", ciascuno dei quali è investito da un fascio di raggi X divergenti; per ciascun raggio viene calcolato l'angolo di deviazione in base all'approssimazione parassiale; tutti i raggi vengono poi fatti incidere sui diversi punti della rocking-curve, calcolata nell'angolo corrispondente all'energia del fascio incidente sul campione. Viene scelto un disallineamento, e per ciascun raggio rifratto dall'oggetto viene calcolata la riflettività corrispondente sulla rocking-curve. Il segnale, riscalato per la riflettività della curva, va quindi a sommarsi ad altri sul pixel corrispondente del piano immagine.

Il segnale totale così ottenuto è convoluto con la gaussiana che descrive il profilo della sorgente (Cap.3.2.4). Inoltre, per confrontare i dati della simulazione con i risultati sperimentali acquisiti su pellicola ed in seguito digitalizzati, si è tenuto conto degli ulteriori effetti che contribuiscono a ridurre l'intensità del segnale: la PSF della pellicola ad alta risoluzione Industrex ($\cong 5 \mu\text{m}$) e la PSF dello scanner ($\cong 42 \mu\text{m}$). L'intensità del segnale, inizialmente calcolata con raggi X provenienti da una sorgente puntiforme e registrati su un rivelatore "ideale" a $\text{PSF}=0$ è quindi convoluta nel seguente modo:

$$I_{\text{sim}} = I_{\text{teorico}} * \text{PSF}_{\text{sorgente}} * \text{PSF}_{\text{film}} * \text{PSF}_{\text{scanner}} \quad (4.4)$$

Nei grafici di Fig.4.13a e di Fig.4.13b sono mostrati i risultati della simulazione del segnale, a due diversi step della stessa, per un filo di polietilene di raggio $r=250 \mu\text{m}$, e per un flusso diffratto dopo l'analizzatore pari al 57% di quello incidente su di esso. Per confronto sono anche riportati i profili simulati per le tecniche di contrasti di fase (Fig.4.13c) e di trasmissione (Fig.4.13d).

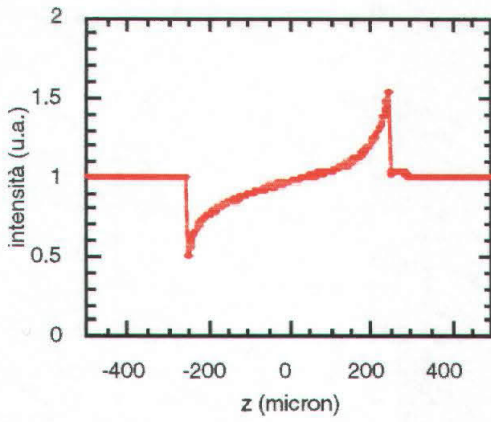


Fig.4.13a. Profilo simulato di un filo su uno schermo ideale. $r=250\ \mu\text{m}$. Slope+57%.

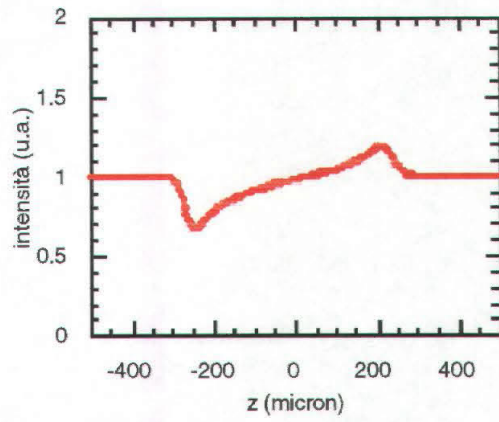


Fig.4.13b. Profilo simulato di un filo convoluto con $\text{PSF} = 5\ \mu\text{m}$ e densità ottica pellicola. $r=250\ \mu\text{m}$. Slope+57%.

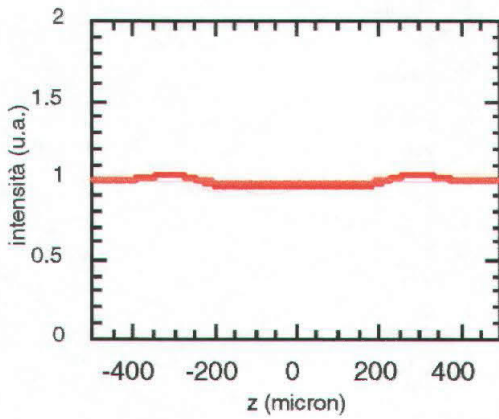


Fig.4.13c. Profilo simulato di un filo convoluto con $\text{PSF} = 5\ \mu\text{m}$ e densità ottica pellicola. $r=250\ \mu\text{m}$. Ph.C..

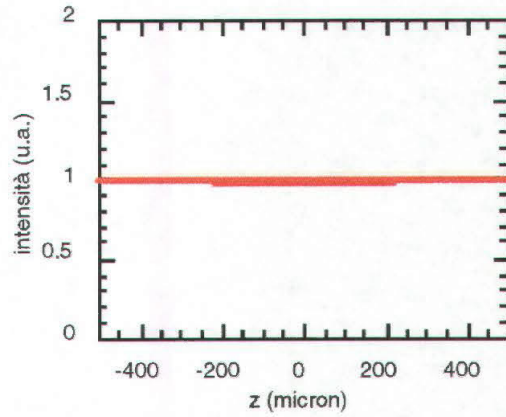


Fig.4.13d. Profilo simulato di un filo convoluto con $\text{PSF} = 5\ \mu\text{m}$ pellicola. $r=250\ \mu\text{m}$. Trasmissione.

Nella Fig.4.14 sono illustrati i risultati ottenuti dalla simulazione per $E\gamma=17\ \text{keV}$, $r=250\ \mu\text{m}$, $r_0=22\ \text{m}$, $r_1=2\ \text{m}$, utilizzando la rocking-curve acquisita sperimentalmente (Fig.4.12a), confrontati con i dati sperimentali.

Le immagini di Fig.4.15a e di Fig.4.15b rappresentano invece il confronto tra l'immagine simulata del filo e quella sperimentale, dopo la digitalizzazione, per il grafico di Fig.4.13b.

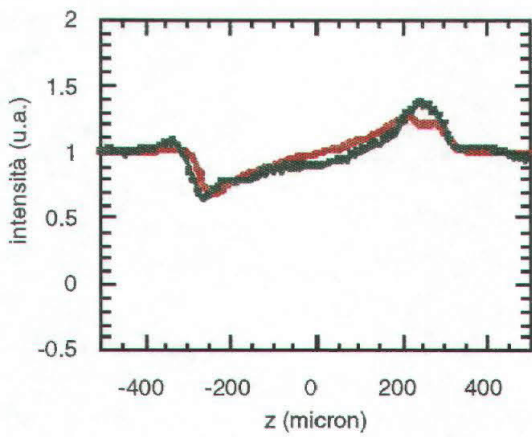


Fig. 4.14a. Profilo simulato (rosso) di un filo confrontato con profilo sperimentale (verde). $r=250 \mu\text{m}$. Top.

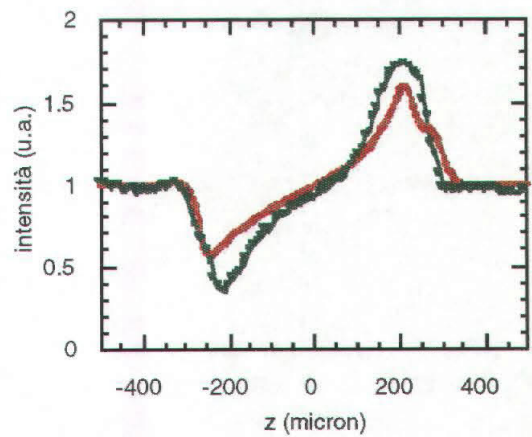


Fig. 4.14b. Profilo simulato (rosso) di un filo confrontato con profilo sperimentale (verde). $r=250 \mu\text{m}$. Slope-5%.

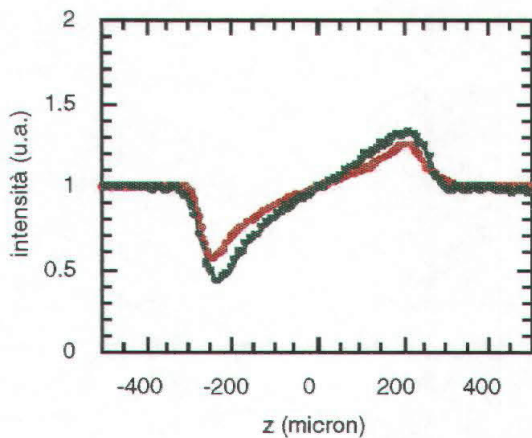


Fig. 4.14c. Profilo simulato (rosso) di un filo confrontato con profilo sperimentale (verde). $r=250 \mu\text{m}$. Slope-17%.

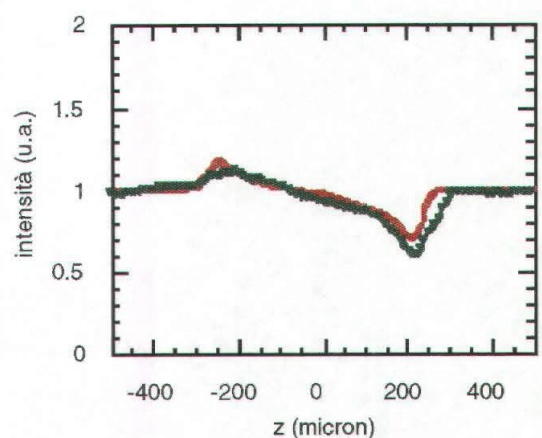


Fig. 4.14d. Profilo simulato (rosso) di un filo confrontato con profilo sperimentale (verde). $r=250 \mu\text{m}$. Slope+70%.

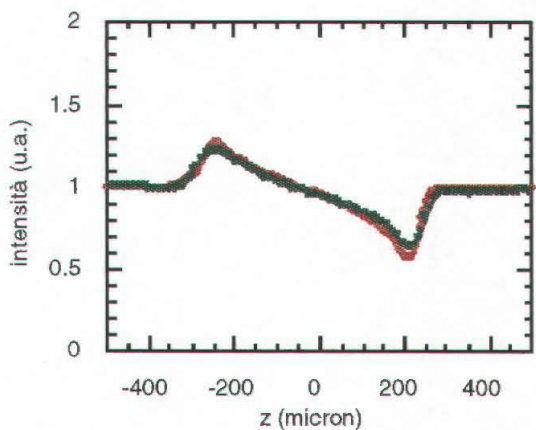


Fig. 4.14e. Profilo simulato (rosso) di un filo confrontato con profilo sperimentale (verde). $r=250 \mu\text{m}$. Slope+30%.

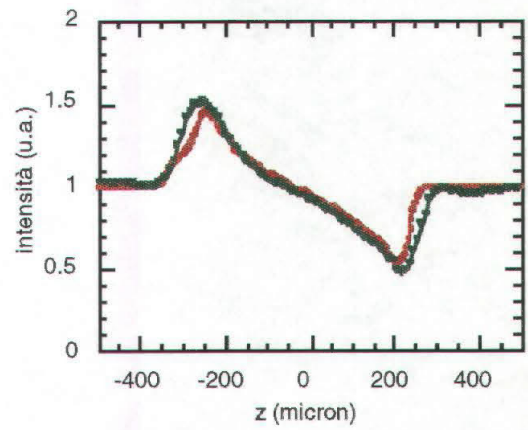


Fig. 4.14f. Profilo simulato (rosso) di un filo confrontato con profilo sperimentale (verde). $r=250 \mu\text{m}$. Slope+10%.

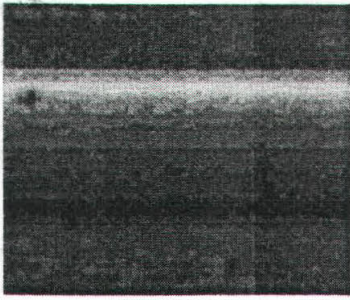


Fig.4.15a. Immagine su pellicola di filo di nylon, $r=250 \mu\text{m}$, slope-57%.

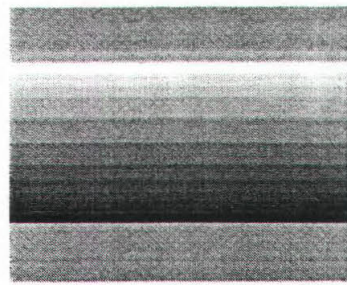


Fig.4.15b. Immagine simulata di filo di nylon, $r=250 \mu\text{m}$, slope-57%.

4.5.1. Discussione dei risultati della simulazione.

In generale, i profili simulati a vari disallineamenti del cristallo seguono molto bene i dati sperimentali. La massima discrepanza si ha nell'immagine Fig.4.14b (slope-5%) dove il valore massimo del segnale misurato è del 60% da confrontarsi con il dato sperimentale del 70%.

Al variare della posizione del cristallo il contrasto varia sensibilmente, da un minimo del 70% nel caso del "top" (Fig.4.14a), ad un massimo corrispondente a grandi disallineamenti (es. Fig.4.14b, slope-5%, $C=135\%$).

Al variare dell'angolo di disallineamento del cristallo è possibile selezionare "a piacimento" il contrasto desiderato sulle immagini, selezionando solo la frazione di raggi con un certo angolo di deviazione.

L'immagine del filo in trasmissione possiede una simmetria intrinseca rispetto all'asse x; in D.I. l'immagine è invece asimmetrica, a causa della selezione angolare operata dalla rocking-curve.

Dal confronto dei profili risulta inoltre evidente la differenza tra il segnale acquisito in contrasto di fase e quello in D.I.. Nel primo caso l'intensità è fissata dal gradiente di fase introdotto dalla presenza dell'oggetto e dalla distanza oggetto-rivelatore. In D.I. l'intensità dell'onda è ulteriormente pesata dalla riflettività del cristallo: ciò porta ad un diverso contrasto dovuto alla riduzione del contributo dei raggi rifratti rispetto a quello dei raggi non deviati.

Per quanto riguarda la dose necessaria per ottenere un medesimo annerimento della pellicola, se in contrasto di fase, fissati l'energia del fascio E_γ , la distanza campione-rivelatore r_1 ed il tipo di pellicola, vi è almeno in linea di principio, corrispondenza biunivoca tra esposizione dell'oggetto ed annerimento, invece, in D.I., all'aumentare del disallineamento del cristallo rispetto al monocromatore principale, varia l'esposizione necessaria per una data densità ottica.

4.5.2. Una simulazione applicata alla mammografia.

Per confrontare ulteriormente le tecniche di contrasto di fase e di D.I. è stata effettuata una simulazione del segnale ottenibile con quest'ultima tecnica con lo stesso campione utilizzato in contrasto di fase e seguendo gli stessi step (Cap.3.2.6). I risultati ottenuti, mostrati per due diversi disallineamenti del cristallo e visibili nella Fig.4.16, sono confrontati numericamente, nella Tab.4.1, con quelli già discussi in contrasto di fase (Tab.3.3).

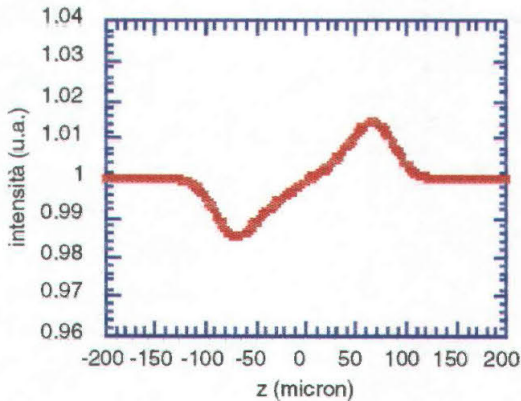


Fig.4.16a. Segnale da carcinoma, $r=80$ micron, 18 keV, slope-10%.

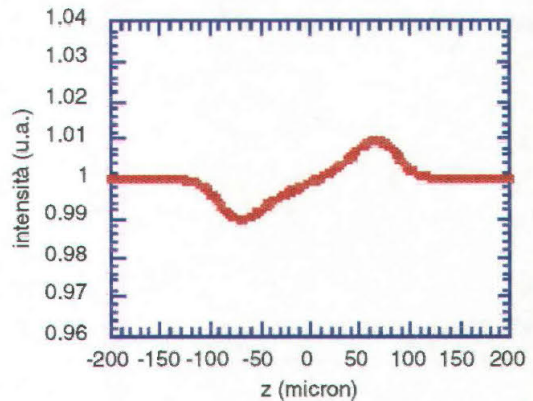


Fig.4.16b. Segnale da carcinoma, $r=80$ micron, 18 keV, slope-50%.

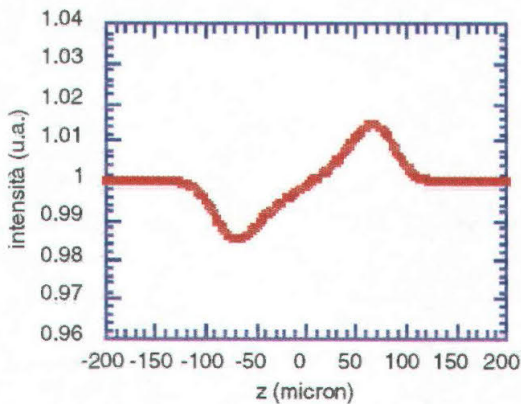


Fig.4.16c. Segnale da carcinoma, $r=80$ micron, 20 keV, slope-10%.

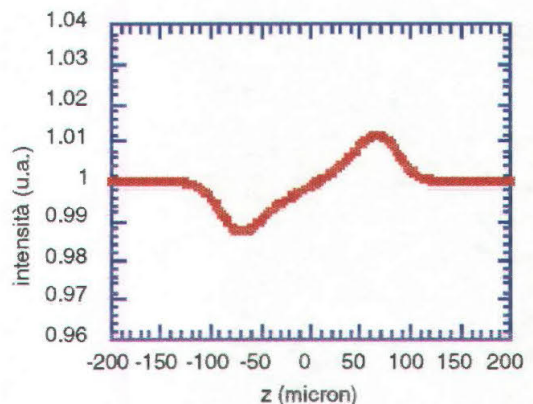


Fig.4.16d. Segnale da carcinoma, $r=80$ micron, 20 keV, slope-50%.

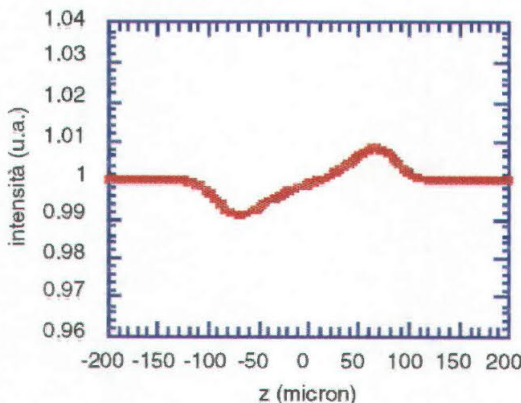


Fig.4.16e. Segnale da carcinoma, $r=80$ micron, 25 keV, slope-10%.

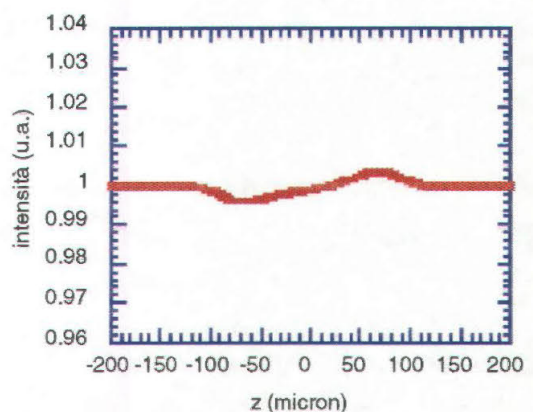


Fig.4.16f. Segnale da carcinoma, $r=80$ micron, 25 keV, slope-50%.

Tab.4.1. Tabella riassuntiva dei risultati della simulazione per un carcinoma mammario immerso in un tessuto sano con la tecnica di D.I.. Sono riportati i valori del contrasto massimo tratti dalla Fig.4.16, confrontati con quelli in contrasto di fase (Tab.3.3).

Energia (keV)	$C_{\text{slope-10\%}} \%$	$C_{\text{slope-50\%}} \%$	$C_{\text{Ph.C.}} \%$
18	2.9	2.1	1.6
20	2.9	2.0	1.3
25	1.7	0.8	1.0

Il risultato di questa simulazione è che a tutte e tre le energie considerate, utilizzando un sistema schermo pellicola convenzionale, il segnale atteso sul rivelatore è sufficiente per distinguere il dettaglio (Cap.3.2.6).

Per tutte e tre le energie considerate i valori del contrasto ottenuti in D.I. sono inoltre superiori ai rispettivi in contrasto di fase. Queste simulazioni indicano che con particolari a bassissima rifrazione, l'ottimizzazione dell'angolo di selezione dei raggi deviati, possibile in D.I., permette di ottenere segnali più intensi sulle immagini. Nel Cap.5 saranno mostrate varie immagini che confermano questo tipo di risultato.

4.6. La radiografia di dettagli di caratteristiche diverse.

Si può vedere, con un semplice esempio, come in D.I. sia possibile effettuare una radiografia "a strati" del campione.

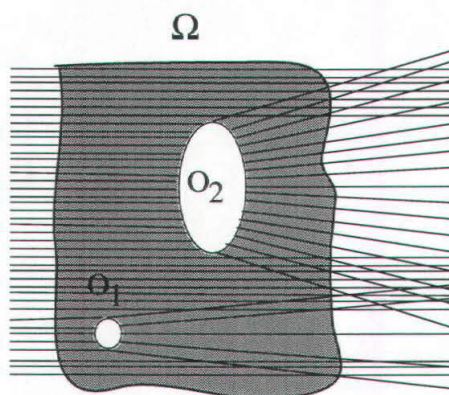


Fig.4.17. Due oggetti di fase sono contenuti in un medesimo campione a profondità diverse. Essi determinano diversi angoli di rifrazione del fascio incidente. Al variare della posizione del cristallo analizzatore (non in figura) è possibile ottenere un contrasto ottimizzato per O_1 oppure per O_2 .

Siano O_1 ed O_2 due oggetti di fase, particolari di uno stesso campione Ω , investito da raggi X paralleli e monocromatici; i due oggetti si trovano a profondità diverse nel campione. In generale, i due particolari avendo una forma diversa, determineranno angoli diversi di deviazione dei raggi X, uscenti da essi; al variare della posizione del cristallo analizzatore (non in figura), è possibile ottenere una radiografia dove è maggiore il contrasto del particolare O_1 oppure del particolare O_2 , esaminando così il campione "a strati". Un esempio pratico di questa possibilità sarà mostrata nel Cap.5.6 nella radiografia del topo, dove al variare della posizione dell'analizzatore, risulterà aumentato il contrasto dei polmoni e del fegato oppure della struttura ossea.

4.7. Possibili sviluppi della tecnica.

Le immagini ottenute in D.I. e mostrate nel Cap.5, presentano, a parità di dose al campione, un sensibile miglioramento nella risoluzione spaziale ed in contrasto rispetto alle immagini in trasmissione e su tutte le immagini è migliorata, rispetto alla tecnica di contrasto di fase, la visibilità di particolari poco densi. Sono però possibili ulteriori miglioramenti di questa tecnica in due direzioni: nella sensibilità a gradienti più piccoli dell'indice di rifrazione e nell'imaging di oggetti di dimensioni del micron. Nei due paragrafi seguenti si esporranno brevemente quali evoluzioni sono necessarie nel set-up per ottenere tali risultati.

4.7.1. Aumento della sensibilità angolare.

Nell'esperimento descritto si è utilizzato come analizzatore un cristallo di silicio, tagliato parallelamente alla direzione (111). Utilizzando lo stesso cristallo è però possibile ottenere per esempio la diffrazione dai piani (333). Fissata l'energia, la larghezza della curva di riflettività alla FWHM è inferiore di circa 3 volte all'analoga per i piani (111) (App.B) e quindi un tale tipo di analizzatore è più sensibile alle variazioni di fase prodotte dal campione.

Nel contempo però l'allineamento del sistema sperimentale è più critico e, in più, è necessario un miglioramento nella risoluzione angolare in θ . Una soluzione possibile in questo senso è quella illustrata nella Fig.4.18. In questa configurazione il cristallo è appoggiato su un supporto dotato di un lungo braccio di leva. Utilizzando un motore micrometrico con attuatore verticale è possibile operare una scansione fine dell'angolo θ , preallineato con il motore attualmente in uso.

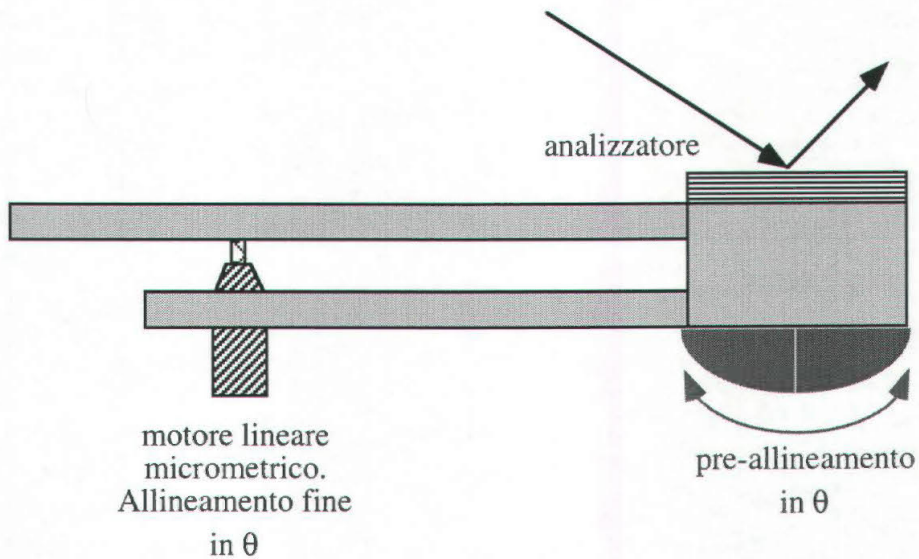


Fig.4.18. Set-up ad alta risoluzione angolare.

4.7.2. Aumento della risoluzione spaziale.

La risoluzione spaziale delle immagini è attualmente limitata dalla larghezza della PSF delle pellicole, che è di $5 \mu\text{m}$ (FWHM) per le pellicole di tipo industriale e di circa $30 \mu\text{m}$ per quelle di uso clinico. Nel set-up attuale (Fig.4.2) le immagini presentano una leggera magnificazione, utile a migliorare la risoluzione, ma dovuta esclusivamente alla divergenza del fascio di raggi X. Infatti tutti i cristalli utilizzati (monocromatore principale e analizzatore) sono di tipo simmetrico, e tale tipo di taglio non modifica la divergenza del fascio, che avviene invece utilizzando un cristallo con taglio asimmetrico [Matsushita, 1983]. Scegliendo un'opportuna asimmetria, è possibile ottenere un fascio diffratto con una divergenza amplificata rispetto a quello incidente (Eq.B.20) e allo stesso tempo una curva di riflettività di larghezza ridotta della stessa quantità (Eq.B.13 ed Eq.B.14). Scegliendo un'opportuna distanza campione-rivelatore, e grazie alla magnificazione, è possibile ottenere radiografie nelle quali risultano visibili particolari del campione di dimensioni inferiori alla risoluzione spaziale del rivelatore utilizzato. Il set-up proposto è simile a quello illustrato in Fig.4.19.

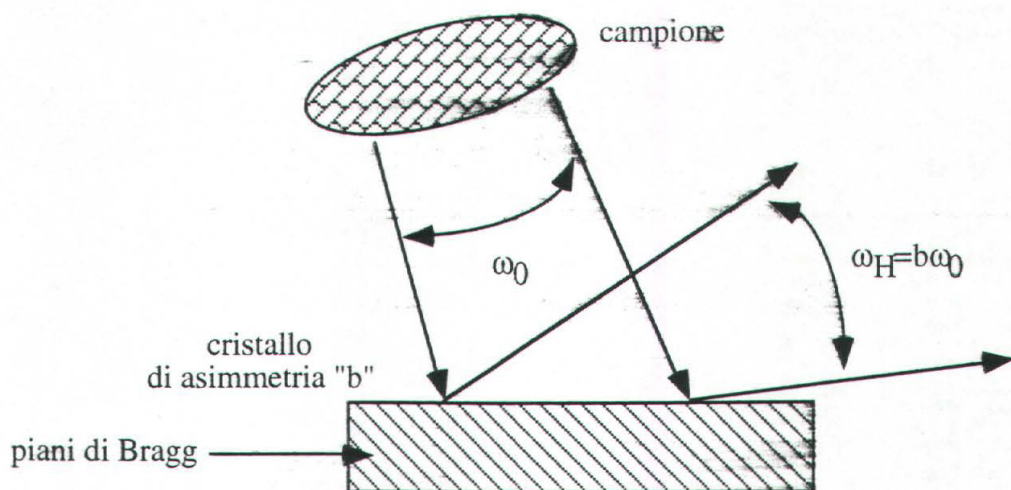


Fig.4.19. Set-up con cristallo analizzatore con parametro di asimmetria "b". Il fascio diffratto viene magnificato (App.B).

Capitolo 5

Le immagini.

5.1. Considerazioni generali.

Nelle pagine seguenti sono riportate in modo sinottico le immagini ottenute utilizzando le varie tecniche finora descritte.

La legenda di ciascuna immagine contiene i parametri caratterizzanti della stessa. Sono state utilizzate delle abbreviazioni, il cui significato è riportato nella tabella seguente:

Tab.5.1. Spiegazione dei simboli usati nella legenda delle immagini.

Abbreviazione	Significato
N	nome dell'immagine e numero progressivo
T	tecnica utilizzata
P	tipo di pellicola
E	energia dei fotoni per le radiografie con luce di sincrotrone; kVp e mAs per le immagini al mammografo
D	dose superficiale
DGM	Dose Ghiandolare Media
S	spessore del tessuto

Con il termine "Mammografo" si indica che l'immagine è stata eseguita nell'Istituto di Radiologia dell'Università di Trieste presso l'Ospedale di Cattinara, utilizzando il mammografo "Senographe 500 T General Electrics" con macchia focale di $0.3 \times 0.3 \text{ mm}^2$, dotato di anodo e filtro di molibdeno quest'ultimo dello spessore di $30 \text{ }\mu\text{m}$. Tutte le altre immagini sono state invece acquisite alla linea SYRMEP.

Con il termine "trasmissione" si indica un'immagine dove il campione è a contatto con

la pellicola. L'abbreviazione "Ph.C." indica un'immagine in contrasto di fase (Cap.3), mentre "D.I." significa che è stata utilizzata la tecnica del Diffraction Imaging (Cap.4).

Le immagini al mammografo hanno una magnificazione dovuta alla divergenza del fascio, essendo la distanza anodo-pellicola di circa 65-70 cm. Anche le immagini registrate in contrasto di fase con il cristallo analizzatore hanno un rapporto di magnificazione determinato dalla divergenza del fascio di luce di sincrotrone dopo le slit in aria e dalla distanza campione e pellicola. Con riferimento alla figura Fig.5.1 la magnificazione è:

$$M \cong \frac{r_1 + r_0}{r_0} \quad (5.1)$$

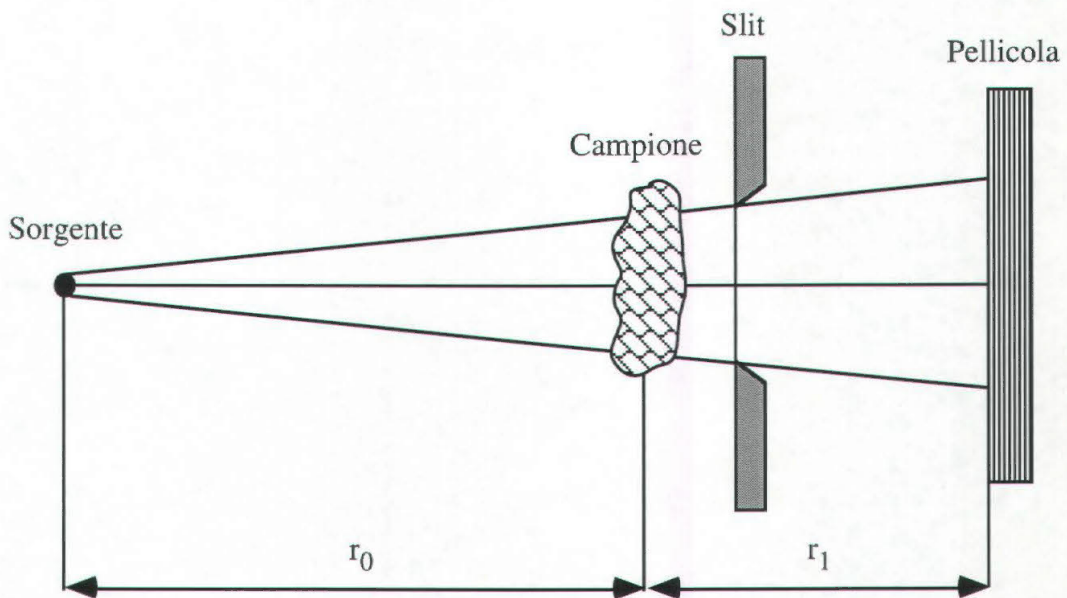


Fig.5.1. La geometria di acquisizione delle immagini.

Le immagini acquisite in D.I. e la maggior parte di quelle in contrasto di fase (se non indicato diversamente) sono state ottenute con $r_0=22.25$ m, $r_1=2.0$ m e dunque la magnificazione è $M \cong 1.09$ sia in direzione orizzontale che in quella verticale.

Sono presentate immagini registrate su due diversi tipi di pellicola. Per le immagini ad alta risoluzione sono state adoperate le pellicole "Kodak-X-OMAT-MA film ready-pack". Si tratta di pellicole con risoluzione di circa $5 \mu\text{m}$, con conversione diretta dei cristalli di bromuro d'argento in grani d'argento [Johns, 1971].

Esse necessitano di una dose da 10 a 100 volte superiore a quella per il sistema schermo-pellicola, normalmente utilizzato in radiologia diagnostica. Questo tipo di

pellicola è stato usato nelle immagini della chiocciola (Cap.5.3) e della bottiglia (Cap.5.9).

Negli altri casi sono state adoperate le pellicole diagnostiche, utilizzate all'Ospedale di Cattinara (Trieste), del tipo "Imation 3M Trimax" inserite in una cassetta con schermo di rinforzo "T2M". Lo schermo effettua una conversione raggi X-luce visibile, alla cui lunghezza d'onda le pellicole sono altamente sensibili. Questa conversione degrada la risoluzione spaziale complessiva del sistema a circa $35 \mu\text{m}$, consentendo però di mantenere la dose al campione entro limiti clinicamente compatibili.

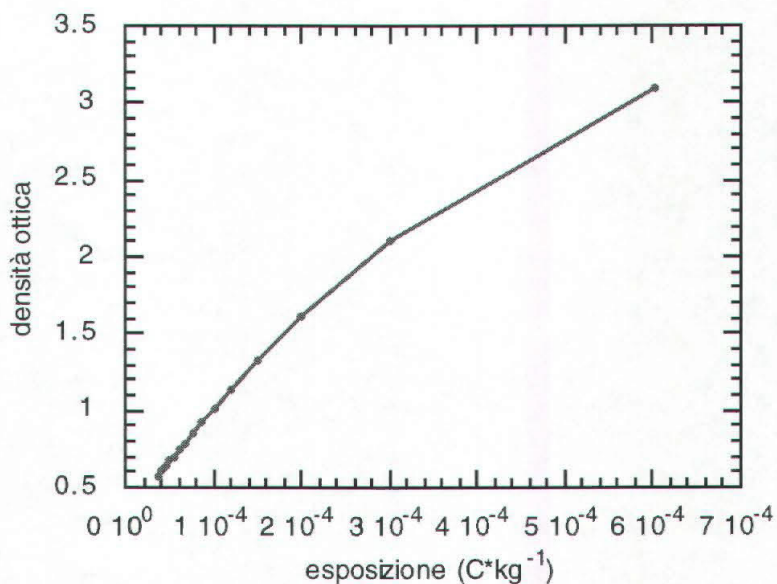


Fig.5.2. Curva caratteristica a 10 keV delle pellicole ad alta risoluzione Kodak.

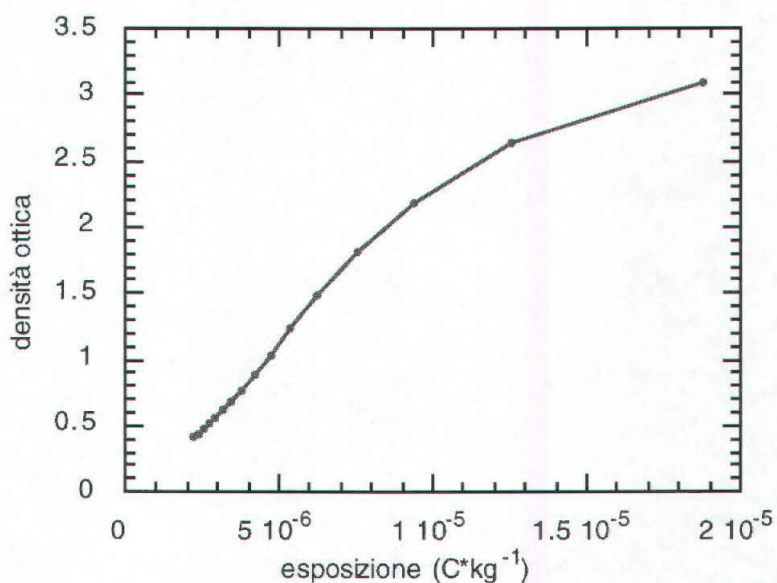


Fig.5.3. Curva caratteristica a 17 keV delle pellicole "Trimax".

Tutte le immagini su pellicola sono state digitalizzate in scala di grigio con uno scanner "Agfa-Duo Scan" dotato di 1000x2000 dpi (orizz. x vert.) ottici. La digitalizzazione è sempre avvenuta a 2000 dpi: è stata utilizzata la gamma predefinita dallo scanner e non è stata effettuata alcuna correzione di luminosità-contrasto. Le immagini, archiviate in formato "TIFF", sono invece presentate con risoluzione variabile (da 350 a 600 dpi), in modo da ottenere la dimensione ottimale per la presentazione su carta.

Per mammelle e per i fantocci test di mammografia viene indicata la dose ghiandolare media (DGM), calcolata, per le immagini effettuate al mammografo, seguendo le indicazioni di [Dance, 1988], in base allo spessore del campione ("S") ed ai parametri del tubo a raggi X. Per gli altri tipi di campione viene indicata con la sigla "D" la dose superficiale (skin-dose).

5.2. Il calcolo della dose.

La dose ghiandolare media (DGM) è normalmente utilizzata per indicare la dose in mammografia. Per il suo calcolo viene assunto un modello standard di mammella, composta dal 50% di tessuto ghiandolare ed il restante 50% di tessuto adiposo [NCRP, 1996]. Questo modello include un ulteriore spessore adiposo esterno di 0.5 cm.

Per quanto riguarda le immagini con radiazione monocromatica, la dose ghiandolare (D_g) alla profondità x (in cm) è pari a:

$$D_g(x) = \phi \cdot E_\gamma \frac{\mu_{en/g}}{\rho_g} \cdot e^{-0.5\mu_a} \cdot e^{-\mu_m(x-0.5)} \quad (5.2)$$

dove E_γ è l'energia dei fotoni, ϕ è la fluensa incidente sulla superficie della mammella, μ_a è il coefficiente di attenuazione del tessuto adiposo, μ_m è il coefficiente di attenuazione della miscela composta da tessuto ghiandolare e adiposo e ρ_g è la densità del tessuto ghiandolare. La dose ghiandolare media è valutata dalla relazione:

$$DGM = \frac{1}{t-1} \int_{0.5}^{t-0.5} D_g(x) \cdot dx \quad (5.3)$$

dove t è lo spessore della mammella in cm e 0.5 cm è lo spessore del tessuto adiposo. Nei calcoli eseguiti i coefficienti di attenuazione e di assorbimento sono stati tratti da [Biggs, 1987].

5.3. La chiocciola.

La chiocciola (*Elix*) presenta delle caratteristiche interessanti nella comparazione delle immagini. Essa presenta una parte esterna (guscio) formata al 98% da carbonato di calcio (CaCO_3) ed al 2% da una proteina detta conchialina ($\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH}$) [Mascoli, 1995], ed una zona interna (le parti molli del gasteropode), costituita prevalentemente di acqua.

I termini δ e β relativi all'acqua ed al carbonato di calcio ($\rho_{\text{medio}} = 2.8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) sono visibili nella tabella seguente.

Tab.5.2. I valori di delta e beta per il carbonato di calcio e per l'acqua, alle due energie relative alle immagini.

Elemento	keV	δ	β
Carbonato di calcio	10	$5.86 \cdot 10^{-6}$	$1.11 \cdot 10^{-7}$
Carbonato di calcio	25	$9.20 \cdot 10^{-7}$	$3.00 \cdot 10^{-9}$
Acqua	10	$2.31 \cdot 10^{-6}$	$4.86 \cdot 10^{-9}$
Acqua	25	$3.70 \cdot 10^{-7}$	$1.00 \cdot 10^{-11}$

Le immagini sono state acquisite a 10 ed a 25 keV, in contrasto di fase ($r_1 = 2\text{m}$) ed in trasmissione.

Confrontando l'immagine in trasmissione a 10 keV con quella a 25 keV (snail2 e snail4) si può notare come il guscio esterno rimanga abbastanza ben definito anche ad alta energia. Il termine β , responsabile in questo caso dalla formazione dell'immagine, è grande rispetto a quello dei tessuti organici costituiti prevalentemente da acqua, principalmente a causa dello Z più elevato ed alla maggior densità del carbonato di calcio. Nelle stesse immagini si ha invece un forte deterioramento del contrasto dei tessuti molli, per i quali il termine β passa da $\beta_{10\text{keV}} \cong 5 \cdot 10^{-9}$ a $\beta_{25\text{keV}} \cong 1.0 \cdot 10^{-11}$.

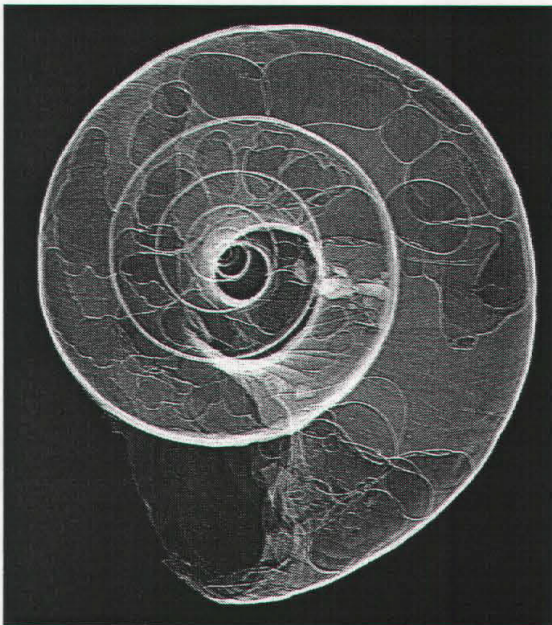
Si confrontino poi le due immagini in contrasto di fase (snail1 con snail3). Il guscio è molto ben definito in entrambe le immagini. Il contrasto è favorito dall'elevato gradiente $\bar{V}\delta$ alle interfacce guscio-tessuti molli e guscio-aria. Per quanto riguarda il tessuto molle, contrariamente alle immagini in trasmissione, risultano estremamente visibili, sia a 10 keV che a 25 keV, l'interfaccia di separazione tra il tessuto in decomposizione e le bolle d'aria conseguentemente formatesi. Ciò è dovuto al fatto che il termine δ a 25 keV, rispetto ai 10 keV, subisce una riduzione di meno di un ordine di grandezza, mentre nello stesso intervallo energetico, il termine β si riduce di un fattore 500.



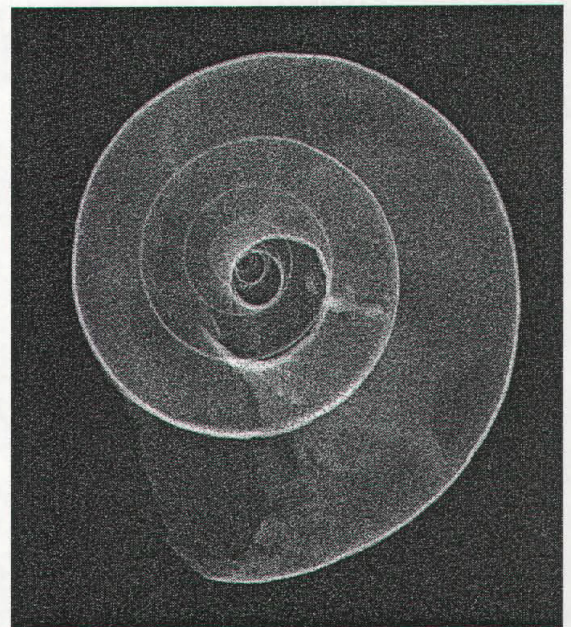
N: snail1, T: Ph.C., P: High R.,
E: 10 keV, D: 160 mGy



N: snail2, T: Trasmissione, P: High R.,
E: 10 keV, D: 155 mGy



N: snail3, T: Ph.C., P: High R.,
E: 25 keV, D: 15 mGy



N: snail4, T: Trasmissione, P: High R.,
E: 25 keV, D: 14 mGy

5.4. L' ape.

L'ape utilizzata in questa immagine è stata fissata ad una pellicola fotografica e posta in aria. Si tratta di un campione a basso contrasto in trasmissione, soprattutto a causa dello spessore esiguo ($\cong 1-2$ mm). Nell'immagine effettuata al mammografo risultano visibili parzialmente solo la testa e la parte terminale dell'addome. L'immagine in trasmissione a 17 keV, leggermente più esposta della precedente, (densità ottica 1.3 rispetto alla densità ottica 1.2 dell'immagine bee1), risulta più contrastata; ciò è dovuto a più contributi. La coerenza spaziale della luce di sincrotrone permette infatti di ridurre lo sfocamento della sorgente; la monocromaticità e la polarizzazione lineare permettono inoltre di ridurre lo scattering sull'immagine.

L'immagine bee3, (trasmissione, 25 keV) ha un contrasto paragonabile all'immagine bee1. Il contrasto in assorbimento già debole a 17 keV, risulta qui ulteriormente ridotto. Le immagini seguenti sono invece state ottenute con la tecnica del Diffraction Imaging. La conformazione dell'ape è complessa, con un gradiente di indice di rifrazione non nullo quasi ovunque; ciò determina l'alta qualità della immagini come verrà discusso. L'immagine bee4 è stata ottenuta muovendo il cristallo analizzatore finché si è ottenuto dopo il cristallo un flusso del 15% rispetto a quello incidente sull'ape. A causa del gradiente di indice di rifrazione tra il corpo dell'ape e l'aria, i fotoni vengono deviati ed una parte di essi ha l'angolo corretto per essere diffratta dal cristallo. In questo senso viene interpretato il contorno ad alto contrasto. Invece, i fotoni che non subiscono deviazioni (per esempio quelli provenienti dalla parte esterna all'ape), vengono diffratti in piccola percentuale dal cristallo, determinando così uno sfondo più chiaro che in trasmissione, e quindi un contrasto elevato dell'ape rispetto allo sfondo stesso: si ha dunque un'inversione del contrasto (Cap.4). Si noti ancora che essendo il gradiente di indice di rifrazione variabile localmente, vengono a crearsi dei chiaroscuri sull'immagine che riproducono puntualmente il gradiente stesso.

Vi sono poi sull'immagine alcune zone più chiare dello sfondo (es. zona oculare e addominale). Esse corrispondono ad un gradiente di segno opposto. Per registrare sulla pellicola i raggi X provenienti da quelle zone, sarebbe cioè necessario ruotare il cristallo analizzatore verso angoli minori (direzione slope-).

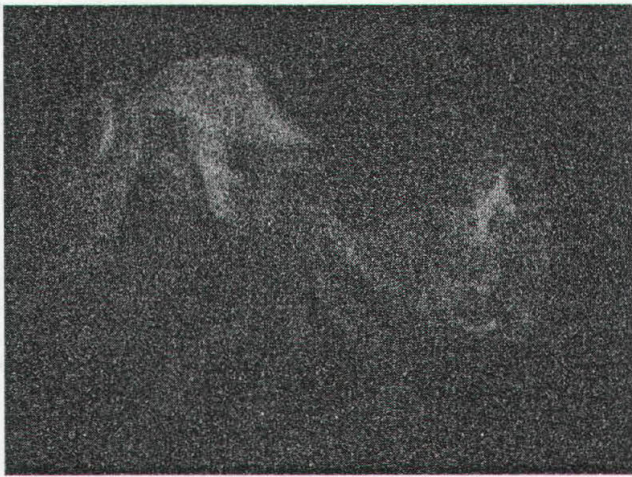
Le ultime due immagini (bee5 e bee6) sono state invece acquisite a 25 keV. Aumentando l'energia, la curva di riflettività si stringe (App.B) e dunque, a parità di angolo di deviazione dei raggi X, la riflettività del cristallo diminuisce.

L'immagine bee5 ($E=25$ keV) è registrata sul top della rocking-curve. In questo caso l'angolo dell'analizzatore coincide con quello del monocromatore principale della beamline. Essa presenta un contrasto "diretto". Infatti i fotoni diretti vengono diffratti dal cristallo con probabilità massima, mentre i fotoni deviati ad angoli maggiori o

minori dell'angolo di Bragg corrispondente ai 25 keV sono diffratti con intensità via via decrescenti. Sono dunque visibili dei contorni chiari (gradiente elevato) su uno sfondo scuro.

L'immagine bee6 può essere spiegata analogamente all'immagine bee4. La differenza è che essendo $\delta_{25\text{keV}} < \delta_{20\text{keV}}$, anche l'intensità registrata è minore.

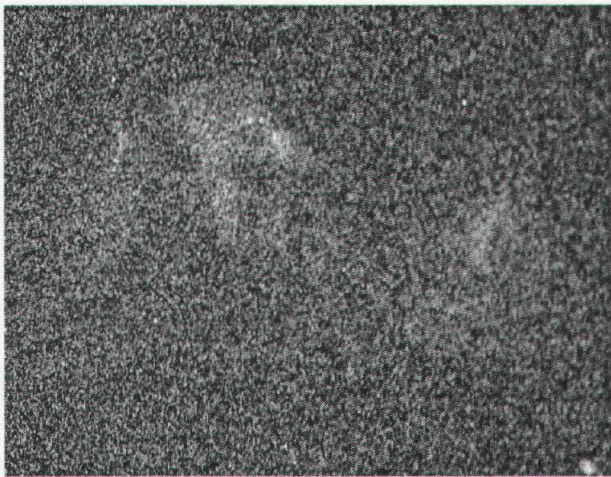
Da questa prima serie di immagini si può dedurre che in D.I. è possibile mantenere un contrasto elevato sulle immagini anche lavorando ad energie superiori ai 20 keV. Ciò consente, in generale, di ridurre la dose al campione.



N: bee1, T: mammografo, P: Trimax,
E: 22 kVp-8 mAs



N: bee2, T: trasmissione, P: Trimax,
E: 17 keV, D: 0.6 mGy



N: bee3, T: trasmissione, P: Trimax,
E: 25 keV, D: 0.04 mGy



N: bee4, T: D.I.-slope+15%, P: Trimax,
E: 20 keV, D: 0.55 mGy



N: bee5, T: D.I.-top, P: Trimax,
E: 25 keV, D: 0.05 mGy



N: bee6, T: D.I.-slope+9%, P: Trimax,
E: 25 keV, D: 0.2 mGy

5.5. Le foglie.

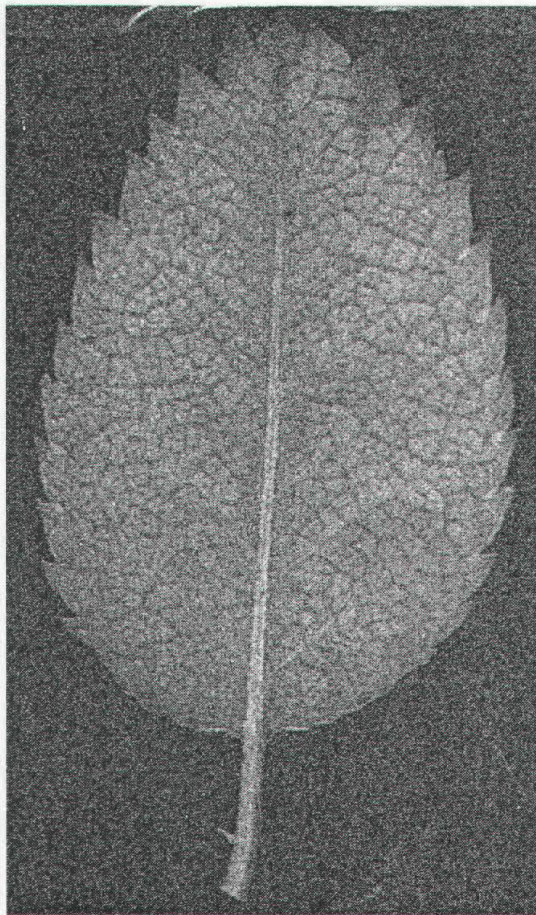
Le immagini rappresentano due diverse foglie acquisite in D.I., irradiate rispettivamente a 17 keV (leaf_a) ed a 20 keV (leaf_b). L'immagine leaf_a1 è stata acquisita a 17 keV in posizione "top", mentre quella leaf_a2 lo è stata sulla coda della rocking-curve (slope+21%).

Si tratta di un oggetto ad alta diffrazione, con uno sfondo uniforme. Infatti sul top (leaf_a1) sono rigettati la maggior parte dei raggi X passati attraverso il campione, mentre sono registrati la maggior parte dei raggi provenienti dallo sfondo. Il contrasto sull'immagine è quindi di tipo diretto.

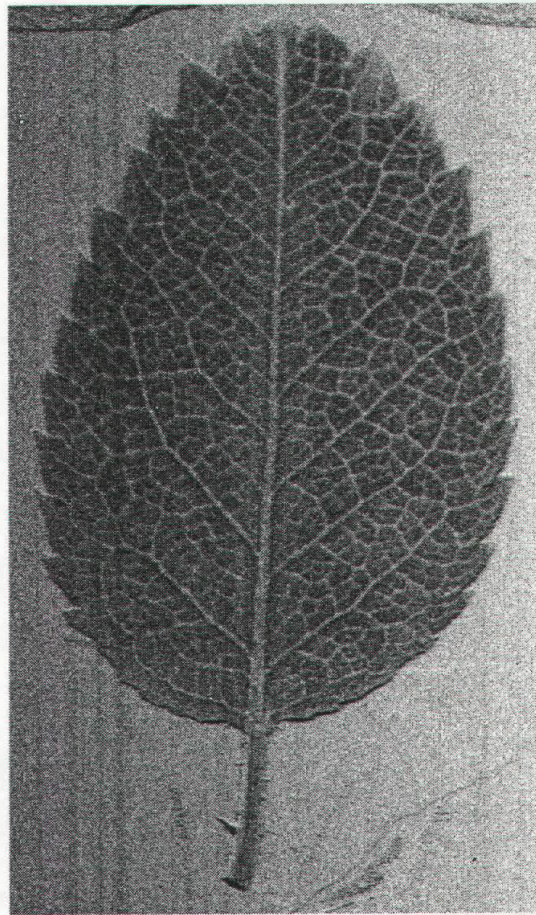
Nell'immagine leaf_a2 è invece amplificato il segnale proveniente dai raggi deviati e l'immagine presenta un contrasto inverso.

La discussione per le immagini leaf_b è del tutto analoga a quella già effettuata per leaf_a, con l'unica variante che le immagini sono state acquisite a 20 keV; nonostante l'aumento di energia dei fotoni la qualità delle due immagini è paragonabile alle relative immagini di leaf_a.

In questo caso non sono presentate le immagini al mammografo, in quanto il segnale dal campione non era distinguibile dal fondo.



N: leaf_a1, T: D.I.-top, T: Trimax
E: 17 keV, D: 0.1 mGy



N: leaf_a2, T: D.I.-slope+21%, P: Trimax
E: 17 keV, D: 0.5 mGy



N: leaf_b1, T: D.I.-slope+80%, P: Trimax
E: 20 keV, D: 0.1 mGy



N: leaf_b2, T: D.I.-slope+16%, P: Trimax
E: 20 keV, D: 0.6 mGy

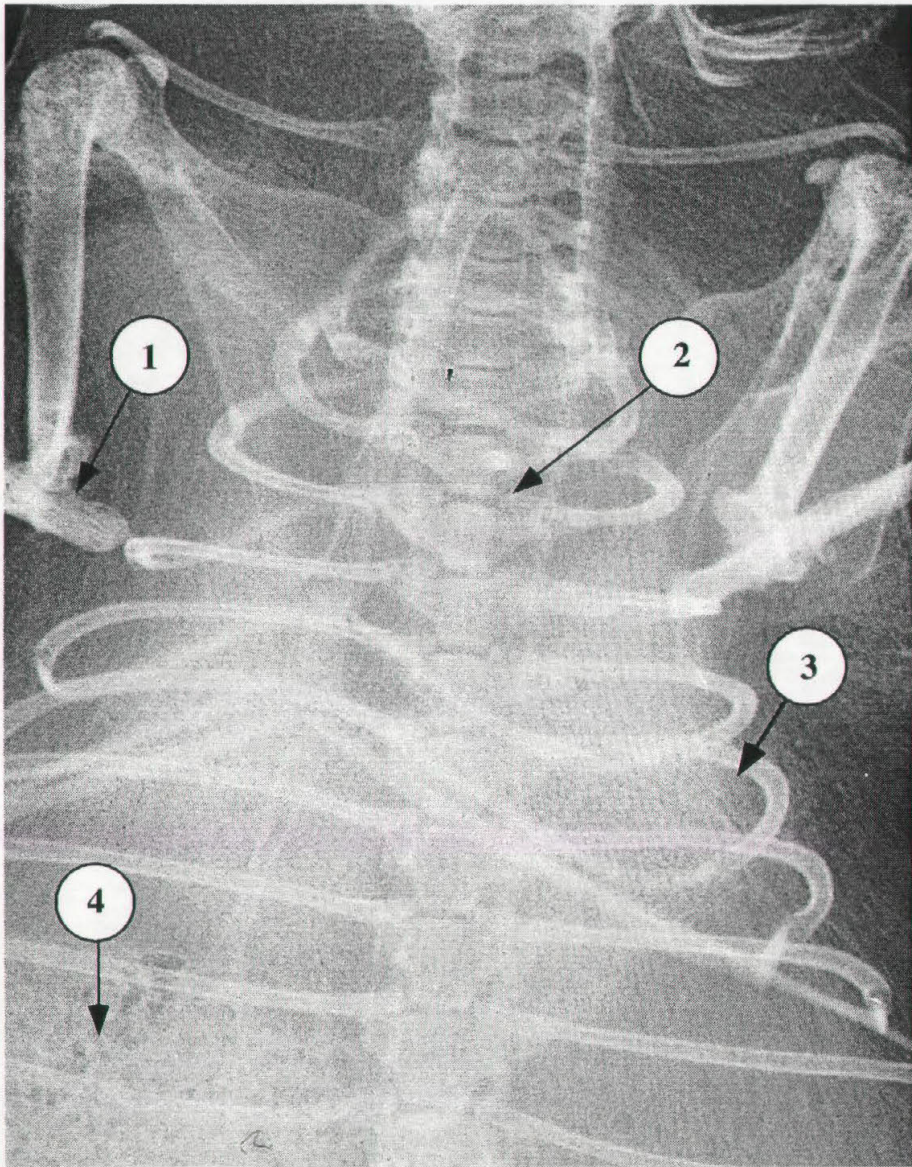
5.6. Il topo.

Il campione di quest'immagine è un topo campagnolo, radiografato post-mortem; sono state acquisite solo immagini a 20 keV con il cristallo analizzatore e dunque non è possibile fare un confronto con altre tecniche. Il cristallo è stato ruotato dalla posizione "top" (rat1) ad angoli sempre maggiori (slope+5%, rat4) e dunque sulle ultime immagini il segnale di rifrazione è particolarmente pronunciato. Alcuni particolari delle immagini sono stati contraddistinti con dei numeri (N.1 scheletro, N.2 bronchi, N.3 polmoni, N.4 fegato) e risulta interessante porre l'attenzione sulla variazione del contrasto su questi elementi.

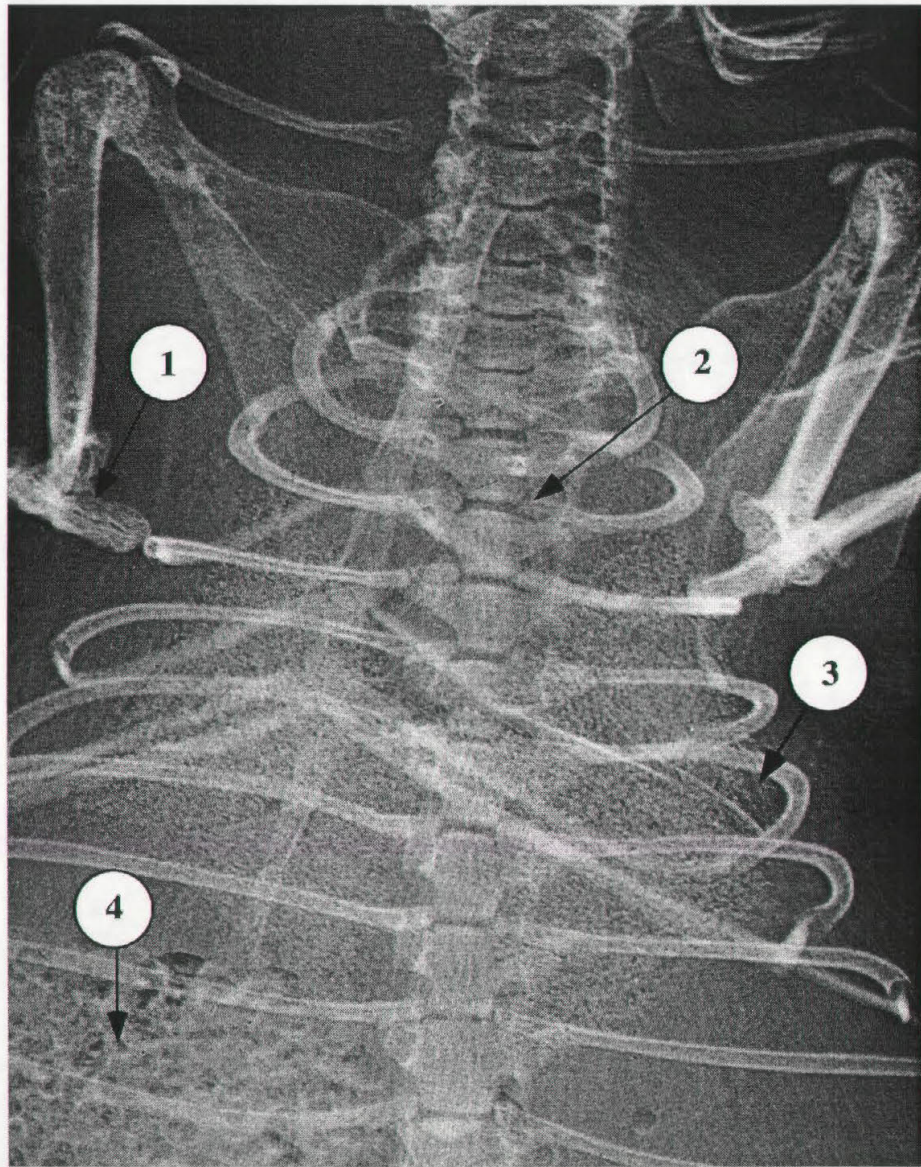
Il contrasto all'interno delle ossa diminuisce aumentando nel contempo quello di bordo, dove maggiore è il gradiente.

I bronchi sono un dettaglio piccolo a contrasto basso in trasmissione. Possono essere assimilati a cilindri con piccolo raggio di curvatura, e dunque grandi angoli di deviazione dei raggi X. Essi risultano infatti visibili nelle immagini rat3 e rat4. I polmoni sono un organo spugnoso, costituito da branchioli ed alveoli; ciò determina la grande diffrazione di raggi X. Compaiono distintamente nell'immagine rat4. Il fegato, organo normalmente più compatto, è visibile in tutte le immagini, ma ha un contrasto elevato nella mouse4. presentando una struttura granulare. Il fegato, di dimensioni espanse rispetto alla norma (non visibile in figura) presenta un'epatopatia degenerativa (causa probabile del decesso) che ha determinato una variazione di densità.

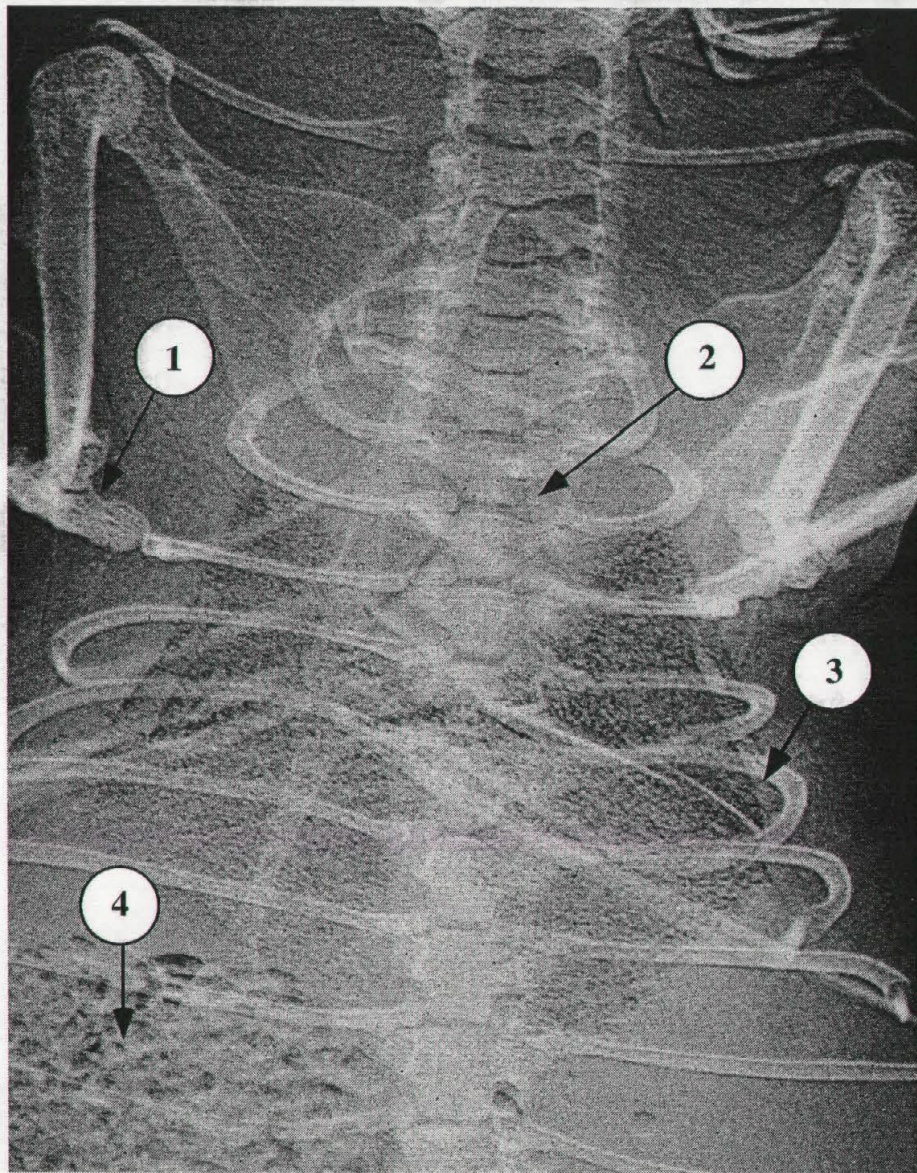
Questa serie di immagini dimostra come sia possibile mettere in evidenza particolari su una stessa immagine a contrasto esternamente diverso in trasmissione, selezionando l'angolo di deviazione opportuno. Le dosi inoltre risultano contenute, anche considerando che nell'ultima immagine è stato registrato solo il 5% del flusso incidente.



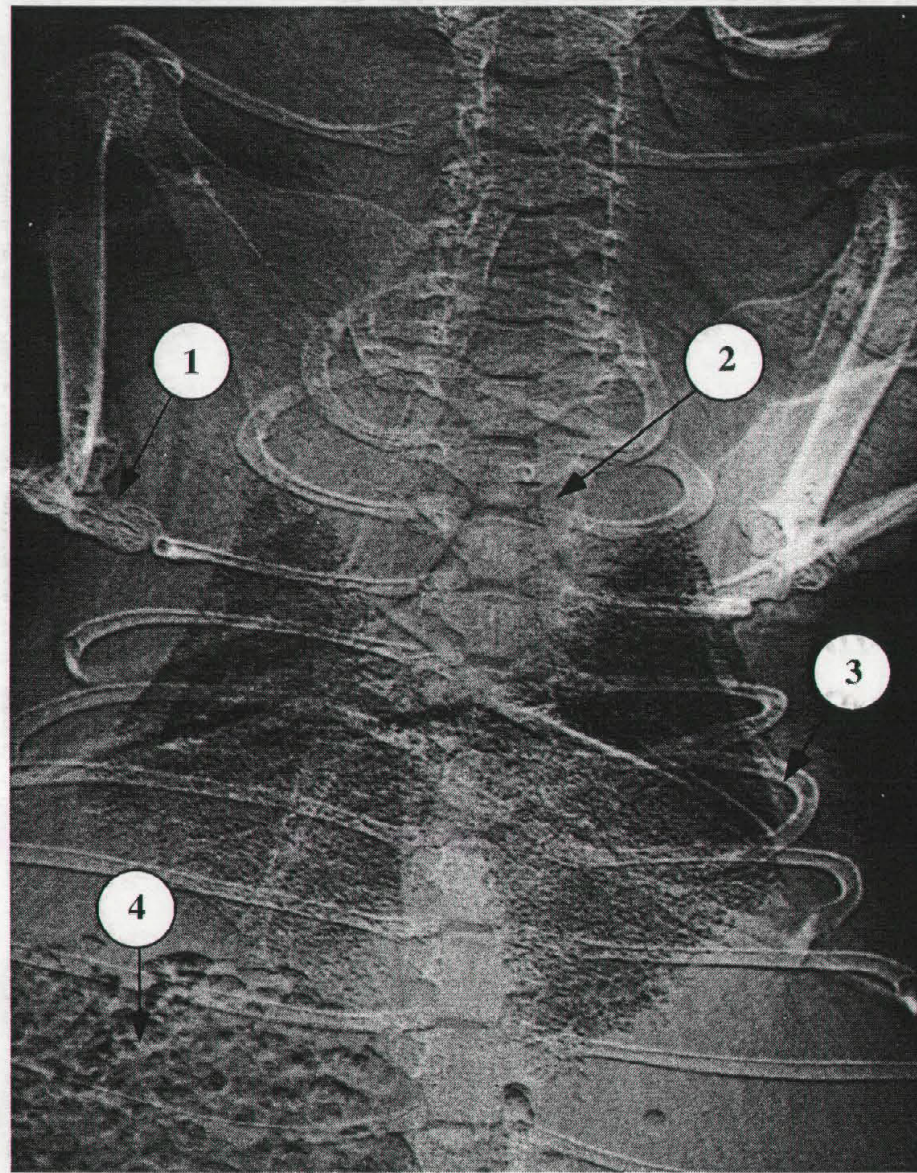
N: rat1, T: D.I.-top, P: Trimax, E: 20 keV, D: 0.2 mGy



N: rat2, T: D.I.-slope+78%, P: Trimax, E: 20 keV, D: 0.8 mGy



N: rat3, T: D.I.-slope+15%, P: Trimax, E: 20 keV, D: 1.5 mGy



N: rat4, T: D.I.-slope+5%, P: Trimax, E: 20 keV, D: 1.8 mGy

5.7. Il fantoccio mammografico Ackermann.

L'oggetto test utilizzato in queste immagini è il fantoccio "Ackermann" (RMI 160, Gammex, Middleton, Wisconsin), normalmente adoperato nei controlli di qualità dei mammografi. Esso consiste di una scatola (Mammochip), delle dimensioni di 90x110 mm², contenente vari dettagli fissati su uno strato di policarbonato (microcalcificazioni, fibre, tessuti simulati, etc.). All'oggetto vanno aggiunti due spessori di plexiglas, a monte ed a valle, rispettivamente di 10 mm e 30 mm; in questo modo lo spessore totale del fantoccio è equivalente, nell'intervallo energetico utilizzato in mammografia, all'attenuazione di un blocco di plexiglas dello spessore di 50 mm [Law, 1991], corrispondente all'attenuazione di una mammella di composizione standard dello spessore di 54 mm [Dance, 1990]. Nelle immagini presentate si è posta l'attenzione su due particolari del fantoccio stesso. Il primo è una serie di due dischi contenenti rispettivamente fili di poliammide e sfere di carbonato. I fili, simulanti strutture fibrose della mammella, hanno uno spessore di 600 µm, mentre le sfere, aventi un diametro variabile tra i 710-850 µm, simulano noduli. Il secondo particolare è composto da un set di due dettagli di materiale organico, simulanti tessuti a basso assorbimento. I particolari scelti sono di valor medio, tra quelli presenti nel fantoccio, per quanto riguarda la dimensione ed il contrasto soggetto; si è posta l'attenzione su di essi in quanto le loro dimensioni consentono un'accettabile resa grafica su carta, ma la discussione sarebbe del tutto analoga per i particolari non presentati in questo paragrafo. L'immagine ack1 è quella acquisita al mammografo; anche se a basso contrasto, sono visibili 5 delle 6 fibre presenti nel disco superiore, così come sono distinguibili i 5 noduli del disco inferiore; i contorni dei due tessuti a basso contrasto risultano inoltre particolarmente sfumati. La DGM necessaria per questa immagine è di 1.9 mGy.

L'immagine ack2 è stata ottenuta in trasmissione a 17 keV alla linea SYRMEP; la visibilità dei dettagli è comparabile a quella dell'immagine precedente, ma la dose è ridotta di un terzo rispetto ad ack1, soprattutto a causa dello scattering ridotto e della monocromaticità del fascio. Nella terza immagine (ack3), registrata in contrasto di fase ad una distanza $r_1 \cong 2$ m dal fantoccio, sono invece perfettamente distinguibili tutti i dettagli ed i bordi sono ben definiti a causa dell'"edge-enhancement" dovuto alla tecnica stessa; nei tessuti a basso contrasto appare un ulteriore disco centrale più opaco, non visibile con le tecniche convenzionali. La dose per questa immagine è simile a quella dell'immagine precedente.

Le due immagini seguenti sono state ottenute a 20 keV, rispettivamente in trasmissione (ack4) ed in contrasto di fase (ack5). Nell'immagine in Ph.C. (ack5) sono ancora visibili i dettagli, con una riduzione di dose del 75% rispetto all'analoga immagine a 17 keV, mentre in trasmissione (ack4) il contrasto è più depresso che nell'immagine al

mammografo. Ciò è spiegato dal diverso andamento con l'energia dei termini β e δ , discusso nel Cap.3.

Dalla figura ack6 iniziano le immagini ottenute in Diffraction Imaging. La prima immagine (ack6) è stata registrata con il cristallo analizzatore perfettamente allineato con il monocromatore principale, entrambi all'angolo di Bragg corrispondente ai 17 keV (App.B). Tutta la radiazione diffusa dal fantoccio ad angoli superiori alla larghezza della rocking-curve è rimossa dall'immagine e il contrasto dei dettagli è aumentato a causa dell'effetto di estinzione (Cap.4). Compare inoltre una certa granularità nell'immagine, sia attorno ai dettagli che esternamente ai dischi; essa riproduce la struttura superficiale del policarbonato. Il fatto che i dettagli siano inseriti su questo tipo di materiale gioca un ruolo importante nelle immagini di questo particolare fantoccio. La granularità del background, visibile nell'immagine ingrandita di Fig.5.4, non deve essere interpretata come rumore introdotto dall'analizzatore, non essendo infatti presente nelle immagini finora mostrate; questa tecnica permette invece di visualizzare la struttura fine del substrato, invisibile con le altre tecniche. La granularità contribuisce però ad abbassare il rapporto segnale-rumore nelle immagini.

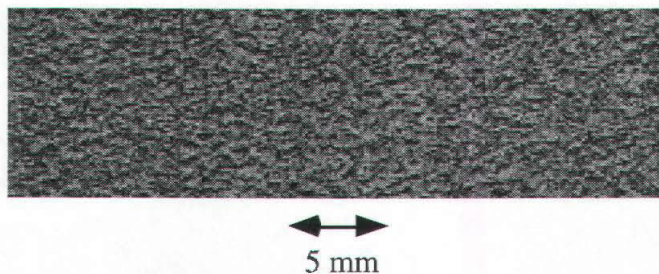


Fig.5.4. Immagine ingrandita della struttura granulare del fantoccio Ackermann.

Poiché il fantoccio Ackermann è stato costruito per simulare le proprietà di assorbimento di un tessuto mammario, ma non quelle di rifrazione, la dose necessaria per ottenere le immagini in Ph.C. e in trasmissione con la luce di sincrotrone sono inferiori a quella necessaria per ottenere l'immagine al mammografo, mentre la dose per le immagini in diffrazione è maggiore (a volte anche drasticamente come in ack7, per la quale la DGM al fantoccio è di 25.8 mGy). Ciò è dovuto alla grande percentuale di fotoni diffratti dal campione a grandi angoli, determinata dalla struttura interna granulare del fantoccio; essi sono eliminati dal cristallo analizzatore. Per valutare questo effetto sono state effettuate due misure, usando come campioni il fantoccio Ackermann ed un blocco di plexiglas di spessore equivalente. Esse sono già state presentate nel

Cap.4 (Fig.4.5 e Fig.4.6). Da esse si desume che la radiazione diffusa dal fantoccio Ackermann ad angoli maggiori della semi larghezza della FWHM della rocking-curve dell'analizzatore è circa due volte l'intensità diffusa ad angoli minori. Ciò comporta che, disallineando l'analizzatore rispetto al monocromatore principale il rapporto segnale rumore da un dettaglio rispetto al background, sia fortemente depresso ed a parità di segnale è necessario esporre maggiormente il campione. Come si è visto nelle immagini precedenti (ape, topo) e come verrà anche dimostrato dalle immagini dei reperti chirurgici, la dose al campione nelle immagini con la tecnica D.I. è paragonabile a quella ceduta in trasmissione (a meno di scegliere disallineamenti particolarmente elevati); le alte dosi necessarie per questo tipo di tecnica sono dunque correlate alle caratteristiche peculiari del fantoccio.

Tutti i dettagli della figura ack6 sono chiaramente visibili; i noduli sono ben definiti così come appare ad alto contrasto la loro struttura interna. Appare inoltre più o meno evidente nelle immagini ack7-ack12 il gioco di chiaroscuri, che dà alle immagini un effetto tri-dimensionale. Tale effetto può essere interpretato in base alla diversa intensità del flusso diffratto dal cristallo per fotoni che sono stati più o meno deviati al passaggio attraverso il campione. L'effetto è tanto più evidente quanto più è disallineato l'analizzatore; infatti lavorando sulla slope della curva di riflettività vi è una maggiore sensibilità e quindi una grande variazione di intensità per piccole deviazioni dei fotoni. I chiaroscuri risultano inoltre rovesciati passando dalla slope positiva e quella negativa (si notino ad esempio le fibre in ack8, rispetto a quelle in ack6).

I background delle immagini ack7 ed ack8 sono quasi complementari; ciò può essere interpretato con il fatto che i dischi hanno sia un valore elevato di β (e quindi un altrettanto elevato assorbimento in trasmissione ed in Ph.C.) sia un δ elevato; quest'ultimo determina lo scattering a grande angolo ed i fotoni diffusi possono essere più o meno registrato al variare del disallineamento del cristallo.

L'immagine ack7 è eseguita a 17 keV come la precedente ma in questo caso vi è un forte disallineamento tra il cristallo analizzatore ed il monocromatore principale e solo il 10% dell'intensità primaria è registrato sulla pellicola. L'angolo è riportato verso le energie maggiori (slope-) ed è presente un'inversione del contrasto (si ponga per esempio l'attenzione sui due dischi oppure sui noduli).

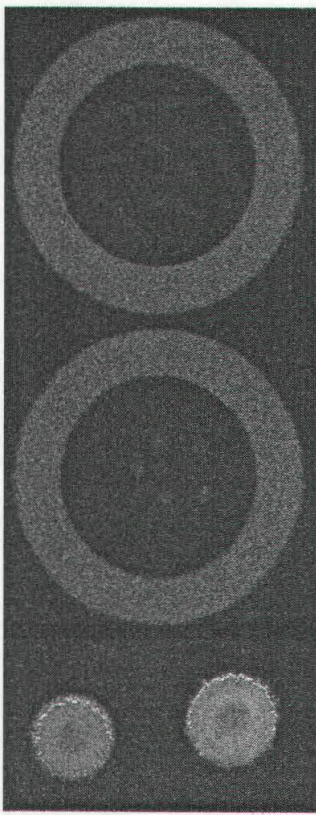
Nelle figure ack8 (17 keV slope+ 50%) ed ack11 (20 keV slope-50%) il disallineamento scelto tra il monocromatore e l'analizzatore è uguale alla metà della FWHM della rocking-curve del cristallo (pari a $\approx 10\mu\text{rad}$ a 17 keV ed a $\approx 9\mu\text{rad}$ a 20 keV). In questo modo, la riflettività dell'analizzatore è massimizzata per fotoni diffratti dal campione ad un angolo di circa pari ampiezza, mentre è depressa per gli altri angoli.

A causa della piccola ampiezza della curva e della forte pendenza della stessa, piccole variazioni nell'angolo di rifrazione dal campione corrispondono a grandi variazioni di

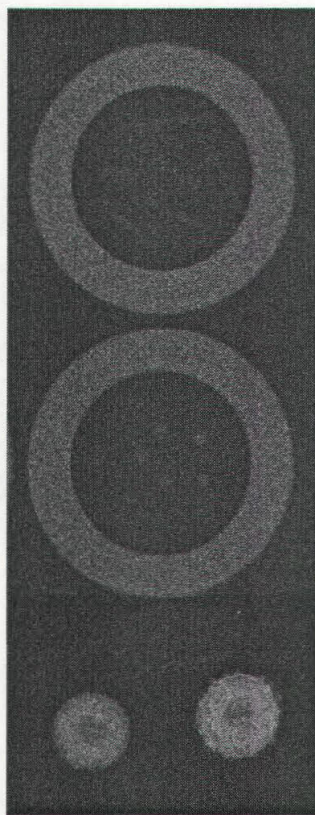
intensità nella diffrazione del cristallo e ad altrettanto sensibili differenze di contrasto sulla pellicola. Poiché l'angolo di rifrazione è approssimativamente uguale al gradiente della parte reale dell'indice di rifrazione ($\bar{V}\delta$), questa scelta dell'angolo di disallineamento massimizza la sensibilità della tecnica per improvvise variazioni di δ dentro il campione. Poiché $\bar{V}\delta$ è molto grande ai bordi dei dettagli, uno degli effetti più evidenti di questa tecnica è la formazione di intense righe nere e bianche lungo i bordi di tutti i dettagli. I dettagli invisibili con le tecniche tradizionali, a causa delle piccole differenze nel coefficiente di assorbimento (μ e dunque di β) rispetto al background, sono rese visibili da queste tecniche. Inoltre i livelli di grigio sono modulati dal valore di $\bar{V}\delta$ dentro i dettagli, e ciò determina un aumento del contrasto dei vari dettagli. Tutti questi effetti sono chiaramente visibili nelle immagini ack9 e ack12. È inoltre chiaramente distinguibile la struttura interna dei noduli di queste due immagini, ma così pure nelle altre immagini in D.I..

Le ultime tre immagini sono registrate a 20 keV (ack11 e ack12). Si nota ancora la granularità e vi è una sostanziale costanza del contrasto. Da notare inoltre che per queste immagini la dose ghiandola media è inferiore a quella necessaria per l'immagine al mammografo.

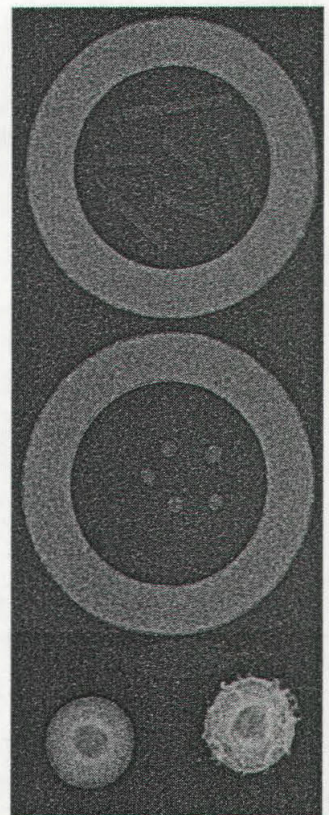
Si può concludere che il fantoccio costruito per essere oggetto test in mammografia convenzionale presenta una granularità di fondo visibile solo con l'analizzatore. Essa contribuisce in maniera sensibile a diminuire il rapporto segnale-rumore su alcune immagini, soprattutto a grandi angoli di deviazione dell'analizzatore stesso, e, allo stesso tempo, porta ad aumentare l'esposizione per ottenere un contrasto ottimale sull'immagine. In ogni caso la visibilità dei dettagli sulle immagini in D.I. risulta sempre superiore a quella delle immagini in trasmissione e in contrasto di fase, dimostrando, anche su questo oggetto test ben noto in mammografia, le ampie possibilità offerte da questa tecnica.



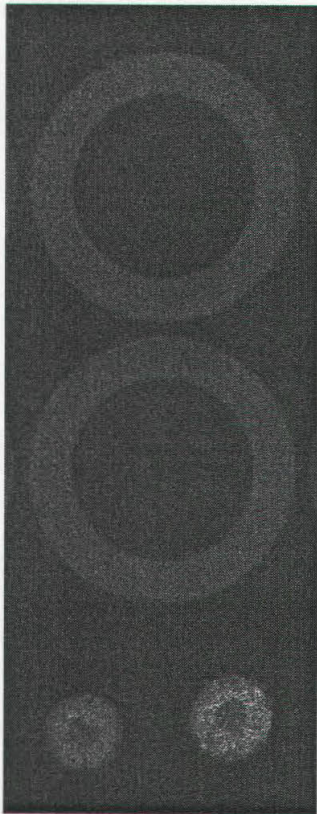
N: ack1, T: mammografo, P: Trimax
E: 27 kVp-109 mAs, DGM: 1.9 mGy



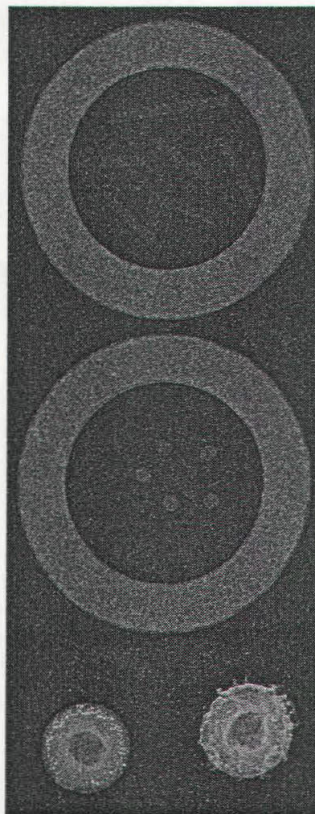
N: ack2, T: trasmissione, P: Trimax
E: 17 keV, DGM: 1.3 mGy



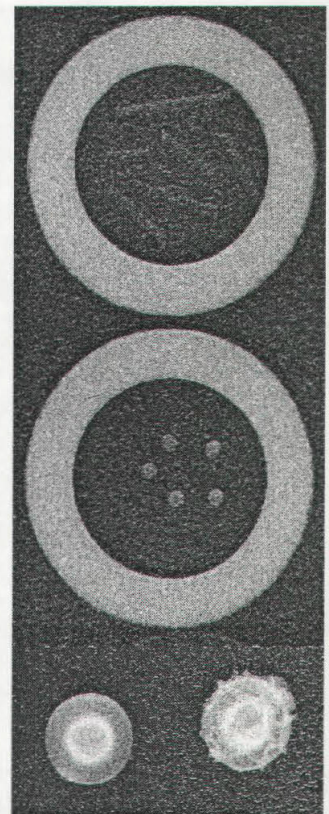
N: ack3, T: Ph.C., P: Trimax
E: 17 keV, DGM: 1.5 mGy



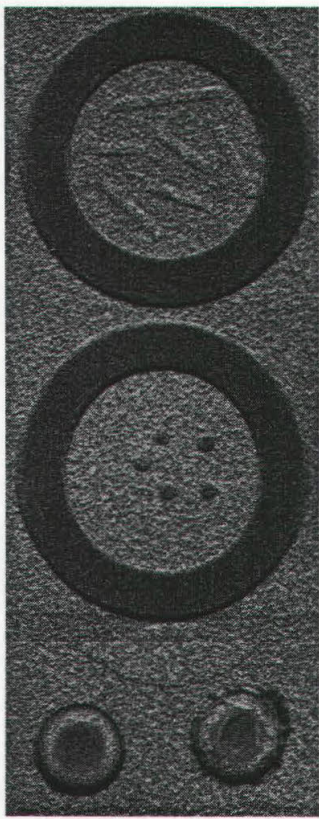
N: ack4, T: trasmissione, P: Trimax
E: 20 keV, DGM: 0.4 mGy



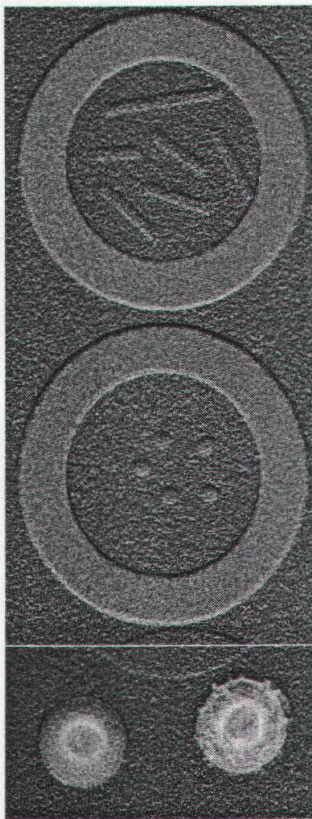
N: ack5, T: Ph.C., P: Trimax
E: 20 keV, DGM: 0.5 mGy



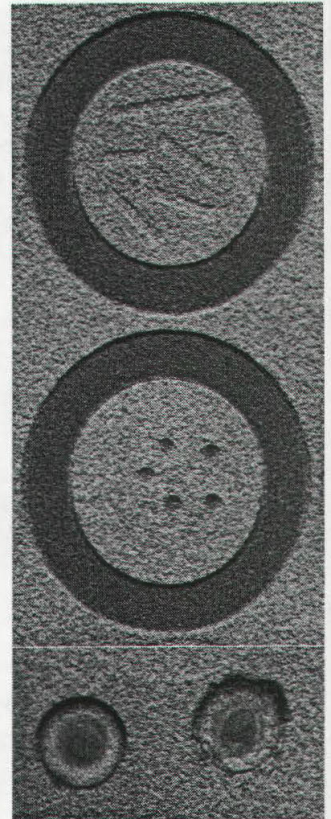
N: ack6, T: D.I.-top, P: Trimax
E: 17 keV, DGM: 2.7 mGy



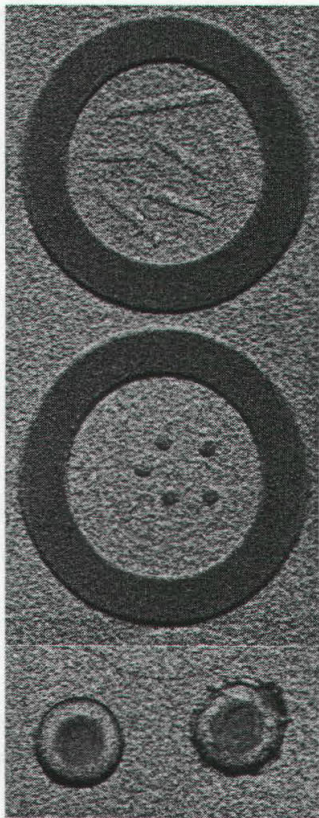
N: ack7, T: D.I.-slope-10%, P: Trimax
E: 17 keV, DGM: 25.8 mGy



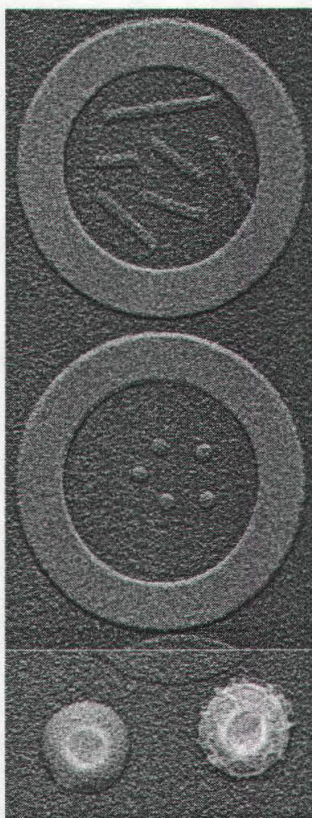
N: ack8, T: D.I.-slope+50%, P: Trimax
E: 17 keV, DGM: 5.1 mGy



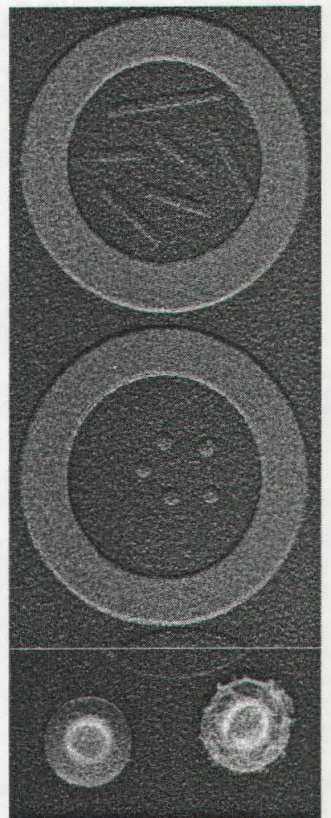
N: ack9, T: D.I.-slope+13%, P: Trimax
E: 17 keV, DGM: 18.9 mGy



N: ack10, T: D.I.-slope-10%, P: Trimax
E: 20 keV, DGM: 5.5 mGy



N: ack11, T: D.I.-slope-50%, P: Trimax
E: 20 keV, DGM: 1.4 mGy



N: ack12, T: D.I.-slope+55%, P: Trimax
E: 20 keV, DGM: 1.4 mGy

5.8. Le immagini di tessuti.

I due campioni presentati nelle figure breast_a e breast_b rappresentano una piccola parte delle mammelle esaminate alla linea SYRMEP. Si tratta di due organi completi, preparati dall'Istituto di Anatomia Patologia dell'Ospedale Maggiore di Trieste ed inseriti in un apposito contenitore di plexiglas con pareti di 2 mm; tale contenitore consente di comprimere i tessuti, simulando così quanto avviene in mammografia clinica. Dei due campioni solo il tessuto breast_b è stato dapprima fissato in formalina. Non è stato purtroppo possibile esaminare finora reperti contenenti tumori; nella scelta delle immagini da presentare si è dunque dovuto selezionare alcuni particolari di qualche interesse radiologico.

In entrambi i tessuti sono visibili delle bolle d'aria, di difficile eliminazione in fase sperimentale, non visibili nelle immagini al mammografo ed in trasmissione alla linea SYRMEP; tali bolle, pur deteriorando parzialmente la qualità tecnica dell'immagine, rendono chiaramente visibile l'effetto tri-dimensionale già discusso in precedenza.

Tutte le immagini sono state acquisite con le pellicola standard usate in mammografia (Trimax) con schermo di rinforzo. La seguente discussione delle immagini è stata eseguita anche in base ai rilievi clinici forniti da [Dalla Palma, 1998].

5.8.1. Il tessuto breast_a.

La mammella breast_a (SYRMEP 5-3-98) di spessore 3.3 cm, non è stata fissata in formalina. L'immagine breast_a1 è stata ottenuta al mammografo selezionando 26 kV di picco e 32 mAs, corrispondenti ad una DGM di 0.8 mGy. Sulle immagini sono stati indicati due punti di un certo interesse clinico: il numero (1) corrisponde ad alcune microcalcificazioni, mentre il (2) ad una zona di opacità. L'immagine breast_a2 è stata ottenuta a 17 keV nella geometria di trasmissione. È possibile notare, come già dimostrato da [Burattini, 1992], un miglioramento nel contrasto e nella risoluzione spaziale rispetto all'immagine breast_a1, soprattutto in riferimento alla zona di opacità. Ciò è dovuto principalmente all'alta collimazione del fascio ed alla riduzione dello scattering a causa della polarizzazione dei fotoni (App.B). La DGM in quest'immagine è pari a 0.5 mGy, ridotta rispetto all'immagine precedente, grazie soprattutto alla monocromaticità del fascio.

Le figure breast_a3 e breast_a4 sono state realizzate in contrasto di fase rispettivamente a 17 keV e 20 keV. Nella prima immagine, rispetto alle due precedenti, le microcalcificazioni (1) presentano dei contrasti più pronunciati, mentre le zone ghiandolari (2) sono meglio definite; il contrasto risulta ridotto nell'immagine a 20 keV. Dal punto di vista della dose, la DGM di breast_a3 è di 0.6 mGy mentre quella di breast_a4 è di soli 0.3 mGy: rispetto all'immagine convenzionale si ha quindi una

riduzione rispettivamente del 25% e di circa il 60%.

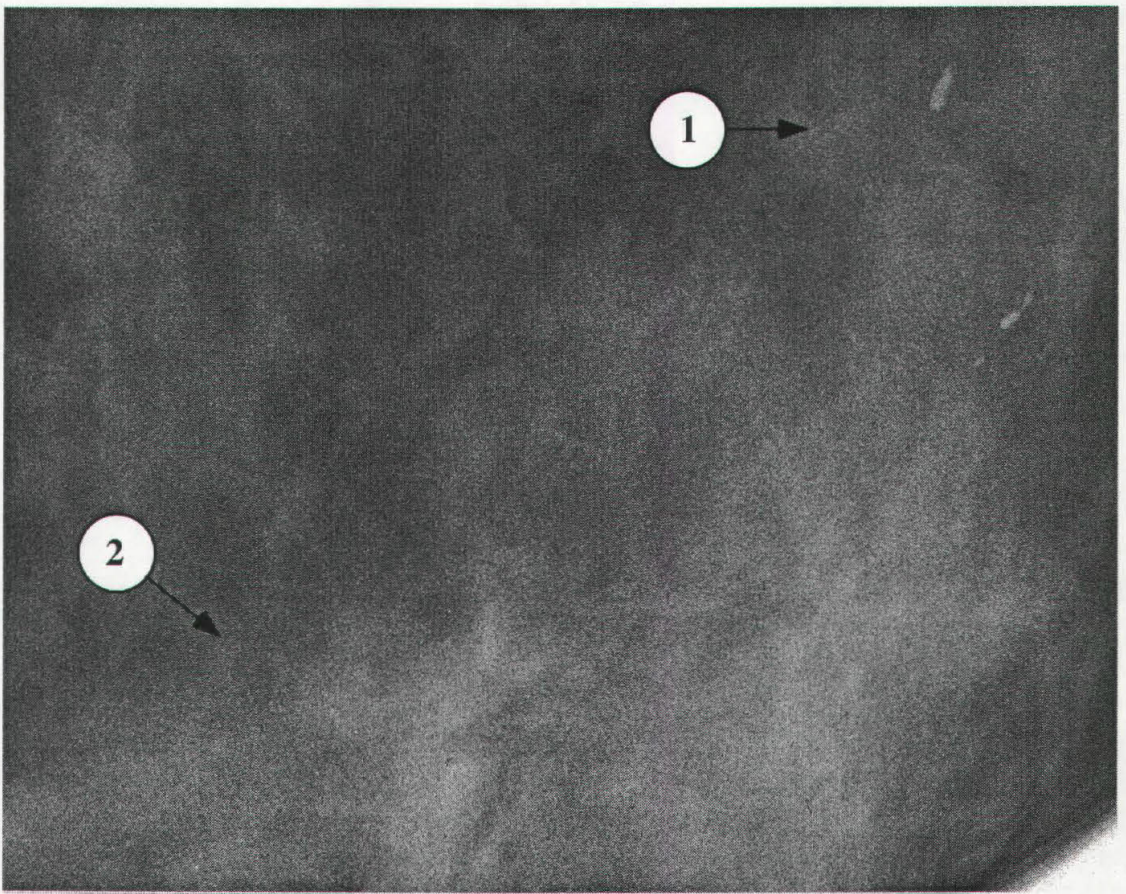
Le ultime due immagini (breast_a5 e breast_a6) sono state acquisite a 17 keV in D.I.. Nel primo caso è stato scelto un piccolo disallineamento tra il monocromatore principale e il cristallo analizzatore, tale da avere un flusso diffratto dal cristallo pari all'80% di quello incidente sul campione; è possibile in questo modo registrare le variazioni di fase, mantenendo nel contempo la dose pari all'immagine al mammografo (DGM=0.8 mGy). Nel secondo caso è stato scelto un disallineamento maggiore (slope-40%), che consente un aumento della sensibilità ai gradienti di fase, a scapito però di un aumento della dose al tessuto (DGM=1.7 mGy). La qualità globale dell'immagine è migliore dell'immagine in contrasto di fase alla stessa energia (breast_a3). In particolare risultano maggiormente definite l'opacità (2) e la visibilità delle microcalcificazioni.

5.8.2. Il tessuto breast_b.

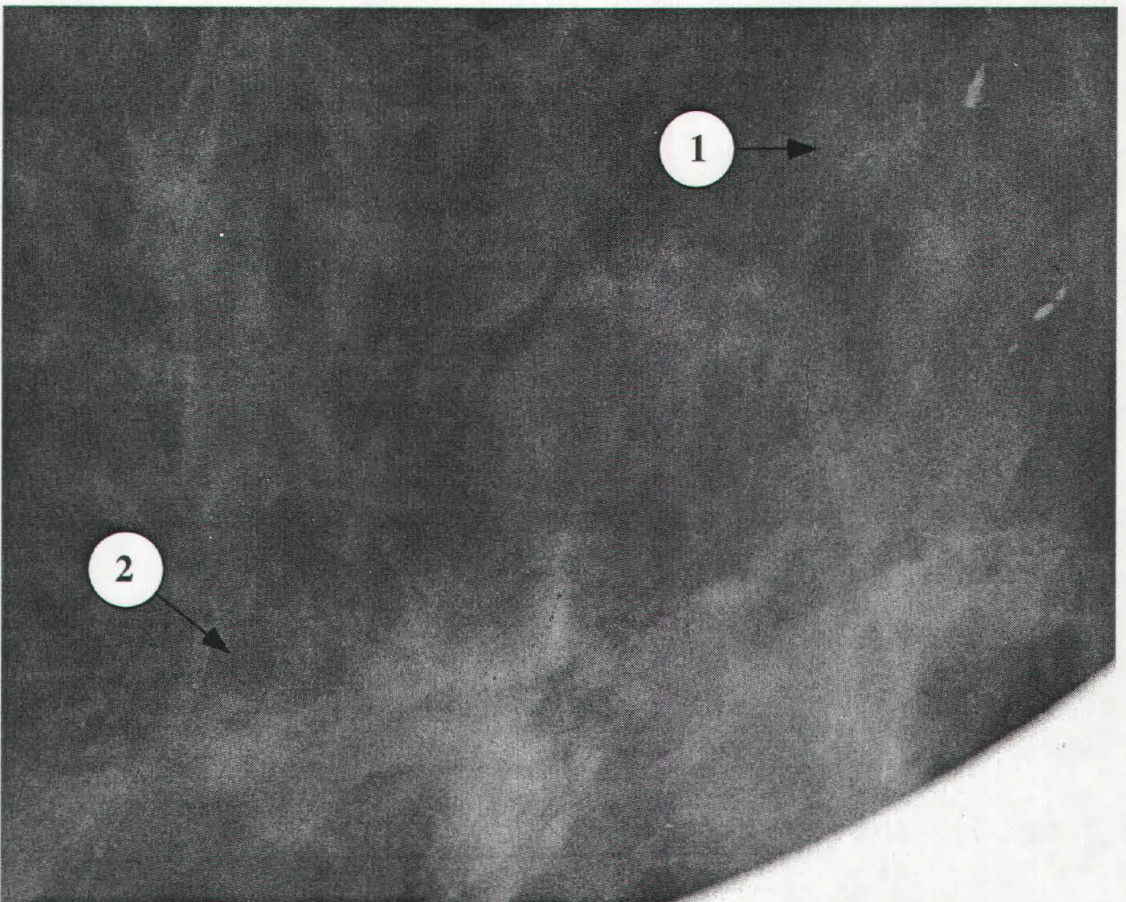
La successione delle immagini di questo campione è simile a quella seguita per "breast_a". Questo tessuto (SYRMEP 2-4-98) è stato fissato in formalina prima di essere esaminato. Anche in questo caso sono stati evidenziati due particolari clinicamente interessanti: la zona areolare (1) ed un'opacità del tessuto ghiandolare (2). Anche la qualità delle immagini ha una progressione simile a quella discussa per il tessuto breast_a. L'immagine breast_b1 (mammografo, 27 kVp, 28 mAs, DGM=0.8 mGy) è meno contrastata, su entrambe le zone evidenziate (1) e (2), rispetto all'immagine a 17 keV in trasmissione (breast_b2, DGM=0.6 mGy), con inoltre una dose superiore del 25%. Nell'immagine in Ph.C. a 17 keV (breast_b3) le fibre che circondano la zona areolare risultano meglio definite rispetto all'immagine breast_b2, con una dose pari a DGM=0.5 mGy. Risultano invece depressi, rispetto alla breast_b3 il contrasto nei particolari (1) e (2) dell'immagine a 20 keV in Ph.C. (breast_b4, DGM=0.3 mGy) con però una sensibile riduzione di dose. Nell'ultimo set di immagini c'è invece una variazione rispetto alla sequenza usata nel tessuto precedente. L'immagine breast_b5 rappresenta il tessuto acquisito sulla slope-80% a 17 keV. L'effetto visivo 3-dimensionale determina una visibilità superiore delle fibre e della struttura dell'opacità (2). La dose è pari a 0.8 mGy. L'immagine breast_b6 è stata invece eseguita a 20 keV sulla slope-50%. La qualità dell'immagine è comparabile a quella precedente nella zona di opacità e nei tessuti fibrosi, mentre è leggermente inferiore nella zona areolare. La dose in questo caso è stata però contenuta a DGM=0.7 mGy.

La due tecniche sensibili alle variazioni di fase, utilizzate nell'imaging dei fantocci mammografico "Ackerman" e dei due tessuti mammari hanno dimostrato, rispetto alle immagini effettuate al mammografo, un miglioramento del contrasto e della visibilità in particolare dei dettagli sottili o a basso contrasto in trasmissione. La DGM è risultata nella maggior parte dei casi inferiore o comparabile alle dosi somministrate agli stessi

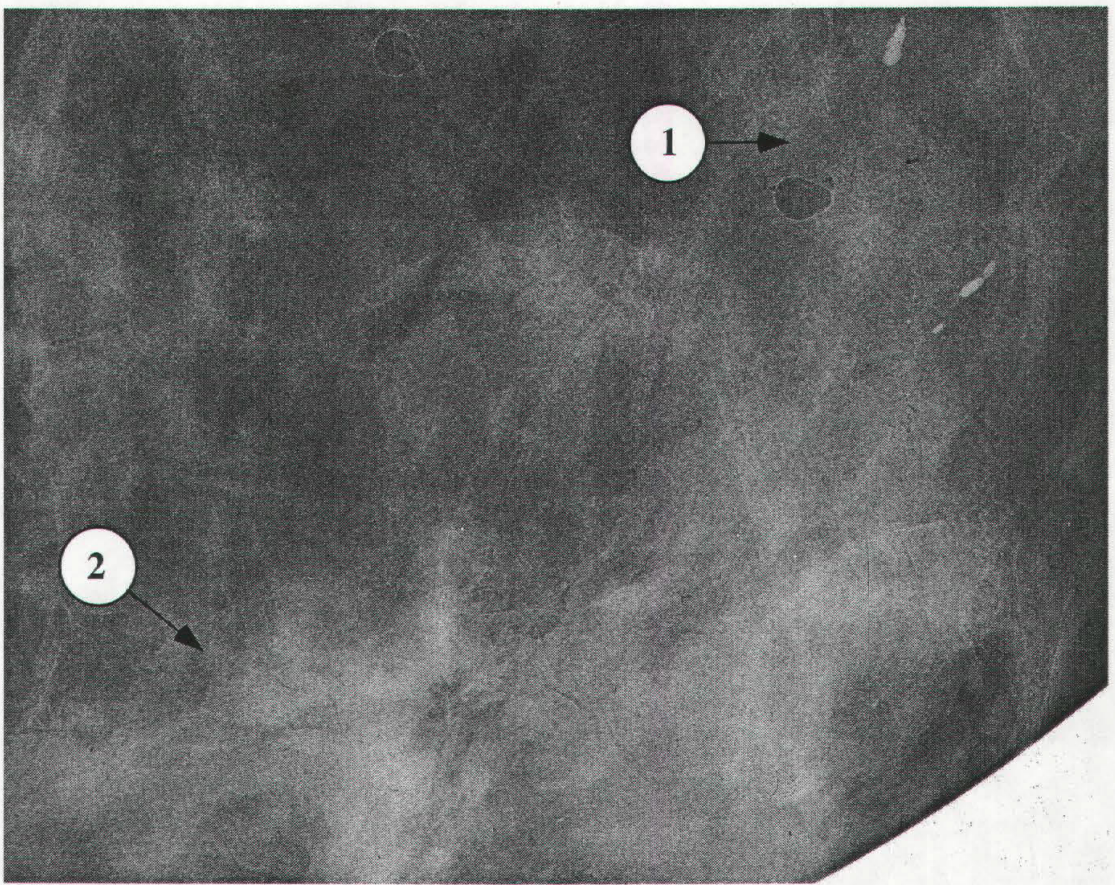
campioni nelle immagini al mammografo. Le tecniche descritte possono dunque aprire la strada a nuove applicazioni nel caso della mammografia per risolvere casi ambigui o per la diagnosi precoce di lesioni maligne.



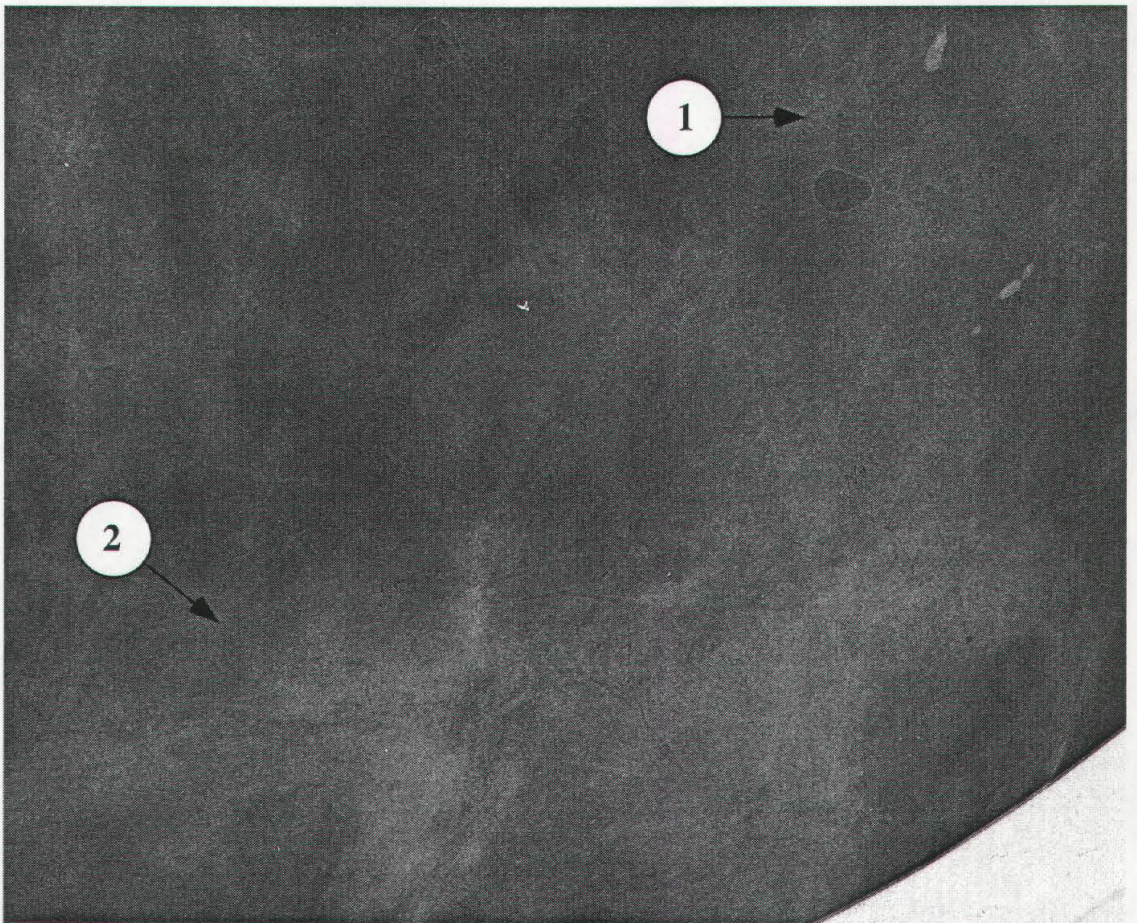
N: brest_a1, T: mammografo, P: Trimax, E: 26 kVp-32 mAs, DGM: 0.8 mGy, S: 3.3 cm



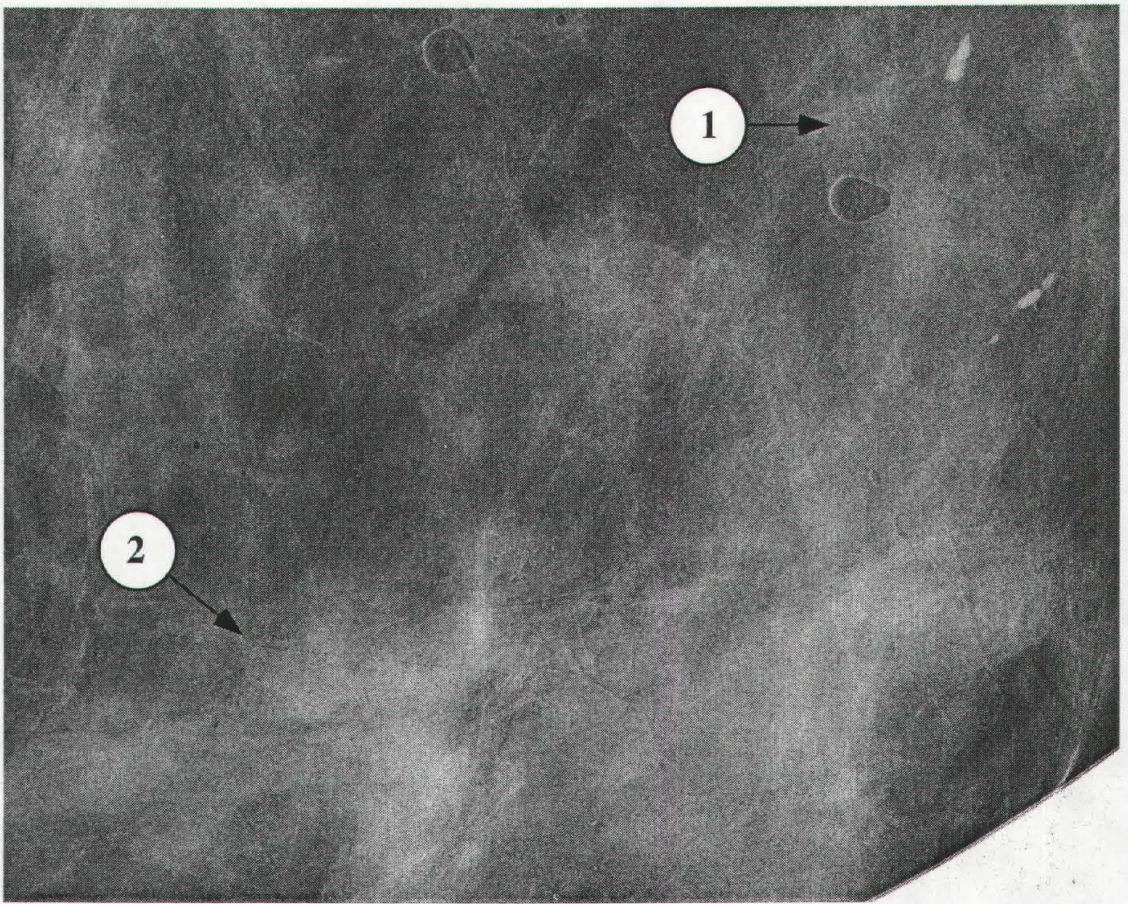
N: brest_a2, T: trasmissione, P: Trimax, E: 17 keV, DGM: 0.6 mGy, S: 3.3 cm



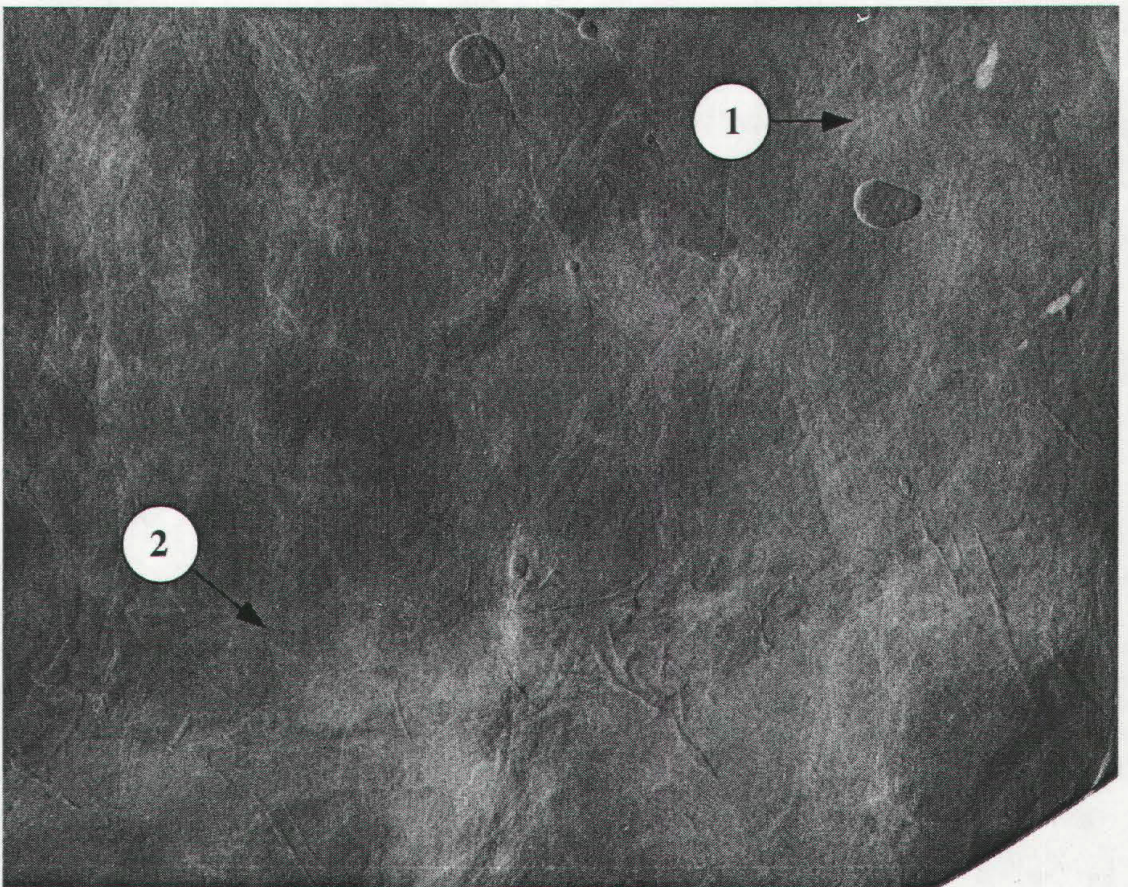
N: brest_a3, T: Ph.C., P: Trimax, E: 17 keV, DGM: 0.6 mGy, S: 3.3 cm



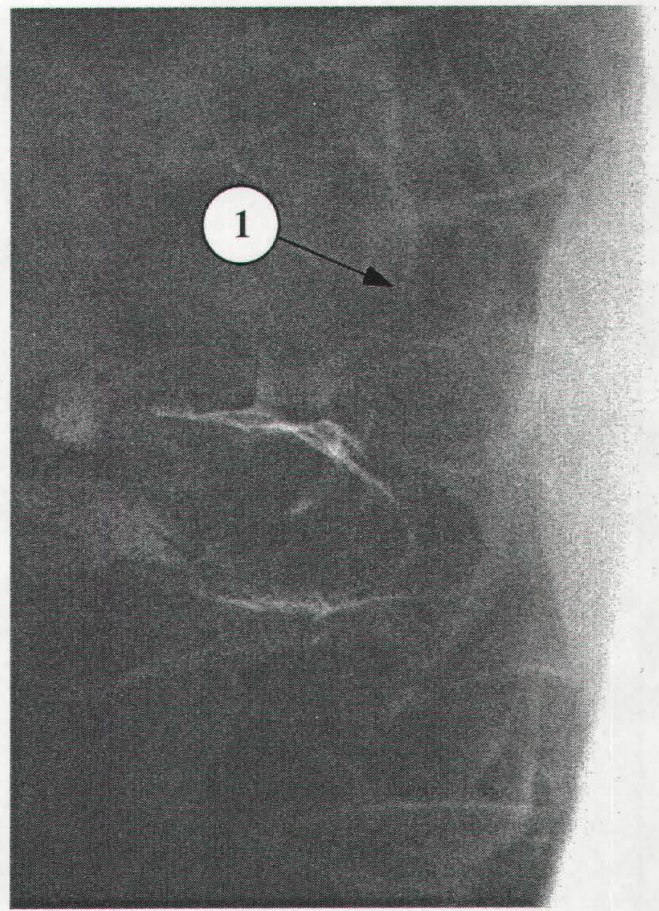
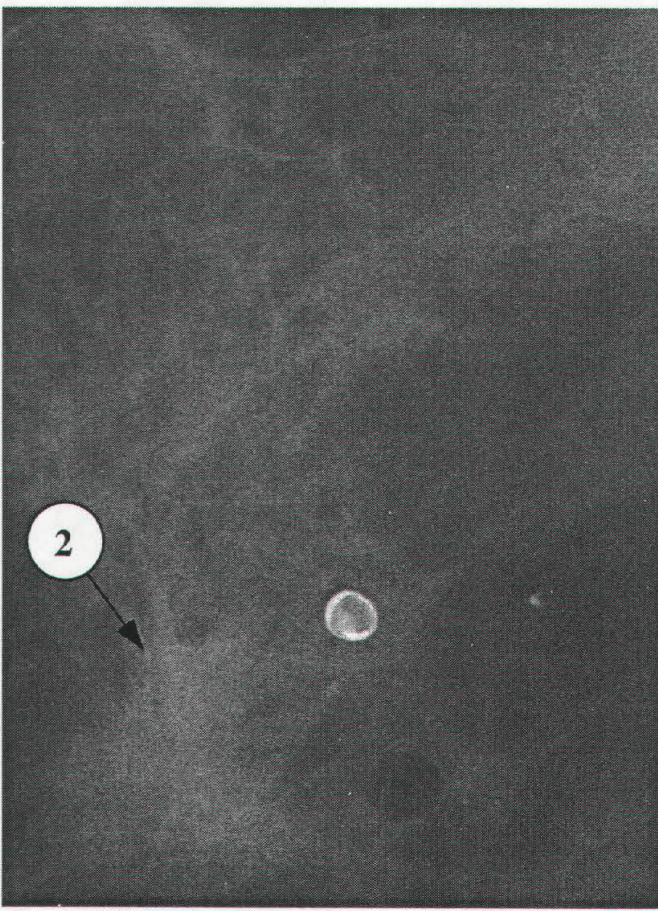
N: brest_a4, T: Ph.C., P: Trimax, E: 20 keV, DGM: 0.3 mGy, S: 3.3 cm



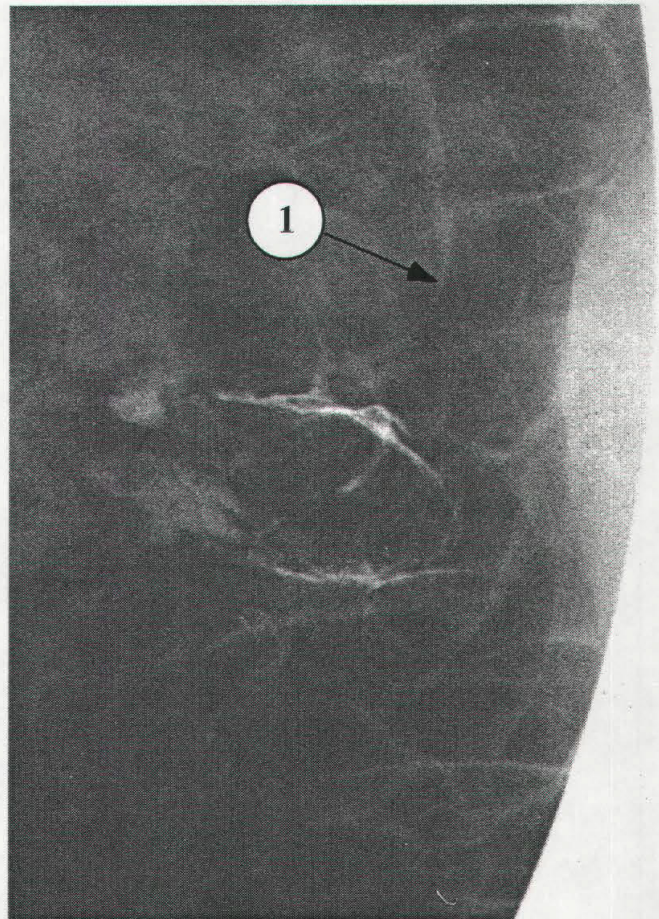
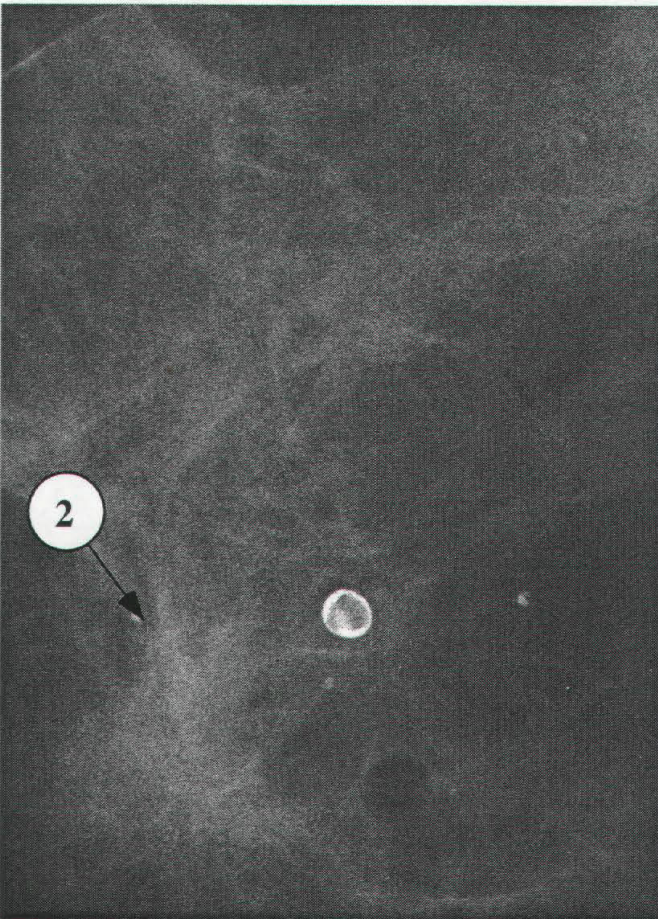
N: brest_a6, T: D.I.-slope-80%, P: Trimax, E: 17 keV, DGM: 0.8 mGy, S: 3.3 cm



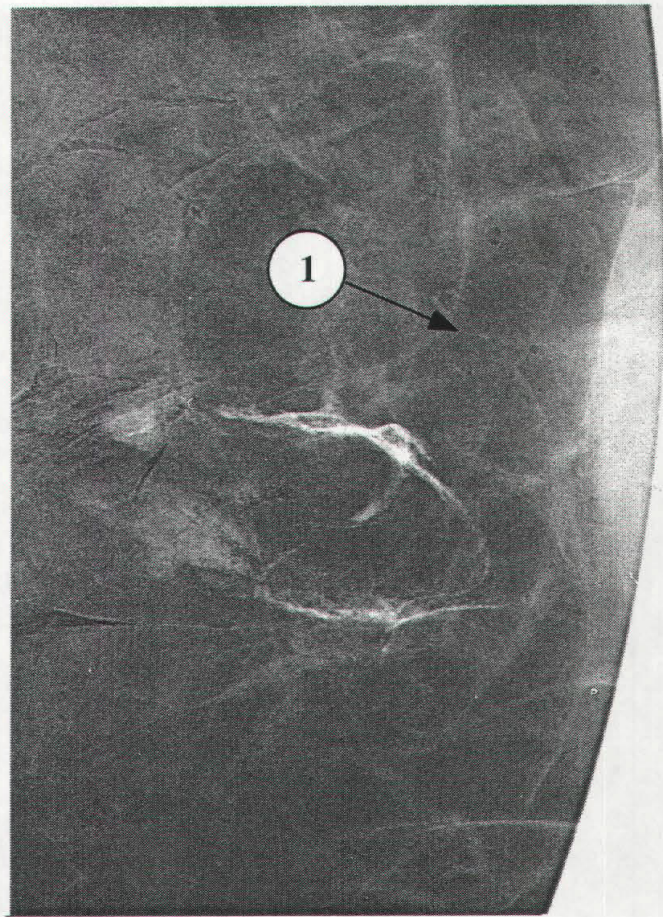
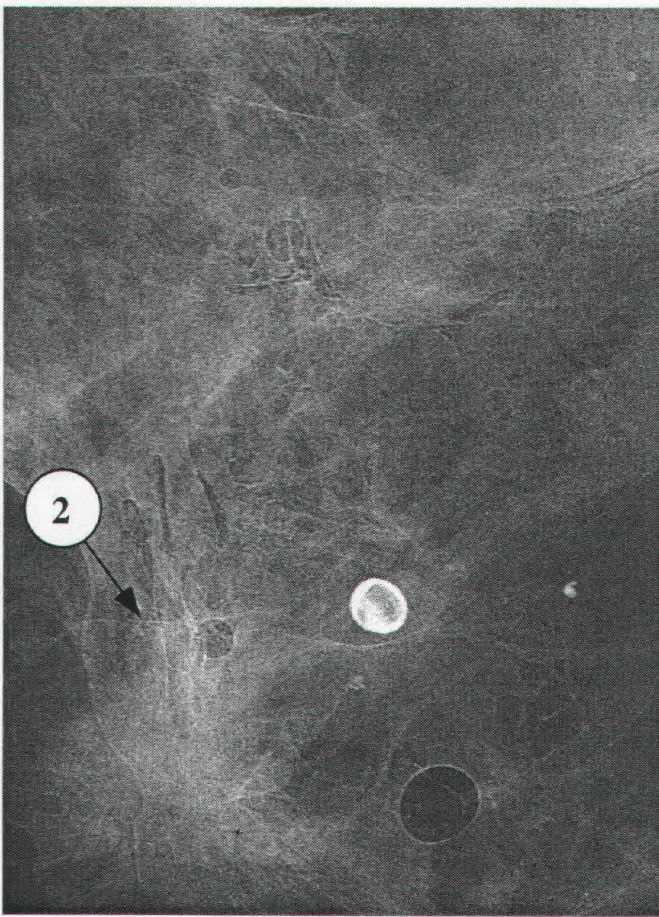
N: brest_a6, T: D.I.-slope-40%, P: Trimax, E: 17 keV, DGM: 1.7 mGy, S: 3.3 cm



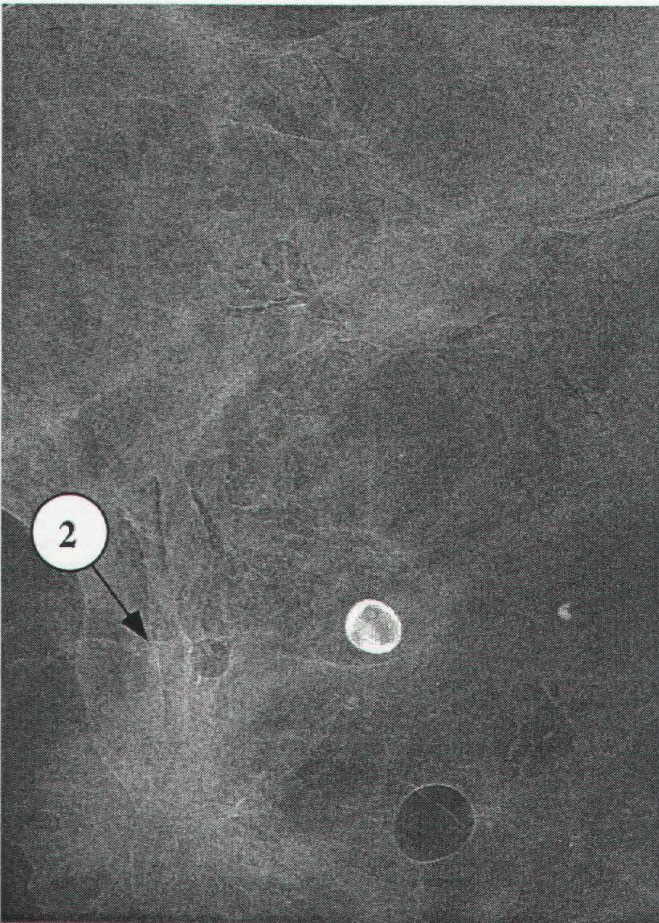
N: brest_b1, T: mammografo, P: Trimax, E: 27 kVp-28 mAs, DGM: 0.8 mGy, S: 3.0 cm



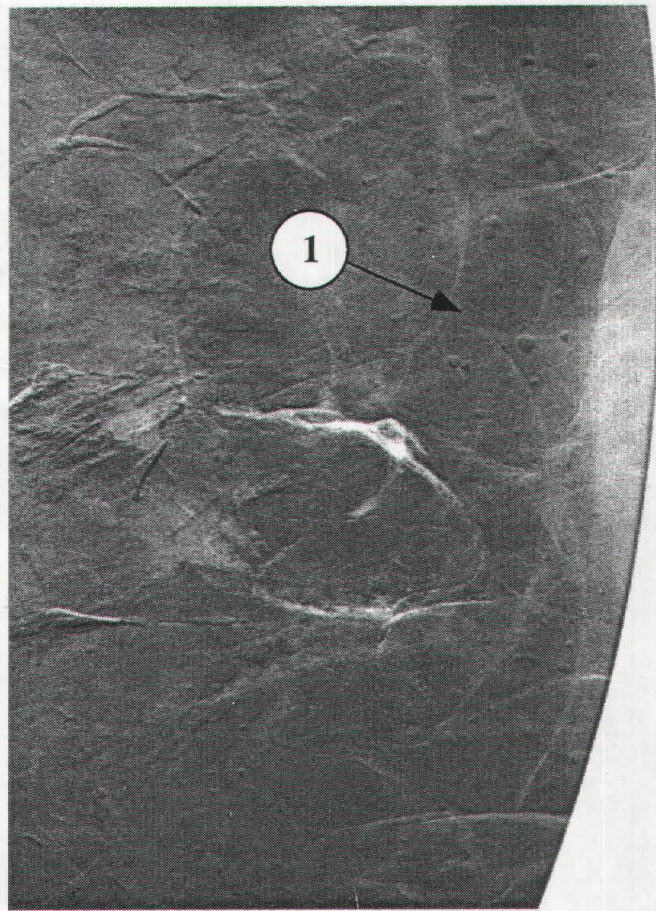
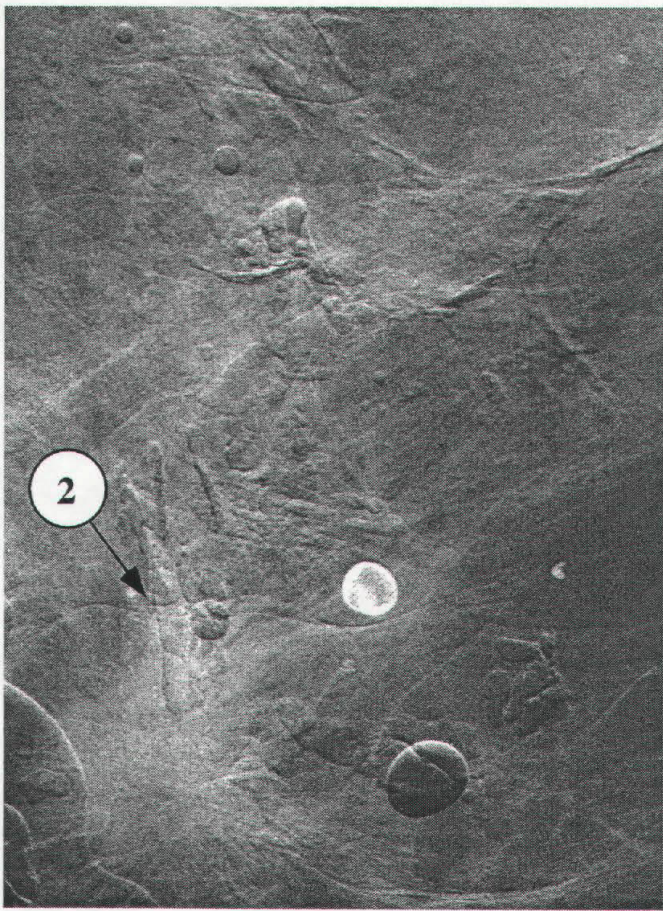
N: brest_b2, T: trasmissione, P: Trimax, E: 17 keVp, DGM: 0.5 mGy, S: 3.0 cm



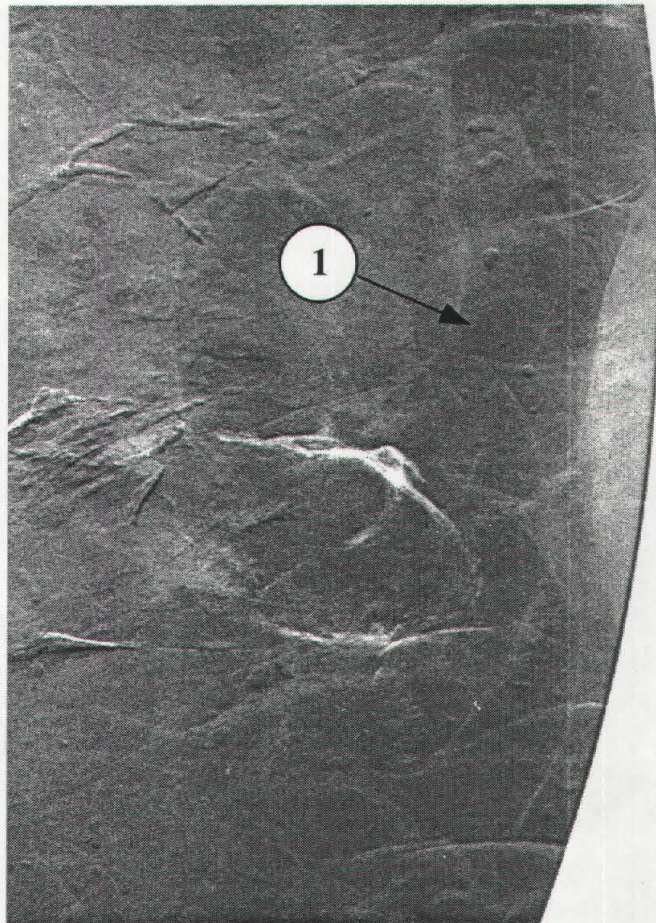
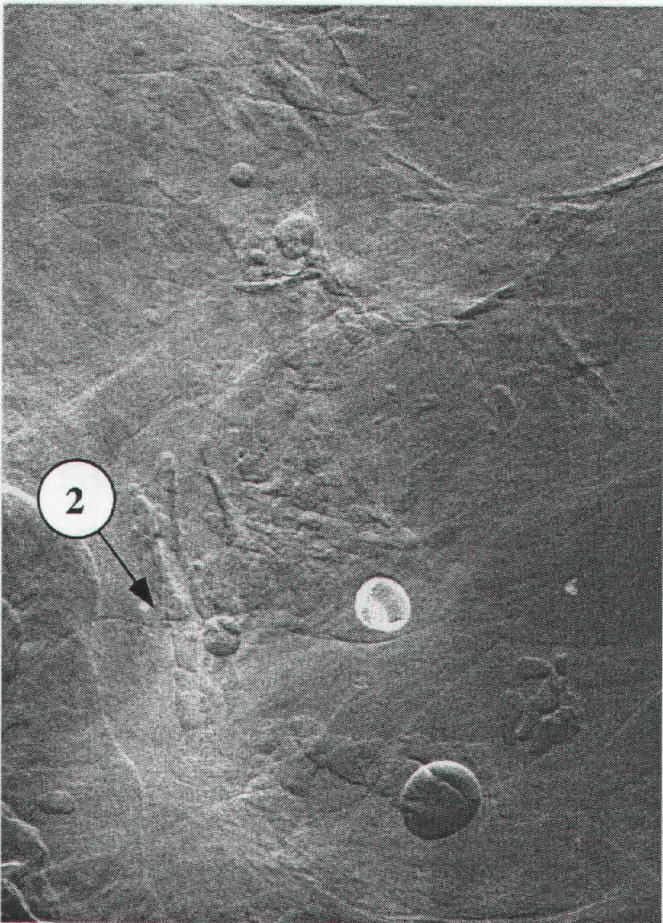
N: brest_b3, T: Ph.C., P: Trimax, E: 17 keV, DGM: 0.5 mGy, S: 3.0 cm



N: brest_b4, T: Ph.C., P: Trimax, E: 20 keV, DGM: 0.3 mGy, S: 3.0 cm



N: brest_b5, T: D.I.-slope-50%, P: Trimax, E: 17 keV, DGM: 0.8 mGy, S: 3.0 cm



N: brest_b6, T: D.I.-slope-50%, P: Trimax, E: 20 keV, DGM: 0.6 mGy, S: 3.0 cm

5.9. Altre applicazioni delle tecniche di contrasto di fase.

Le potenzialità dimostrate dalle tecniche di contrasto di fase illustrate nei paragrafi precedenti hanno indotto a verificare l'applicabilità delle suddette ad altri campi della fisica, predisponendo un semplice esperimento. In alcune applicazioni tecnologiche risulta necessario verificare la presenza di fratture in un materiale. Come si vedrà in questo paragrafo, con le tecniche discusse in questa tesi è possibile evidenziare fratture molto piccole in un materiale a bassa densità. Il campione utilizzato in questo test è una bottiglia di plexiglas con le pareti dello spessore 1 mm. Dopo aver rotto una delle due pareti, si è praticata meccanicamente una frattura sulla seconda, senza asportazione di materiale (Fig.5.5).

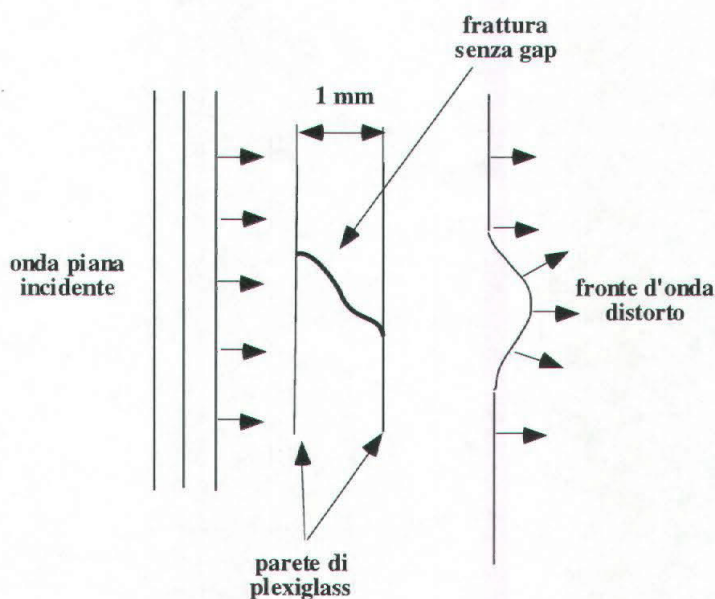


Fig.5.5. Schema della frattura praticata su una delle pareti della bottiglia di plexiglas.

In trasmissione il contrasto teorico determinato dai fotoni passati attraverso la frattura rispetto a quelli del background è nullo, poiché la quantità di materiale attraversato è la stessa. La frattura determina invece degli sfasamenti nel fronte d'onda incidente, che possono essere registrati con le tecniche di contrasto di fase.

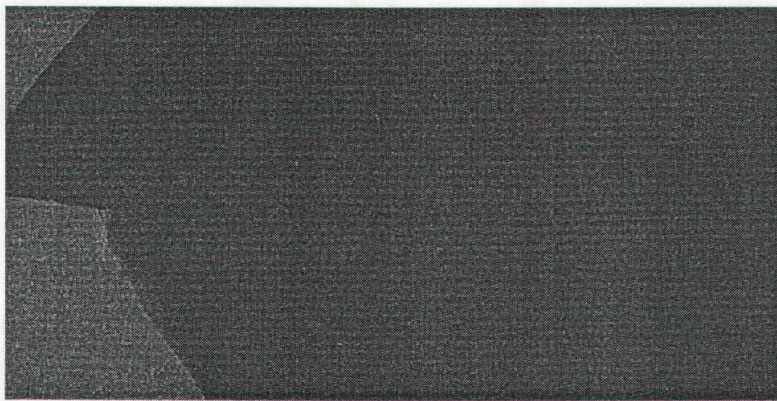
L'immagine bottle1 è stata acquisita in trasmissione, su una pellicola ad alta risoluzione, con un fascio di 10 keV. Essa è stata dunque effettuata nelle migliori condizioni, dal punto di vista del contrasto, possibili alla linea SYRMEP con questo tipo di tecnica: la frattura non è visibile e ciò conferma che i due lembi della frattura sono uniti.

Le figure bottle2 e bottle3 sono state acquisite rispettivamente in contrasto di fase a 25

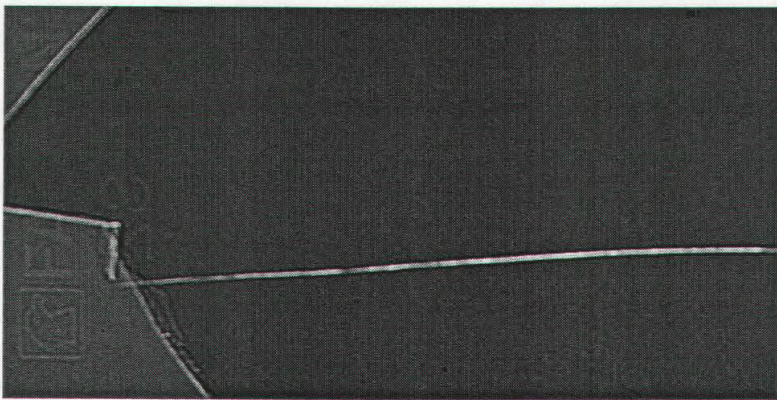
keV ed in D.I. sulla slope+15% a 17 keV, utilizzando come rivelatore le pellicole Trimax con schermo di rinforzo. In entrambi i casi la frattura è perfettamente visibile ed il segnale è estremamente elevato.

Sono state acquisite ulteriori immagini in varie condizioni sperimentali; i profili ottenuti dopo la digitalizzazione delle pellicole sono presentati nelle Fig.5.6. Il contrasto con le tecniche di contrasto di fase e di D.I. e nella pagina seguente sono riportati i profili del segnale ottenuti dopo la digitalizzazione delle pellicole. Nelle tecniche di contrasto di e di D.I. il segnale varia dal 20% al 100%, da confrontarsi con l'assenza di segnale nell'immagine in trasmissione (Fig.5.6a).

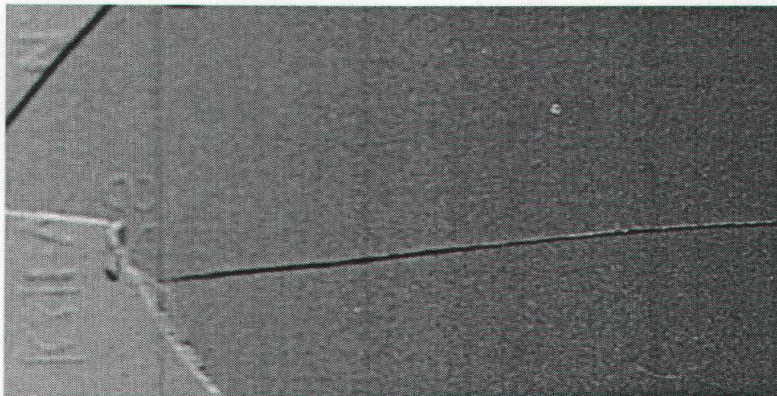
Con questo semplice test si è dunque verificata con successo l'applicabilità delle tecniche di contrasto fase ad altre discipline fisiche.



N: bottle1, T: trasmissione, P: High R., E: 10 keV, S: 1 mm



N: bottle2, T: Ph.C., P: High R., E: 25 keV, S: 1 mm



N: bottle3, T: D.I.slope+15%, P: High R., E: 17 keV, S: 1 mm

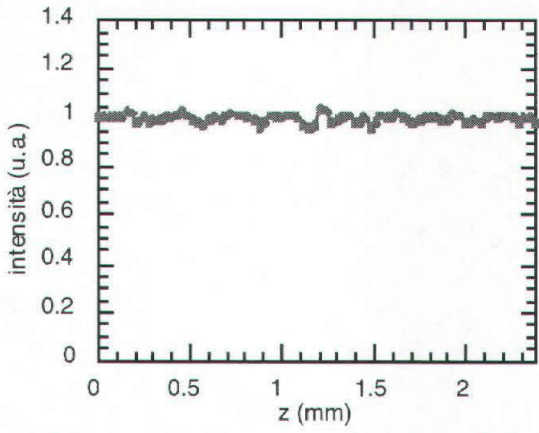


Fig.5.6a. T: trasmissione, P: High R., E:10 keV.

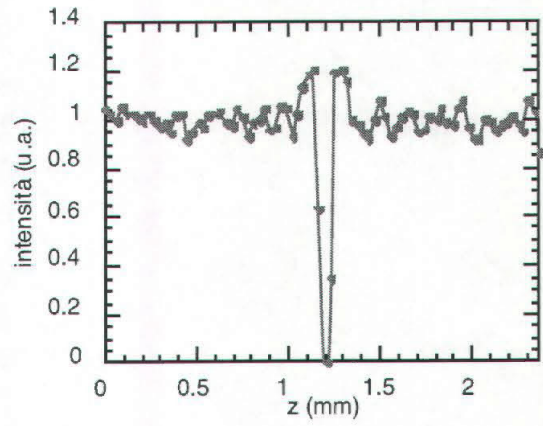


Fig.5.6b. T: Ph.C., P: Trimax, E:17 keV.

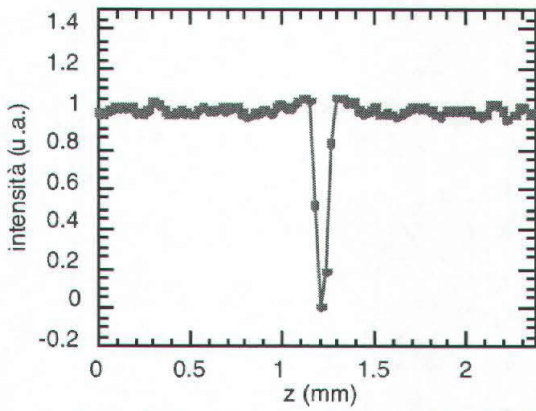


Fig.5.6c.T: D.I.-top, P: Trimax, E: 17 keV.

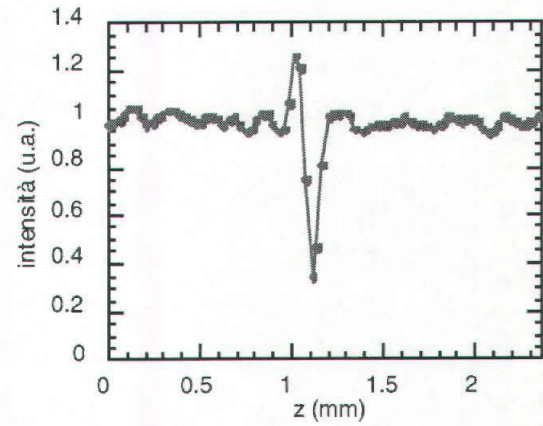


Fig.5.6d.T: D.I.-slope-21%, P: Trimax, E: 17 keV.

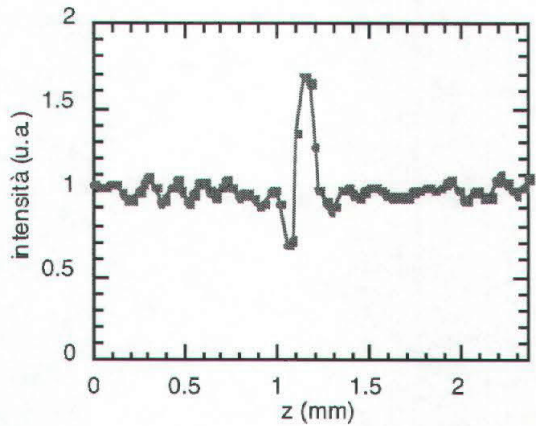


Fig.5.6e.T: D.I.-slope+21%, P: Trimax, E: 17 keV.

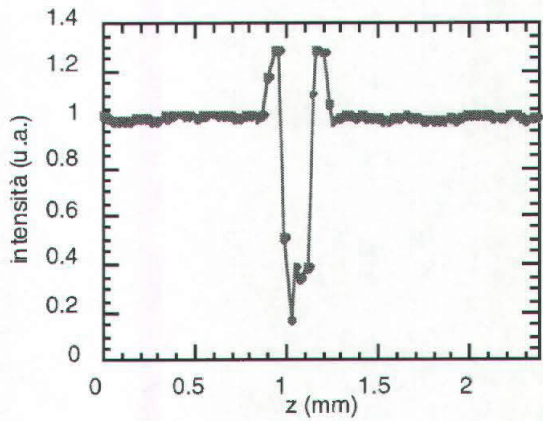


Fig.5.6f.T: Ph.C., P: High R., E: 25 keV.

Conclusioni

Lo scopo di questa Tesi era lo studio delle tecniche di contrasto di fase con raggi X duri, applicate alla mammografia con luce di sincrotrone. Si è posta l'attenzione su due diverse metodologie sperimentali, denominate Contrasto di Fase e Diffraction Imaging.

Entrambe le tecniche erano già state sperimentate in mammografia. [Ingal, 1997] ha utilizzato come sorgente un tubo a raggi X opportunamente monocromatizzato; i tempi necessari per un'immagine con tale tipo di sorgente, variabile dalle 2 alle 10 ore a seconda dello spessore del campione, sono però del tutto incompatibili con la diagnostica clinica.

[Chapman, 1997] ha effettuato uno studio preliminare, presso una sorgente di luce di sincrotrone, utilizzando esclusivamente un fantoccio standard mammografico.

Nell'ambito dello sviluppo teorico della tecnica di Contrasto di Fase si è studiata l'importanza di una corretta scelta della distanza campione-rivelatore e si è verificato che per una sorgente da magnete curvante di Elettra sono soddisfatte le condizioni di coerenza che permettono di massimizzare il segnale. Le immagini di reperti chirurgici, registrate su pellicole diagnostiche, presentano in tutti i casi, a parità di dose, un contrasto superiore sia a quello ottenuto al mammografo sia a quello ottenuto ad Elettra in geometria di trasmissione (Cap.5.8). Sono inoltre perfettamente visibili tutti i dettagli dell'oggetto-test mammografico "Ackermann" (Cap.5.7).

La tecnica di Diffraction Imaging consente di ottenere ulteriori miglioramenti nella qualità delle immagini mammografiche. La larghezza della curva di riflettività di un cristallo perfetto è dello stesso ordine di grandezza della deviazione angolare subita dai raggi X al passaggio attraverso un campione; quando il cristallo è allineato con il monocromatore principale della beamline è possibile ottenere immagini a basso scattering; piccoli disallineamenti consentono inoltre di aumentare il contrasto sulle immagini, mettendo in particolare evidenza le variazioni di direzione delle onde diffratte. Le immagini dei tessuti mammari risultano altamente contrastate e vengono risolte, nei due casi presentati, le zone di opacità rilevate nelle immagini al mammografo (Cap.5.8.1 e Cap.5.8.2); risultano inoltre meglio definiti i contorni delle microcalcificazioni presenti in uno dei tessuti (Cap.5.8.2). Questa tecnica permette inoltre di selezionare una particolare direzione dei

raggi diffratti, come è stato dimostrato nell'immagine del topo (Cap.5.6); in questo modo è possibile evidenziare tessuti a bassissimo contrasto non visibili con la tecnica precedente.

I risultati sperimentali qui illustrati sono positivi sia dal punto di vista della qualità dell'immagine, sia da quello della dose ceduta al campione; appare perciò promettente l'applicazione delle tecniche studiate anche alla mammografia *in-vivo*.

Appendice A

L'interazione radiazione-materia.

A.1. Introduzione.

Nell'intervallo energetico di interesse radiologico, da 15 a 150 keV, tre sono i processi possibili di interazione tra i fotoni e la materia: l'effetto Rayleigh o di diffusione coerente, l'effetto Compton (o di diffusione incoerente) e l'assorbimento fotoelettrico. Essi verranno discussi in questa Appendice.

A.2. L'effetto Rayleigh.

Esso consiste nella diffusione elastica dei fotoni da parte degli elettroni molto legati di un atomo (centro diffusore) [Jackson, 1975], [Bertocchi, 1993], [Johns, 1971]. Data la piccola energia del fotone rispetto a quella di legame, l'elettrone non può assorbire energia e contemporaneamente l'atomo, data la sua grande massa, assorbe l'impulso ma non l'energia. Gli elettroni dell'atomo diffusore oscillano alla frequenza del fotone, essi emettono radiazione alla stessa lunghezza d'onda del fotone incidente. Poiché la lunghezza d'onda della radiazione emessa da ciascun elettrone è paragonabile alle dimensioni atomiche, ciò comporta un fenomeno di interferenza costruttiva, dando così un fenomeno complessivo, nel quale l'intensità della radiazione uscente è pari al quadrato della somma vettoriale delle ampiezze delle radiazioni diffuse dai singoli elettroni.

La sezione d'urto differenziale di scattering coerente è pari a quella Thompson, che descrive in modo classico la diffusione di fotoni da parte degli elettroni liberi, moltiplicata per il quadrato del fattore di forma atomico del centro diffusore.

La sezione d'urto differenziale di diffusione Thompson per radiazione incidente con polarizzazione lineare parallela all'asse x (come nel caso della radiazione di sincrotrone), sommata su tutte le polarizzazioni finali è uguale a [Jackson, 1975]:

$$\frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} = r_0^2 \cdot (\cos^2 \theta \cdot \cos^2 \phi + \sin^2 \phi) \quad (A.1)$$

dove r_0 è il raggio classico dell'elettrone, ϕ è l'angolo radiale tra la direzione \hat{n} di diffusione del fotone e il piano yz (Fig.A.1), $\hat{\epsilon}$ è la direzione di polarizzazione del fotone incidente, θ l'angolo azimutale di diffusione del fotone rispetto al piano formato dal fotone incidente e dal suo vettore di polarizzazione.

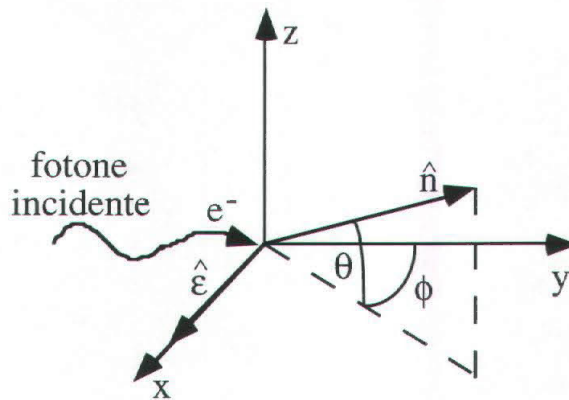


Fig.A.1. Geometria della diffusione coerente.

La sezione d'urto differenziale per diffusione coerente diventa:

$$\frac{d\sigma_{coer}}{d\Omega} = r_0^2 \cdot (\cos^2 \theta \cdot \cos^2 \phi + \sin^2 \phi) \cdot [F(x, Z)]^2 \quad (A.2)$$

con $[F(x, Z)]$ il fattore di forma atomico, che tiene conto della distribuzione elettronica del singolo atomo; esso dipende dal numero atomico Z , e dal parametro $x = \sin \frac{\theta}{2} \cdot \frac{1}{\lambda}$. I fotoni

Rayleigh sono diffusi prevalentemente a piccoli angoli.

La sezione d'urto differenziale per unità di angolo di diffusione è quindi:

$$\frac{d\sigma_{coer}}{d\theta} = \frac{d\sigma_{coer}}{d\Omega} \cdot 2\pi \sin \theta \quad (A.3)$$

mentre la sezione d'urto totale per diffusione coerente è data da:

$$\sigma_{coer} = \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma_{coer}}{d\theta} \quad (A.4)$$

A.3. L'effetto Compton.

Esso consiste nell'interazione tra un fotone e un singolo elettrone atomico, considerato come libero; In questo caso l'energia del fotone è grande rispetto all'energia di legame dell'elettrone. Parte dell'energia del fotone incidente è ceduta all'elettrone, che viene emesso ad un angolo ϕ rispetto alla direzione del fotone. Il fotone che subisce scattering ad angolo θ risulta dunque meno energetico di quello incidente. La direzione del fotone incidente, quello diffuso e l'elettrone liberato sono complanari e sono indicate in Fig.A.2.

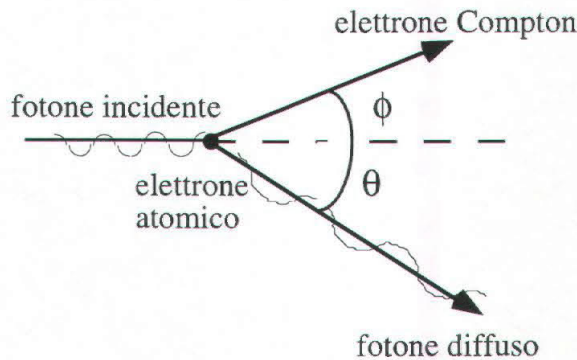


Fig.A.2. Geometria della diffusione Compton.

La relazione che lega l'energia iniziale $h\nu$ del fotone a quella finale $h\nu'$ è:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (\text{A.5})$$

con $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$ ed m_0 la massa a riposo dell'elettrone.

La sezione d'urto differenziale di collisione di Klein-Nishina, nel caso di radiazione incidente linearmente polarizzata, che indica la probabilità che un fotone di energia $h\nu$, al passaggio attraverso un assorbitore di spessore equivalente ad una densità di $1 \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-2}$ subisca una collisione dalla quale un fotone di energia $h\nu'$ sia diffuso entro l'angolo solido $d\Omega$, integrata su tutte le polarizzazioni possibili del fotone diffuso è:

$$\frac{d\sigma_{\text{Compton}}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(1 + \alpha(1 - \cos\theta) + \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} - 2 \sin^2\theta \cdot \cos^2\eta \right) \quad (\text{A.6})$$

nella quale, detto $\hat{\epsilon}$ il vettore di polarizzazione del fotone incidente (Fig.A.3), η è l'angolo tra il piano della polarizzazione del fotone incidente e il piano di scattering. Essa

coincide con quella di Thompson se $\alpha \ll 1$.

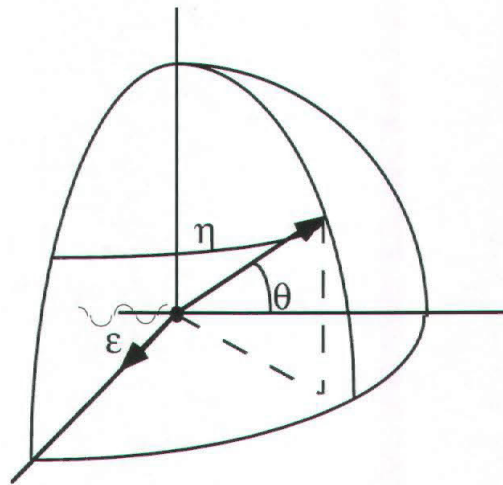


Fig.A.3. Geometria della sezione d'urto di Klein-Nishina.

Dall'espressione precedente si ottiene che, all'aumentare dell'energia del fotone incidente, la sezione d'urto per effetto Compton decresce e l'angolo di scattering tende ad essere sempre più piccolo.

La somma delle probabilità di tutte le possibili collisioni tra il fotone incidente ed ogni elettrone dell'atomo, centro diffusore, è chiamata sezione d'urto totale di collisione. Essa rappresenta la probabilità di rimuovere un fotone da un fascio collimato al passaggio attraverso un assorbitore di spessore equivalente ad $1 e^{-} \cdot \text{cm}^{-2}$ ed è la stessa per radiazione incidente polarizzata e non polarizzata. È ottenuta integrando, su tutto l'angolo solido, la relazione precedente:

$$\sigma_{\text{Compton}} = 2\pi \cdot r_0^2 \left(\frac{1+\alpha}{\alpha^2} \right) \left(\left(\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right) + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right) \quad (\text{A.7})$$

A.4. L'effetto fotoelettrico.

Esso può essere interpretato come la collisione tra un fotone ed un elettrone legato di un atomo, appartenente ad una delle shell K, L, M o N; parte dell'energia $h\nu$ del fotone viene impiegata per estrarre l'elettrone dal suo orbitale di energia di legame B e l'energia rimanente $h\nu - B$ si trasforma in energia cinetica dell'elettrone, detto "fotoelettrone" [Bertocchi, 1993].

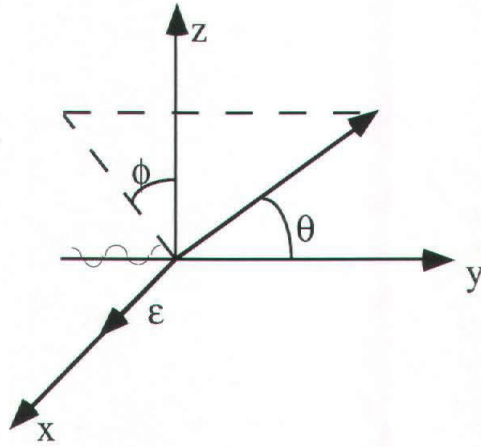


Fig.A.4. Geometria dell'effetto fotoelettrico.

La sezione d'urto differenziale per fotoni polarizzati linearmente, con direzione $\hat{\epsilon}$ come in Fig.A.4, è data dalla formula:

$$\frac{d\sigma_{\text{fotoel}}}{d\Omega} = \frac{16\alpha \cdot \hbar \cdot Z^5 \cdot \text{sen}^2\theta \cdot \text{sen}^2\phi}{m \cdot \pi \cdot v \cdot (k_f a_0)^3 \left(1 - \frac{v_f}{c} \cos\theta\right)} \quad (\text{A.8})$$

dove v_f è la velocità dell'elettrone, k_f il modulo del vettore d'onda dell'elettrone, a_0 il raggio di Bohr, θ l'angolo di diffusione dell'elettrone rispetto alla direzione incidente e ϕ l'angolo di diffusione rispetto al piano di propagazione del fotone. La sezione d'urto totale per un atomo di tipo idrogenoide è:

$$\sigma_{\text{fotoel}} = \frac{16 \cdot \pi \cdot \sqrt{2} \cdot \alpha^8 \cdot Z^5 \cdot a_0^2}{3} \left(\frac{mc^2}{h\nu}\right)^{\frac{7}{2}} \quad (\text{A.9})$$

nella quale è stata fatta l'approssimazione $\left(1 - \frac{v_f}{c} \cos\theta\right)^4 \cong 0$ e $k_f \approx \sqrt{2\pi\nu}$. Nel caso di atomi non idrogenoidi più complessi si ha:

$$\sigma_{\text{fotoel}} \propto \frac{Z^4}{\nu^3} \quad (\text{A.10})$$

A.4.1. Le soglie di assorbimento.

Quando un elettrone è stato estratto per effetto fotoelettrico, esso rimane in uno stato eccitato. I modi possibili per l'atomo per ritornare in stato fondamentale sono due:

1) emettendo un raggio X di fluorescenza (radiazione caratteristica), per riempimento della

buca da parte di un elettrone in uno stato energetico più elevato; questo canale ha probabilità più elevata a Z alti (Fig.A.5);
 2) emettendo elettroni Auger; questo canale è preponderante a Z bassi.

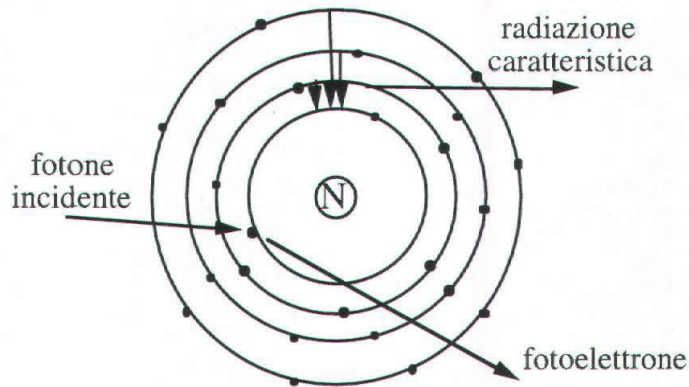


Fig.A.5. Schema dell'emissione caratteristica da parte di un atomo.

Sull'andamento decrescente con l'energia dei fotoni, si aprono improvvise discontinuità in corrispondenza delle energie di soglia dell'interazione tra il fotone incidente e gli elettroni di un nuovo guscio. Nel caso del molibdeno in (Fig.A.6), per esempio, per energie del fotone inferiori a 20 keV, il fotone può interagire solo con elettroni dal guscio L, mentre per energie superiori, può interagire anche con quelli provenienti dal guscio K. Per energie immediatamente superiori alla soglia, l'assorbimento della radiazione incidente aumenta considerevolmente (nel caso del Mo in figura l'assorbimento è circa 1 ordine di grandezza superiore a quello immediatamente sotto soglia).

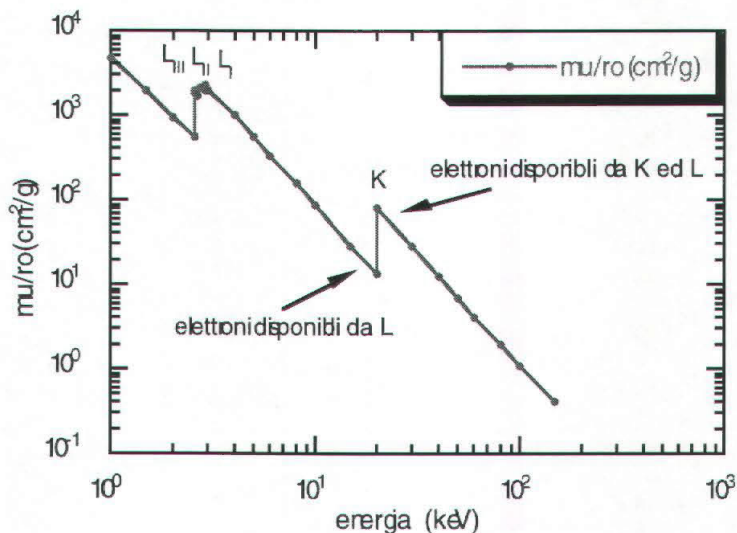


Fig.A.6. Coefficiente di attenuazione fotoelettrico per il molibdeno.

L'energia di soglia, è definita come quell'energia alla quale vi è il primo flesso nella curva di assorbimento. In letteratura le varie soglie sono note con grande precisione per i vari elementi. La soglia di assorbimento (K-edge per esempio) ha inoltre una struttura fine che si estende per molti eV. Essa è composta da varie oscillazioni, dette EXAFS. Anche in questo caso i picchi si trovano ad energie ben definite e note con incertezza $\Delta E \ll eV$ per buona parte degli elementi.

Appendice B

Teoria della diffrazione dei raggi X.

B.1. La diffrazione dei raggi X da un cristallo.

La diffrazione di un fascio di raggi X paralleli da parte di un cristallo è descritta in buona approssimazione dalla legge di Bragg (Fig.B.1):

$$2d \sin\theta_B = n\lambda \quad (\text{B.1})$$

nella quale d è la spaziatura tra i piani cristallini (detti piani di Bragg), λ è la lunghezza d'onda dei raggi X, θ_B è l'angolo formato dal raggio incidente con i piani di riflessione ed n è un intero positivo, che determina l'ordine della riflessione ($n=1$ fondamentale, $n>1$ armoniche superiori) [Azaroff, 1968]. In base a questa legge è possibile selezionare da un fascio bianco, nel quale siano presenti raggi X di tutte le lunghezze d'onda, solo i fotoni di lunghezza d'onda $n\lambda \leq 2d$.

La legge di Bragg è formulata nell'ipotesi che gli atomi possano essere descritti come centri diffusori tutti perfettamente eguali e puntiformi, disposti su piani paralleli. In quest'approssimazione non vengono contemplati, ad esempio, il fenomeno dell'assorbimento dei raggi X da parte del cristallo, né viene data spiegazione di una realtà sperimentale, che mostra una diversa probabilità di riflessione per l'energia fondamentale e le armoniche superiori. A causa dell'insufficienza della legge di Bragg nella descrizione del comportamento dei cristalli reali, sono state sviluppate, a partire da essa, due diverse teorie, quella cinematica e quella dinamica. La scelta di utilizzare la prima o la seconda dipende dal grado di perfezione e dallo spessore dei cristalli.

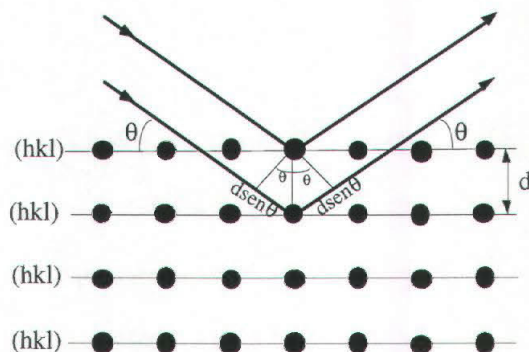


Fig.B.1. Diffrazione alla Bragg di un fascio di raggi X paralleli incidenti su di un cristallo.

Il comportamento ottico dei cristalli imperfetti o di tipo mosaico oppure di quelli infinitesimamente sottili è descritto con ottima approssimazione dalla teoria cinematica [Sears, 1978], secondo la quale l'onda incidente è diffusa solo una volta nel cristallo, rappresentato in termini di una distribuzione isotropa tridimensionale e periodica di atomi tra di loro identici. Ogni centro interagisce con l'onda indipendentemente dagli altri e l'ampiezza totale in una determinata direzione è ottenuta sommando le ampiezze diffuse dai singoli centri di diffusori.

La teoria dinamica si applica invece ai cristalli vicini alla perfezione (come quelli di silicio ad esempio) o di spessore non infinitesimo. Questa teoria, sviluppata da [Darwin, 1914], [Ewald, 1917], [von Laue, 1931] e [James, 1965], considera tutte le interazioni che il fascio può avere con gli atomi cristallo.

B.2. Risultati della teoria dinamica della diffrazione da un cristallo.

Secondo la relazione di Bragg, fissata la spaziatura dei piani cristallini e l'angolo di incidenza, possono essere riflesse solo le lunghezze d'onda multiple intere di un certo valore fondamentale. Le correzioni a questa descrizione, apportate dalla teoria dinamica, oltre a vietare alcuni ordini di riflessione, determinano, per ogni valore di n ammesso, un'intera banda di lunghezze d'onda. All'interno di ciascuna banda, ad ogni lunghezza d'onda è associata una diversa probabilità di riflessione; l'insieme di questi valori definisce la curva di riflettività. Nella letteratura, al variare del tipo di radiazione incidente, le curve di riflettività assumono due diversi nomi.

Se il cristallo è investito da una radiazione monocromatica di raggi X paralleli, e viene variata la posizione del cristallo in un intorno dell'angolo di Bragg relativo all'energia dei

raggi X incidenti, si ottiene la curva di riflettività intrinseca del cristallo o **curva di Darwin**. Ad energia fissata, la sua larghezza dipende solo dalle proprietà fisiche del cristallo ed è definita matematicamente dalla relazione (B.14).

La convoluzione di più curve di Darwin, che si ha effettuando una scansione della posizione del cristallo, investito da una radiazione monocromatica e divergente oppure da una radiazione bianca, è detta **rocking-curve**. Questi due concetti verranno illustrati in dettaglio nelle sezioni seguenti. Per entrambe le curve è possibile definire due proprietà:

- 1) **la riflettività di picco**, cioè l'altezza massima della curva di riflettività;
- 2) **la riflettività integrale**, data dall'area sotto la curva.

Quest'ultima quantità è importante in quanto l'intensità del fascio riflesso è proporzionale ad essa (App.B.2.2); entrambe sono influenzate dalla perfezione del cristallo. Cristalli perfetti possiedono riflettività di picco elevate (il silicio per esempio prossime al 90%) ed una riflettività integrale che dipende dall'energia e dal taglio del cristallo (1). Al contrario, cristalli di tipo mosaico possiedono una riflettività di picco più bassa, ma una maggiore riflettività integrale. In teoria dinamica, che assume il fotone incidente come un'onda, l'interazione tra l'onda incidente ed i piani cristallini, che determina un'onda monocromatica uscente dal cristallo stesso, è definita come diffrazione, in quanto si tratta di uno scattering coerente tra più centri diffusori. Si utilizza il termine "storico" di riflessione quando, pur utilizzando i risultati della teoria dinamica, si considera l'interazione tra i raggi X ed il cristallo in approssimazione geometrica.

Si supponga un cristallo perfetto, di spessore non trascurabile, riflettente raggi X polarizzati linearmente, nella geometria alla Bragg. La curva di riflettività di Darwin è determinata dalla seguente espressione [Caciuffo, 1987]:

$$R^{(n)}(\theta) = L - \sqrt{L^2 - 1} \quad (\text{B.2})$$

essendo:

$$L = \frac{W^2 + g^2 + \sqrt{(W^2 - g^2 - 1 + k^2)^2 + 4(gW - k)^2}}{1 + k^2} \quad (\text{B.3})$$

$$g = \left(\sqrt{|b|} + \frac{1}{\sqrt{|b|}} \right) \frac{F_{0i}^{(n)}}{2C |F_{hr}^{(n)}| e^{-M^{(n)}}} \quad (\text{B.4})$$

(1) Il taglio del cristallo è individuato dagli indici di Miller, espressi nella notazione (h,k,l). Detto "a" il parametro reticolare, cioè la lunghezza del vettore che definisce la cella unitaria della struttura cristallina, la spaziatura "d" tra i piani cristallini è individuata dalla grandezza: $d = a / \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$

$$k = \frac{F_{hi}^{(n)}}{F_{hr}^{(n)}} \quad (B.5)$$

$$W = \left(\sqrt{|b|} + \frac{1}{\sqrt{|b|}} \right) \frac{F_{0r}^{(n)}}{2C|F_{hr}^{(n)}|e^{-M(n)}} + \frac{\sqrt{|b|}\pi V}{r_e} \left(\frac{n}{\lambda_1} \right)^2 \frac{\text{sen}2\theta_B}{C|F_{hr}^{(n)}|e^{-M(n)}} (\theta - \theta_B) \quad (B.6)$$

con λ_1 la lunghezza d'onda per la riflessione fondamentale ($n=1$), $e^{-M(n)}$ il fattore di temperatura, V il volume della cella unitaria del cristallo, θ_B l'angolo determinato dalla relazione di Bragg ed $r_e = e^2 / mc^2$ il raggio classico dell'elettrone; i termini k e g sono correlati all'assorbimento dei raggi X; gli indici 0 e h si riferiscono all'origine ed al punto h del reticolo reciproco individuato da \vec{r}_j . I termini $F_{hr}^{(n)}$ e $F_{hi}^{(n)}$ sono rispettivamente la parte reale ed immaginaria del fattore di struttura cristallino definite da:

$$F_{hr}^{(n)} = \sum_j (f_h^0 + f_h') e^{2\pi i h \vec{r}_j} \quad (B.7)$$

$$F_{hi}^{(n)} = \sum_j f_h'' e^{2\pi i h \vec{r}_j} \quad (B.8)$$

I termini f_h' e f_h'' sono rispettivamente la parte reale ed immaginaria della correzione della dispersione anomala: entrambe sono virtualmente indipendenti dall'energia e diventano importanti solo nell'intorno dei picchi di assorbimento; f_h^0 dipende invece da $\sin\theta_B / \lambda_1$ e quindi dalla scelta della spaziatura d tra i piani di Bragg (Eq.B.1). I tre termini f_h^0 , f_h' , f_h'' si compongono nell'espressione:

$$f_h = f_h^0 + f_h' + f_h'' \quad (B.9)$$

definendo così il fattore di scattering atomico totale.

Le formule precedenti sono anche espresse nella letteratura anche mediante la notazione di [James, 1965]:

$$|F_{hkl}| = \left| \sum_n f_n(\theta_B) e^{2\pi i (hu_n + kv_n + lw_n)} \right| \quad (B.10)$$

con $f_n(\theta_B)$ fattore di scattering atomico totale e u_n, v_n, w_n le coordinate degli atomi nella cella unitaria. Questa notazione permette di rendere esplicita la relazione esistente tra il fattore di struttura e quello di scattering atomico, che, nel caso del silicio, è:

$$\begin{cases} |F_{hkl}| = 4\sqrt{2}|f_{Si}(\theta_B)| & h, l, k, \text{ pari} \\ |F_{hkl}| = 8|f_{Si}(\theta_B)| & h, l, k, \text{ dispari} \\ |F_{hkl}| = 0 & \text{altrimenti} \end{cases}$$

Il termine b è detto fattore di asimmetria; nella letteratura esistono più definizioni di questo parametro; coerentemente con le definizioni precedenti si ha:

$$b = \frac{\text{sen}(\varphi - \theta_B)}{\text{sen}(\varphi + \theta_B)} \quad (\text{B.11})$$

essendo φ l'angolo tra i piani di Bragg e la superficie del cristallo ($0 < |\varphi| < \theta_B$) (Fig.B.2).

Il termine W (Eq.B.6) è un parametro che determina la deviazione dell'angolo di incidenza θ_0 del fascio di raggi X dall'angolo di Bragg θ_B . Questa deviazione è dovuta agli effetti di rifrazione che si manifestano al passaggio dei raggi X nel cristallo (Eq.B.15 ed Eq.B.16). Il termine $M = \exp(-\frac{B \text{sen}^2 \theta_B}{\lambda_1^2})$ è il parametro di Debye, essendo $B = 8\pi^2 \langle u_S^2 \rangle$ e $\langle u_S^2 \rangle$ lo spostamento quadratico medio degli atomi in direzione normale ai piani di riflessione [International Tables]. Il parametro C rappresenta il termine di polarizzazione e vale:

$$C = \begin{cases} 1 & \text{polarizzazione } \sigma \\ \cos 2\theta_B & \text{polarizzazione } \pi \end{cases} \quad (\text{B.12})$$

Il range angolare sul quale $R(\theta_0)$ ha un valore apprezzabile, è dato in buona approssimazione da:

$$\omega_0 = \frac{\omega_S}{\sqrt{|b|}} \quad (\text{B.13})$$

dove ω_S è la larghezza intrinseca della riflessione alla Bragg (FWHM), definita come:

$$\omega_S = \frac{2}{\text{sen} 2\theta_B} \frac{r_e \lambda_1^2}{n^2 \pi V} C |F_{hr}^{(n)}| e^{-M} \quad (\text{B.14})$$

Fissata dunque l'energia, l'ampiezza della riflessione è proporzionale ad n^{-2} .

In approssimazione di assorbimento nullo da parte del cristallo, la riflettività $R(\theta)$ è unitaria in questo range angolare e si ha quindi riflessione totale. Il centro della curva $R(\theta_0)$, per il quale si ha $W=0$, è deviato dall'angolo di Bragg, a causa della rifrazione, di una quantità:

$$\Delta\theta_0 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{b}\right) \Delta\theta_S \quad (\text{B.15})$$

essendo:

$$\Delta\theta_S = \frac{1}{\text{sen} 2\theta_B} \frac{r_e \lambda_1^2}{n^2 \pi V} F_{0r}^{(n)} \quad (\text{B.16})$$

Ciò significa che, volendo selezionare l'energia corrispondente all'angolo di Bragg θ_B , sarà necessario porre il monocromatore ad un angolo $\theta_B + \Delta\theta$ rispetto al fascio (Fig.B.3). Tale correzione è sempre positiva, in quanto l'indice di rifrazione per i raggi X è sempre minore di 1.

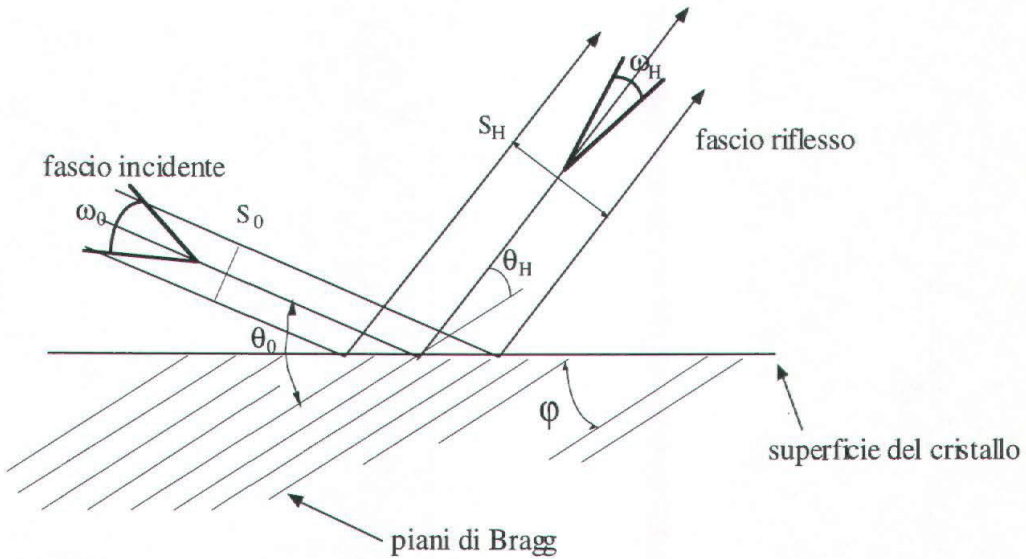


Fig.B.2. Diffrazione di un fascio di raggi X da un cristallo. Nel caso particolare si tratta di un cristallo asimmetrico con $b < 1$. Nel testo la descrizione dei parametri.

Se la riflessione alla Bragg è asimmetrica, cioè se $b \neq -1$, la larghezza S_0 (Fig.B.2) e l'intensità $R(\theta_0)$ del fascio di raggi X incidenti non è identica alla larghezza S_H ed all'intensità $R(\theta_H)$ del fascio riflesso.

Il legame tra θ_H e θ_0 è espresso dalla seguente espressione:

$$(\theta_H - \theta_B) = b(\theta_B - \theta_0) \quad (\text{B.17})$$

Il range dell'angolo di riflessione θ_H , sul quale l'intensità riflessa mantiene un'ampiezza apprezzabile, è pari a:

$$\omega_H = \omega_S \sqrt{|b|} \quad (\text{B.18})$$

Il centro di questo range è spostato rispetto a θ_B di:

$$\Delta\theta_H = \frac{1}{2}(1 + |b|)\Delta\theta_S \quad (\text{B.19})$$

e quindi dalle relazioni (B.13) e (B.18) si ottiene che:

$$\omega_H = |b|\omega_0 \quad (\text{B.20})$$

Nella figura seguente sono mostrate due curve di Darwin per il Si(111), all'energia $E_\gamma=20$ keV; la curva continua si riferisce al caso simmetrico $b=-1$, quella tratteggiata al caso asimmetrico $b=-0.4$.

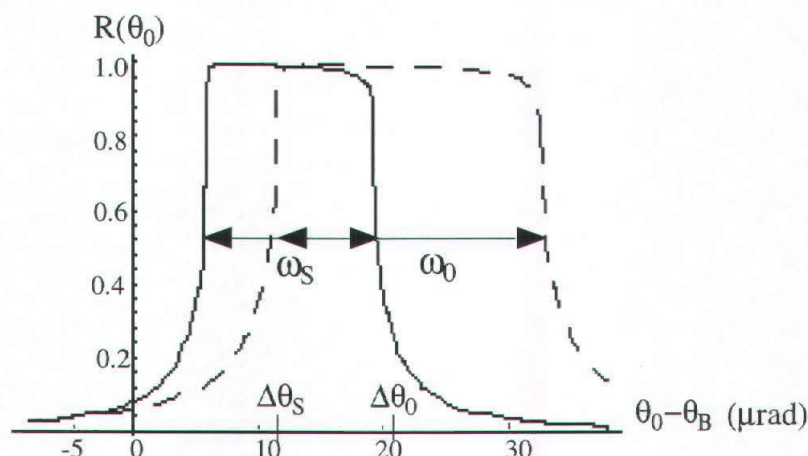


Fig.B.3. Curve di Darwin per il Si(111) a $E=20$ keV; $R(\theta_0)$ rappresenta la riflettività per un'onda incidente piana ideale, in funzione dell'angolo di incidenza θ_0 . La curva intera è calcolata per $b=-1$ (caso simmetrico), quella tratteggiata per $b=-0.4$ (caso asimmetrico).

Il parametro di asimmetria b determina anche una modifica della sezione d'urto spaziale del fascio, data da:

$$S_H = \frac{S_0}{|b|} \quad (\text{B.21})$$

Tutti i termini atomici relativi alle armoniche superiori sono legati a quelli dell'energia fondamentale mediante la relazione:

$$T_{\frac{\lambda}{n}, nq}^{(n)} = T_{\lambda, q}^{(1)} \quad (\text{B.22})$$

essendo stata indicata la terna degli indici di Miller con il termine $q = (h, k, l)$.

Se dunque un fascio di raggi X attraversa un cristallo, esso viene attenuato. Ci sono due modi principali nei quali avviene tale attenuazione. Per effetto fotoelettrico, parte dell'energia viene convertita in energia cinetica degli elettroni emessi, più l'energia degli atomi in stato eccitato. Il secondo tipo di attenuazione corrisponde al trasferimento di

energia dal fascio incidente al fascio diffuso. Ci sono due processi principali di scattering che sottraggono energia al fascio incidente: lo scattering Compton e lo scattering coerente. L'intensità di scattering coerente da un cristallo è quasi trascurabile, a meno che non sia soddisfatta esattamente o quasi (nei limiti dati dalla Eq.B.14) la relazione di Bragg [Zachariasen, 1945]. Quando tale relazione non è soddisfatta si parla di "attenuazione normale". L'attenuazione supplementare del fascio primario, che avviene quando la relazione di Bragg è soddisfatta, e viene generato un intenso fascio diffratto, è detta "estinzione".

Ad essa si associa una quantità Λ detta lunghezza di estinzione, che, nel caso di diffrazione alla Bragg vale:

$$\Lambda = \frac{\pi V \sin \theta_B}{r_e \lambda |C| |F_{hr}| e^{-M}} \quad (\text{B.23})$$

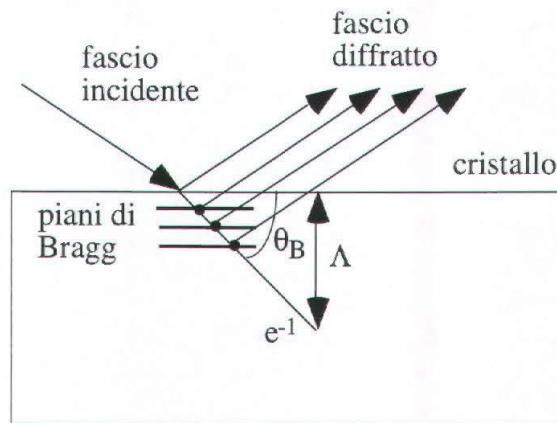


Fig.B.4. La lunghezza di estinzione nel caso di diffrazione alla Bragg.

La lunghezza di estinzione corrisponde alla profondità, misurata ortogonalmente alla superficie del cristallo, alla quale l'intensità del fascio incidente, a causa della diffrazione, si è ridotta ad e^{-1} . Confrontando le relazioni (Eq.B.14) ed (Eq.B.23) si nota come vi sia una relazione inversa tra la lunghezza di estinzione e la larghezza della curva di riflettività. L'aumentare di Λ significa che la diffrazione coinvolge un numero superiore di piani di Bragg, e dunque di centri diffusori.

Nella Tab.B.1 sono state riportate alcune costanti fisiche riferite al silicio. Nella Tab.B.2 sono stati invece indicati, a titolo di esempio, alcuni valori notevoli della riflessione di raggi X dal Si(111), riferiti alla polarizzazione σ ed a valori dell'energia nel range richiesto dalla beamline di SYRMEP.

Tab.B.1. Alcune delle costanti fisiche incontrate nel testo riferite al silicio.

Silicio	
Numero atomico (Z)	14
Densità (ρ)	$2.32 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$
Massa atomica (A)	28.0855
Volume della cella unitaria (V)	$160.15 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$
Parametro di Debye (B) a 20°C	0.455 \AA^2
Parametro reticolare (a)	5.43 \AA

Tab.B.2. Per la riflessione di raggi X dal Si(111), sono indicate l'energia, l'ordine n della riflessione, l'angolo di Bragg θ_B , la larghezza ω_0 della rocking-curve intrinseca e la correzione $\Delta\theta$ all'angolo di Bragg dovuta alla rifrazione.

Energia (keV)	n	θ_B (rad)	ω_0 (μrad)	$\Delta\theta$ (μrad)
	1		26.955	25.210
10	3	0.19905	1.793	2.763
	4		1.115	1.551
	1		17.453	16.483
15	3	0.13221	1.163	1.793
	4		0.727	1.018
	1		15.294	14.411
17	3	0.11705	1.026	1.544
	4		0.629	0.883
	1		13.090	12.266
20	3	0.09903	0.873	1.309
	4		0.533	0.727
	1		10.181	9.793
25	3	0.07918	0.678	1.066
	4		0.388	0.582
	1		8.630	8.145
30	3	0.06596	0.582	0.873
	4		0.339	0.485

B.3. L'area della curva di riflettività.

La riflettività integrale $I_h^{(n)}$ per l'n-esima armonica della riflessione h alla Bragg in un cristallo perfetto, può essere valutata in modo abbastanza accurato usando la teoria dinamica. L'importanza di questa grandezza è data dal fatto che il flusso monocromatico di fotoni dopo il monocromatore è proporzionale ad essa. Per un monocromatore che utilizza una singola riflessione da un cristallo perfetto, in geometria alla Bragg, la riflettività integrale $I_h^{(n)}$, per polarizzazione lineare, è rappresentata dalla quantità:

$$I_h^{(n)} = \int_{-\infty}^{+\infty} R^{(n)}(\theta_0) d\theta_0 \quad (\text{B.24})$$

L'intensità integrale diffratta da un monocromatore a doppio cristallo è ottenuta dalla generalizzazione del caso a cristallo singolo; essa sarà quindi data, per l'armonica n-esima, dalla convoluzione delle due curve di riflettività:

$$I_h^{(n)} = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{HI}^{(n)}(\theta_0) R_{0II}^{(n)}(\theta_0 - \theta') d\theta' \quad (\text{B.25})$$

I valori ottenuti risulteranno inferiori, nel caso di cristalli paralleli e simmetrici, rispetto al caso di cristallo singolo, poiché le code delle curve vengono tagliate.

B.4. La curva di Darwin e la rocking-curve.

In questo paragrafo si esporrà in modo dettagliato quale sia lo spettro energetico diffratto da un cristallo, o da un set di cristalli in cascata, al variare dello spettro energetico e della divergenza della radiazione incidente. Nel corso della trattazione si indicherà, a seconda delle convenienze, la larghezza della curva di riflettività in termini di angolo o di energia; in base alla relazione di Bragg (Eq.B.1) e alla risoluzione energetica ad esso associata (Eq.2.5), le due formulazioni sono equivalenti.

B.4.1. Fascio incidente monocromatico e parallelo.

Si supponga che il cristallo sia posizionato all'angolo di Bragg corrispondente all'energia del fascio incidente (a parte la correzione $\Delta\theta$ descritta nei paragrafi precedenti, che, per non appesantire la descrizione verrà sempre inclusa nell'angolo θ_B).

Poiché tutti i raggi X incidono con lo stesso angolo, tutti verranno diffratti dal cristallo, con un'intensità data dalla riflettività di picco della curva di Darwin intrinseca. La curva di

Darwin può essere ottenuta ruotando il cristallo in un intero di $\Delta\theta_B$. La distribuzione di intensità del fascio diffratto sarà la stessa del fascio incidente.

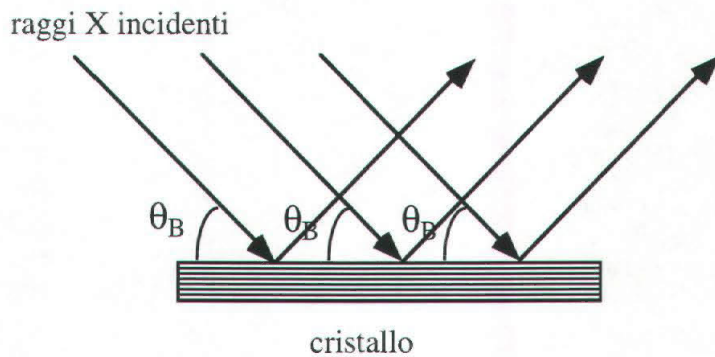


Fig.B.5. La diffrazione da un cristallo per radiazione incidente monocromatica e parallela.

B.4.2. Fascio incidente monocromatico e divergente.

Il cristallo sia posizionato all'angolo di Bragg per il raggio centrale (asse ottico). Gli altri raggi formeranno angoli diversi con il cristallo. Saranno diffratti tutti i raggi che formano un angolo di incidenza compresa nella curva di riflettività del cristallo, con una probabilità data dalla posizione corrispondente sulla curva di Darwin. I raggi esterni all'intervallo angolare R_1R_2 saranno eliminati. Se per essi esiste un'altra simmetria nel cristallo, diversa da quella del taglio, cui corrisponde un nuovo angolo di Bragg per la riflessione, allora saranno diffratti anch'essi, ma ad angoli molto diversi (es. R_3), oppure penetreranno attraverso il cristallo e subiranno un'attenuazione secondo la relazione:

$$I = I_0 e^{-\mu x_{\text{crist.}}} \quad (\text{B.26})$$

come il raggio R_4 in Fig.B.6.

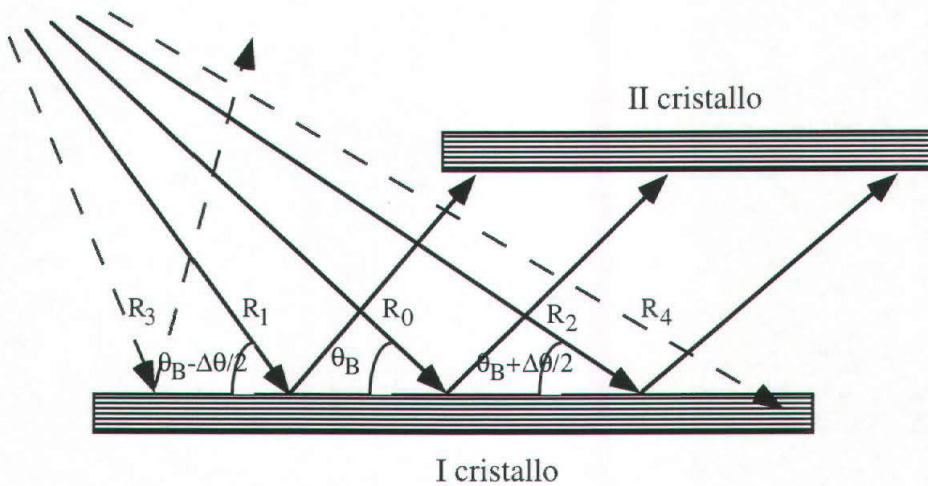


Fig.B.6. La diffrazione da un cristallo per radiazione incidente monocromatica e divergente.

Si supponga ora di ruotare il cristallo in un intorno di $\Delta\theta_B$. Al variare dell'angolo andranno in riflessione tutti i raggi incidenti sul cristallo, compresi quelli di direzione R_3 e R_4 . Infatti, nelle varie posizioni i raggi troveranno l'angolo corretto di diffrazione, o, equivalentemente la curva di Darwin centrata sull'angolo di incidenza corrispondente. La curva che si otterrà nella scansione sarà l'involuppo delle curve di Darwin di tutti i raggi incidenti sul cristallo e la larghezza di tale curva sarà determinata dalla divergenza del fascio incidente (Fig.B.7). Nel limite di $\Delta\theta \rightarrow 0$, si ottiene il caso affrontato nel Cap.B.4.1.

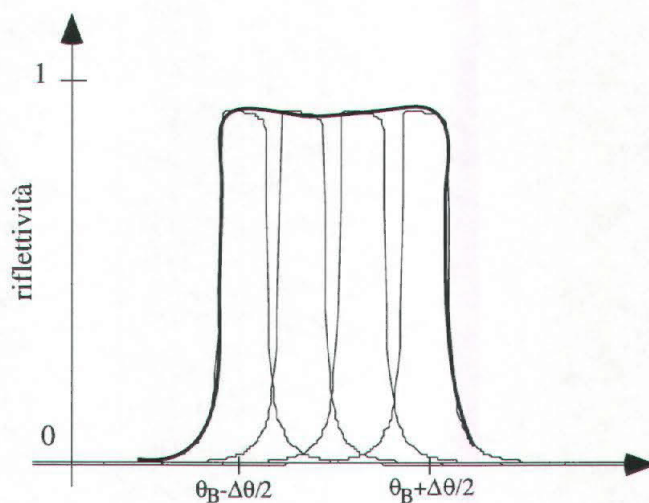


Fig.B.7. La larghezza della curva di riflettività è la convoluzione delle rocking curve intrinseche.

Si ponga ora un secondo cristallo con le stesse caratteristiche fisiche del primo, allineato

con il primo all'angolo θ_B , tale da accettare tutti i raggi diffratti dal primo cristallo. In diffrazione dal secondo andranno tutti i raggi provenienti dal primo, in quanto la selezione angolare è ormai avvenuta. La larghezza della curva di riflessione sarà pari alla convoluzione della curva di riflettività del primo cristallo (larghezza di Darwin) e della curva di Darwin del secondo cristallo.

Se si effettua una scansione angolare del secondo cristallo, mantenendo fisso il primo, si ritrova una curva denominata la rocking-curve intrinseca; dunque la larghezza della curva di riflettività ottenuta non dipende più dalla divergenza del fascio, e, a causa della convoluzione, la sua larghezza sarà leggermente inferiore alla larghezza della curva di Darwin intrinseca.

B.4.3. Fascio incidente bianco e parallelo.

Il fascio ora è formato da uno spettro bianco di energia di larghezza di banda $\Delta\lambda$. Per ogni lunghezza d'onda, nei limiti imposti dalla legge di Bragg, esiste un certo angolo di Bragg per il quale si ha diffrazione del cristallo. In altri termini, effettuando una scansione dell'angolo di posizionamento del cristallo, si troverà una certa energia diffratta. Dunque esisterà un certo intervallo angolare corrispondente a $\Delta\lambda$, entro il quale si avrà fascio diffratto. Fissato l'angolo, la larghezza di banda diffratta sarà pari alla larghezza della curva di Darwin intrinseca a quell'energia (Infatti, in base alla Eq.B.14, la larghezza della curva intrinseca del cristallo dipende dall'energia del fascio incidente).

Effettuando una scansione si otterrà la rocking-curve del cristallo, che sarà l'involuppo delle curve di Darwin centrate sulle varie energie.

La curva che si ottiene è simile a quella rappresentata in Fig.B.7. Ponendo un secondo cristallo a valle dal primo ed allineato con esso, lo spread angolare diffratto sarà pari alla larghezza della curva di Darwin del secondo cristallo.

B.4.4. Fascio incidente bianco e divergente.

Mantenendo fissa la posizione angolare del cristallo, la larghezza di banda del fascio diffratto sarà pari alla convoluzione delle curve di riflettività intrinseche, tra l'energia corrispondente all'angolo minimo accettato dal cristallo e l'angolo massimo. Lo spread dipende dunque dalla divergenza del fascio e la risoluzione energetica è quella definita dall'Eq.2.5. Ruotando il cristallo, esisterà per ogni posizione una lunghezza d'onda che va in diffrazione. Ponendo ora un secondo cristallo a valle dal primo, e mantenendo fissi gli angoli di entrambi, la curva di riflettività del secondo cristallo sarà identica a quella del primo e dunque l'intensità diffratta sarà la convoluzione delle due curve. È da notare che nel fascio diffratto la distribuzione delle energie non è la stessa del fascio incidente. Infatti supponendo che la distribuzione delle energie sia uniforme nel fascio incidente, poiché $\theta_{\text{MIN}} \rightarrow E_{\text{MAX}}$ e $\theta_{\text{MAX}} \rightarrow E_{\text{MIN}}$, la distribuzione energetica del fascio diffratto, nell'es.

di Fig.B.8, sarà tale da avere le energie maggiori in corrispondenza dei raggi R_2 e le energie minori in corrispondenza di R_1 . Se la distribuzione delle energie nel fascio incidente non è uniforme ma, per esempio dipende dall'energia stessa, come nel caso della radiazione da magnete curvante (Cap.2), è necessario convolvere tale distribuzione con quella appena descritta. Il calcolo è possibile solo attraverso programmi di ray-tracing come SHADOW. Per stringere la curva di riflettività e dunque aumentare la risoluzione energetica del fascio diffratto, è sufficiente porre un sistema di fenditure a monte del primo cristallo, in modo da limitare la divergenza del fascio incidente (Fig.B.8).

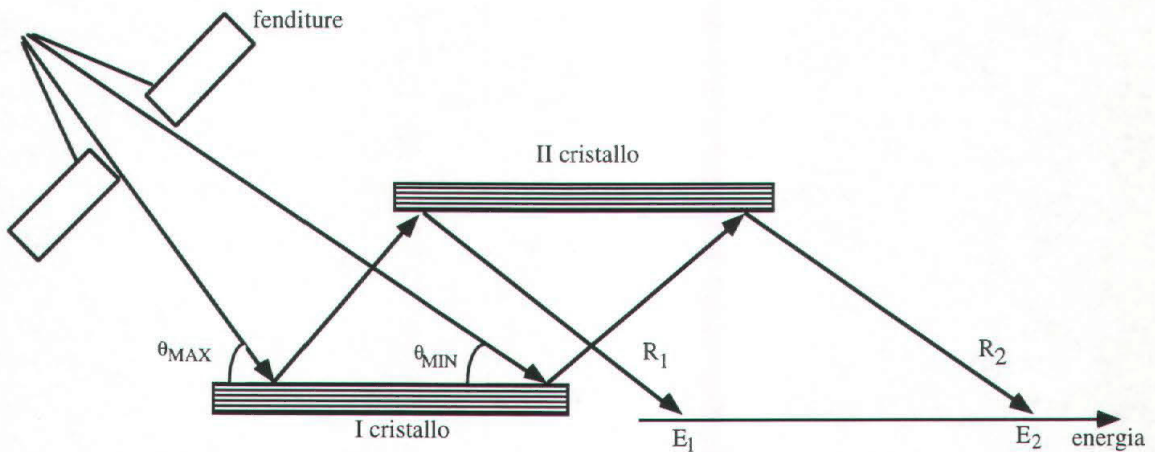


Fig.B.8. L'effetto delle fenditure sulla risoluzione energetica del fascio diffratto e la distribuzione energetica del fascio diffratto dopo una serie di due cristalli monocromatori. Al raggio R_1 corrisponde l'energia E_1 , mentre al raggio R_2 l'energia E_2 . Si ha $E_2 > E_1$.

B.4.5. I casi pratici affrontati nella Tesi.

Nel Cap.1 sono state descritte le caratteristiche ottiche del cristallo monocromatore della beamline di SYRMEP, mentre, nel Cap.2 è stata riportata la misura della risoluzione energetica al variare dell'energia del fascio incidente. La prima delle due superfici di diffrazione del channel-cut Si(111) è investita da una radiazione bianca e divergente. Il caso è già stato descritto in App.B.4.4.

Nel Cap.4 si è utilizzato un secondo cristallo, a valle del primo, per selezionare angolarmente i raggi diffratti da un campione posto tra i due cristalli. Infatti dopo il monocromatore principale il fascio diffratto ha una larghezza di banda data dalla convoluzione delle curve di riflettività dei due cristalli che costituiscono il channel-cut; tale curva dipende dalla divergenza del fascio incidente e dall'accettanza sul cristallo definita dal set di fenditure in vuoto. Poiché vi è un secondo sistema di fenditure tra l'analizzatore ed il channel-cut, la divergenza accettata è ulteriormente ridotta e così la larghezza della curva di riflettività. Fissato l'angolo del cristallo analizzatore, la larghezza di banda di

diffrazione dall'analizzatore sarà la convoluzione delle due precedenti con la rocking-curve intrinseca del cristallo. È stata però misurata la curva di rocking curve dell'analizzatore come illustrato nel Cap.4. La larghezza della curva ottenuta, in base alla discussione contenuta nei paragrafi precedenti, nel caso generale è maggiore o eguale alla larghezza di Darwin. L'unico caso di eguaglianza si ha nel caso di fascio incidente monocromatico e parallelo, descritto nell'App.B.4.1. Anche in assenza del campione il calcolo teorico della larghezza di banda diffratta dell'analizzatore è possibile solo con programmi di ray-tracing. Infatti utilizzando la relazione (Eq.2.5), per un'accettanza sull'analizzatore di 1 mm ed a 17 keV, si avrebbe una curva di riflettività di larghezza pari a 48 μ rad, da confrontarsi con i 20 μ rad della rocking curve misurata. Poiché in base ai risultati ottenuti, le curve misurate hanno una larghezza a mezza altezza comparabile con le curve di Darwin (Tab.B.3), si può affermare che la larghezza della curva di riflettività, nel caso di cristallo analizzatore allineato con il cristallo monocromatore, è pari alla larghezza di Darwin.

Tab.B.3. Per la diffrazione dal Si(111) sono confrontate la FWHM della curva di riflettività di Darwin (ottenute in base alla B.14) e la FWHM delle rocking curve misurate (Cap.4). I risultati sono comparabili.

Energia (keV)	FWHM Darwin teorica (μ rad)	FWHM rocking-curve misurata (μ rad)
17	15.30	19.83
20	13.10	17.44
25	10.18	13.11

Bibliografia

A. Abrami, *Sistema di controllo delle beamline*, Società Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-93/40 (1993).

A. Abrami, *Comunicazione privata*, Società Sincrotrone Trieste (1998).

A.M. Afanas'ev, *Acta Crystallographica* A27, pag.421 (1971).

L.E. Antonuk, J. Yorkston, W. Huang et al., *Large-area, flat panel a-Si:H arrays for x-ray imaging*, SPIE vol.1896, pagg.18-29 (1993).

F. Arfelli, *Progetto di una linea di luce di sincrotrone per produrre immagini digitali di raggi X con un rivelatore al silicio di nuova concezione*, Tesi di Dottorato di Ricerca in Fisica, Università degli Studi di Trieste, VII Ciclo (1994).

F. Arfelli, G. Barbiellini, V. Bonvicini et al., *An "edge-on" silicon strip detector for X-ray imaging*, IEEE Trans. Nucl. Sci. vol.44, No.3, pagg. 874-880, June (1997).

F. Arfelli, V. Bonvicini, A. Bravin et al., *Design and evaluation of AC-coupled, FOXFET-biased, "edge-on" silicon strip detectors for X-ray imaging*, Nucl. Instr. Meth. A385, pagg.311-320 (1997).

F. Arfelli, G. Barbiellini, V. Bonvicini et al., *SYRMEP: an innovative detection system for soft X-rays*, Nucl. Instr. Meth. A392 pagg. 188-191 (1997).

F. Arfelli, V. Bonvicini, A. Bravin et al., *Mammography of phantom and breast tissue with synchrotron radiation and linear-array silicon detector*, Radiology, vol. 208, No.3, pagg. 709-715 (1998).

F. Arfelli, M. Assante, V. Bonvicini et al., *Low-dose phase contrast x-ray medical imaging*, Phys. Med. Biol. 43, pagg. 2845-2852 (1998).

L.V. Azaroff, *Elements of x-ray crystallography*, Mc.Graw-Hill, New York (1968).

L.V. Azaroff, *X-Ray Diffraction*, pagg. 180-191, McGraw-Hill, Sydney (1974).

Bannett, Tr. Am. Microscopic Society, 65, 126 (1946).

R. Bates, M. Campbell, E. Cantatore et al., *Gallium arsenide pixel detectors*, Nucl. Instr. Meth. A410, pagg.6-11 (1998).

E.A. Beliaevskaya, M. Gambaccini, V.N. Ingal et al., *X-ray imaging of synthetic mammography structure*, Physica Medica, vol.XIV, No.1, January-March (1998).

S. Bernstorff, S. Colapietro, A. Savoia, *Beamline for diffraction: conceptual design and technical specifications*, Società Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-R-90/3 (1990).

L. Bertocchi, *Dispense del Corso di Fisica Medica*, (1993).

A. Bettini, *Le onde e la luce*, Cooperativa Libreria degli Studenti dell'Università di Padova, Padova (1981).

F. Biggs, *Analytical approximations for X-ray cross sections*, Sandia report No.7, Albuquerque, NM: Sandia National Laboratory (1987).

C.J. Bocchetta, A. Wrulich, R.P. Walker, *Corsi per il Dottorato di Ricerca in Fisica*, Sincrotrone Trieste, Non pubblicato (1997).

U. Bonse, M. Hart, *An X-ray interferometer*, Applied Physics Letters 6 (8), pagg. 155-156, (1965).

M. Born and E. Wolf, *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, Pergamon Press, Oxford, pagg. 383, 421 et segg. (1975).

A. Bravin, S. Bernstorff, *Mechanical specification of the monochromator for the Syrmep beamline at Elettra*, Società Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-94/37 (1994).

A. Bravin, *Trasporto e monocromatizzazione del fascio di raggi X nella beamline di SYRMEP*, Tesi di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Trieste, A.A. 1993/94 (1995).

E. Burattini, M. Gambaccini, M. Marziani et al., *X-ray mammography with synchrotron radiation*, Rev. Sci. Instr. 63, (1) pagg. 638-640, January (1992).

E. Burattini, M. Gambaccini, P.L. Indovina, *X-ray mammography with synchrotron radiation: a new high-resolution technique valid for clinical application*, Conf. Proc. EUTEC (1994).

V.A. Bushuev, E.A. Beliaevskaya, V.N. Ingal, *Wave optical description of x-ray phase contrast images of weakly absorbing non crystalline objects*, Nuovo Cimento 19D, pagg.513-520 (1997).

R. Caciuffo, S. Melone, F. Rustichelli, A. Boeuf, *Monochromators for X-ray synchrotron radiation*, Review Section of Physics Letters 152, No.1, pagg.1-71, North Holland, Amsterdam (1987).

D. Chapman, W. Thomlinson, F. Arfelli et al., *Mammography imaging studies using a Laue crystal analyser*, Rev. Sci. Instrum. 67 (9), September (1996).

D. Chapman, W. Thomlinson, R.E. Johnston et al., *Diffraction enhanced x-ray imaging*, Phys. Med. Biol. 42 pagg. 2015-2025 (1997).

G. Colombo, *Manuale dell'ingegnere*, 81a. Ed., Hoepli, Milano (1987).

S.M. Cowley, *Diffraction Physics*, North Holland, Amsterdam (1990).

L. Dalla Palma, *Comunicazione privata*, Istituto di radiologia, Ospedale di Cattinara, Trieste (1998).

D. Dance, *X-ray diagnostics system: The physics of medical imaging*, Adam Hilger, Bristol (1988).

D. Dance, *Monte Carlo calculation of conversion factors for the estimation of mean glandular breast dose*, Phys. Med. Biol. 35 No. 9, pagg.1211-1219 (1990).

C.G. Darwin, *Philos.Mag.* 27, 315 (1914).

T.J. Davis, D. Gao, T.E. Gureyev et al., *Phase-contrast imaging of weakly absorbing materials using hard X-rays*, *Nature* 373, pagg. 595-598 (1995).

T.J.Davis, T.E. Gureyev, D. Gao et al., *X-Ray Image Contrast from a Simple Phase Object*, *Phys. Rev. Lett.* vol.74, (16) April (1995).

T.J.Davis, *Journal of X-ray Science and Technology*, 6, 317 (1996).

M. Di Michiel, *Contrasto di fase: un nuovo strumento per la radiologia medica*, Tesi di Dottorato di Ricerca in Fisica, Università degli Studi di Trieste, X Ciclo (1997).

P.P. Ewald, *Ann.Phys.* 54, pag.519 (1917).

S.A. Feig, R.E. Hendrick, *Risk, Benefit and Controversies in Mammographic Screening*, in "Syllabus: a Categorical Course in Physics-Technical Aspects of Breast Imaging", A.G. Haus e M.J. Yaffe, Oak Brook, Illinois, pagg.119-135, RSNA (1993).

E. Forster, K. Goetz, P. Zaumseil, *Kristall Technik*, 15, pag.937 (1980).

M. Gambaccini, A. Taibi, A. Del Guerra et al., *Narrow energy band X-rays via mosaic crystal for mammography application*, *Nucl. Instr. Meth.* A365, pagg.248-254 (1995).

A. Gambitta, F. Zanini, *Thermal behaviour of beryllium filters under intense heat loads*, Società Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-92/33 (1992).

V.S. Gerasimov, V.N. Korneev, G.N. Kulipanov et al., *Search for biological objects by refraction radiography using synchrotron radiation of VEPP-3 storage ring*, *Nucl. Instr. Meth.* A405, pagg. 525-531 (1998).

J.W. Goodman, *Introduction to fourier optics*, McGraw-Hill Book Company, S. Francisco (1968).

T.E. Gureyev, S.W. Wilkins, *Regimes of X-ray phase-contrast imaging with perfect crystals*, *Il Nuovo Cimento*, vol.19 D, N.2-4, Febbraio-Aprile (1997).

- D.R. Lide, *HandBook of Chemistry and Physics*, Ed.72nd, pag.6.1., CRC Press, (1991).
- M. Hart, Proc. R. Soc. A 346, pag.1 (1975)
- S. Hejazi, D.P. Trauernicht, *Potential image quality in scintillator CCD-based X-ray imaging system for digital radiography and digital mammography*, Proc. Spie 2708, pagg.440-449 (1996).
- B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis, *X-Ray Interactions: photoabsorption, scattering, transmission and reflection at $E= 50\text{-}30000\text{ eV}$, $Z= 1\text{-}92$* , Atomic Data Nuclear Data Tables 54, pagg. 181-342 (1993);
http://wwwcxro.lbl.gov/optical_constants/intro.html
- S.F. Hurley, J.M. Kaldor, *The benefits and risks of mammographic screening for breast cancer*, Epidemiol. Rev. 14, pagg.101-130 (1992).
- ICRU, *Tissues Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement*, ICRU Publications, Report 44, Bethesda, MD (1989).
- V.N. Ingal, E.A. Beliaevskaya, *Phase dispersion radiography of biological objects*, Physica Medica, vol.XII, N.2, April-June (1996).
- V.N. Ingal, E.A. Beliaevskaya, *Phase Dispersion Introscopy*, Surface Investigation, vol. 12, pagg. 441-450 (1997).
- International Tables for X-ray crystallography I,II,III,IV,V, Kynoch Press (England).
- IXS-International EXAFS Society, <http://xafs.chem.msu.su/IXS/index.html> (1998).
- J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York (1975).
- V.P. Jackson, R.E. Hendrick, S.A. Feig et al., *Imaging of the radiographically dense breast*, Radiology, 188, pagg.297-301 (1993).
- R.W. James, *The optical principles of the diffraction of x- rays*, G. Bell and Sons Ltd., London, UK (1965).

- H.E. Johns, J.R. Cunningham, *The physics of radiology*, Thomas Publisher, Springfield (1971).
- H.E. Johns, M.J. Yaffe, *X-ray characterization of normal and neoplastic breast tissues*, Phys. Med. Biol. 32 N.6, pagg. 675-695 (1987).
- B. Lai, F. Cerrina, *SHADOW: a synchrotron radiation ray-tracing program*, Nucl. Instr. Meth., A246, pag.337 (1986).
- T.J. Langer, E.S. de Paredes, *Pitfalls in mammography*, Appl. Radiol. pagg.13-24, September (1990).
- J. Law, *A new phantom for mammography*, Br. Jou. Rad. 64, pagg. 116-120 (1991).
- A.D.A. Maidment, M.J. Yaffe, *Analysis of the spatial-frequency-dependent DQE of optically coupled digital mammography detectors*, Med. Phys. 21, pagg.721-729 (1994).
- G. Margaritondo, *Introduction to Synchrotron Radiation*, Oxford University Press (1988).
- M. Masoli, *Appunti del corso di Paleontologia*, Università degli Studi di Trieste (1995).
- T. Matsushita, H. Hashizume, *X-ray monochromators*, Handbook on Synchrotron Radiation, vol.I, E.E. Koch, North Holland (1983).
- F. Mazzolini, *Specifications concerning materials technologies and main mechanical components for beamlines*, Società Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-92/23 (1992).
- A. Momose, T. Takeda, Y. Itai, *Phase-contrast x-ray computer tomography for observing biological soft tissues*, Nature Med. 2, pagg.473-475, (1996).
- NCRP Report N.85, *Mammography, a User Guide*, National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda (1986).
- NSLS-National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, bnln2.dne.bnl.gov (1998).

S. Pani, *La qualità dell'immagine in relazione alla dose assorbita in mammografia diagnostica con luce di sincrotrone*, Tesi di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Trieste, A.A. 1995/96.

Z.G. Pinsker, *Dynamical scattering of X-rays in crystals*, Springer Series in Solid State Physics, vol.5, Berlin (1978).

A. Pogany, D. Gao, S.W. Wilkins, *Contrast and resolution in imaging with a microfocus x-ray source*, Rev. Sci. Instrum. 68 (7), July (1997).

C. Raven, A. Snigirev, I. Snigireva et. al., *Phase-contrast microtomography with coherent high-energy synchrotron x rays*, Appl. Phys. Lett. 69 (13), pagg. 1826-1828, September (1996).

M. Säbel, H. Aichinger, *Recent developments in breast imaging*, Phys. Med. Biol. 41, pagg.315-368 (1996).

J. Schwinger, *Electron radiation in high energy accelerators*, Phys. Rev. 70, pag.798 (1946).

V.F. Sears, *Dynamical theory of neutron diffraction*, Can. J. Phys. 56, pagg.1261-1288 (1978).

R.A. Smith, *Epidemiology of breast cancer*, in "Syllabus: a Categorical Course in Physics-Technical Aspects of Breast Imaging", A.G. Haus e M.J. Yaffe, Oak Brook, Illinois, pagg.21-33, RSNA (1993).

A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn et al., *On the possibility of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation*, Rev. Sci. Instrum. 66 (12) December (1995).

A. Snigirev et al., Nucl. Instr. Meth., A 370, pagg. 634-640 (1996).

STSD-Sincrotrone Trieste Scientific Division, *Specification of bending magnet front-ends*, Società Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-DS-92/02 (1992).

I. Tabar, P.B. Dean, *Mammographic parenchymal patterns: risk indicator for breast cancer*, JAMA 247, pagg.185-189 (1982).

S. Takagi, *A Dinamical Theory of Diffraction for a Distorted Crystal*, Journal of the Physical Society of Japan, Vol.26, No.5, May (1969).

G. Tromba, A. Vascotto, *Radiation safety handbook-Beamline SYRMEP*, Società Sincrotrone Trieste, Non pubblicato (1998).

G. Vlaic, *Comunicazione privata*, Società Sincrotrone Trieste, (1998).

M. von Laue, *Ergeb. Exacten Naturwissenschaft*, 10, 133 (1931).

J.C. Weinreb, G. Newstead, *Controversies in breast MRI*, *Magn. Reson. Q.* 10, pagg.67-83 (1994).

S.W. Wilkins, T.E. Gureyev, D. Gao et. al., *Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays*, *Nature* vol. 384, November (1996).

H. Winick, S. Donoach, *Properties of synchrotron radiation*, *Synchrotron Radiation Research*, H.Winick, Plenum Press, New York, (1980).

M.J. Yaffe, J.A. Rowlands, *X-ray detectors for digital radiography*, *Phys. Med. Biol.*, vol. 42, pagg. 1-39 (1997).

W.H. Zachariasen, *Theory of X-ray diffraction in crystals*, J. Wiley & Sons Inc. New York (1945).

F. Zernike, *Z. Tech. Phys.* 16, pag. 454 (1935).

X. Zhou, R. Gordon, *Detection of early breast cancer: an overview and future prospects*, *Crit. Rev. Biomed. Eng.* 17, pagg.203-255 (1989).

Indice

INTRODUZIONE. I**CAPITOLO 1**

LA BEAMLINE DI SYRMEP. 1

1.1. INTRODUZIONE.	1
1.2. LE CARATTERISTICHE GENERALI DELLA BEAMLINE.	1
1.3. LA SORGENTE DA MAGNETE CURVANTE.	4
1.4. IL FRONT-END.	5
1.4.1. CARATTERISTICHE GENERALI.	5
1.4.2. IL BEAM SPLITTER.	8
1.4.3. IL PHOTON SHUTTER.	8
1.4.4. IL RAMO BM061FEA.	8
1.4.5. LE VALVOLE ELETTROPNEUMATICHE.	8
1.4.6. LA FAST VALVE.	8
1.4.7. IL BEAM STOPPER.	9
1.4.8. LA HUTCH DEL FRONT-END.	9
1.5. LA BEAMLINE.	9
1.5.1. CARATTERISTICHE GENERALI.	9
1.5.2. LA PRIMA CAMERA ED IL BYPASS.	13
1.5.3. LA PRIMA FINESTRA DI BERILLIO.	13
1.5.4. LA CAMERA DELLE SLITS.	15
1.5.5. LA CAMERA DEL MONOCROMATORE.	16
1.5.6. L'ASSORBITORE DI PIOMBO.	20
1.5.7. IL BEAMSTOPPER.	21
1.5.8. LA SECONDA FINESTRA DI BERILLIO.	21
1.5.9. LA ZONA IN ARIA DELLA BEAMLINE.	21
1.5.10. GLI ALTRI ELEMENTI.	21
1.5.11. LA HUTCH DELLA BEAMLINE.	21
1.6. LA SALA SPERIMENTALE.	23
1.6.1. CARATTERISTICHE GENERALI.	23
1.6.2. LA CAMERA DELLE SLIT.	23
1.6.3. IL MONITOR DI FLUSSO.	23
1.6.4. IL SUPPORTO DELLA MOVIMENTAZIONE DEL CAMPIONE E DEI FILM.	24
1.6.5. IL SUPPORTO DEL RIVELATORE DIGITALE.	24
1.6.6. LA SALA DI CONTROLLO.	25

1.7. LA STRUMENTAZIONE.	26
1.7.1. LE POMPE IONICHE E PER IL ROUGHING.	26
1.7.2. LE VALVOLE.	26
1.7.3. I MISURATORI DI VUOTO E IL SISTEMA DI ALLARME.	26
1.7.4. I MOTORI.	27
1.7.5. LE TERMOCOPPIE DA VUOTO.	27
1.7.6. IL SISTEMA DI BAKE-OUT.	28
1.7.7. IL SISTEMA DI RAFFREDDAMENTO AD ACQUA.	28
1.8. IL SISTEMA DI CONTROLLO.	29
1.8.1. LA LOGICA DEL SISTEMA DI CONTROLLO DELLA BEAMLINE.	29
1.8.2. IL BEAMLINE CONTROL SYSTEM (BCS).	29
1.8.3. IL SISTEMA LOCALE PER L'UNIT EXPERIMENTAL STATION (UES).	31
1.9. IL SISTEMA DI SICUREZZA DELLA BEAMLINE .	31
1.9.1. CARATTERISTICHE GENERALI .	31
1.9.2. IL SISTEMA DI SICUREZZA DEL VUOTO.	32
1.10. IL SISTEMA DI CONTROLLO DELLA RADIOPROTEZIONE (PLC).	32
1.11. LA SCHERMATURA PER LE RADIAZIONI .	33
1.11.1. CARATTERISTICHE GENERALI.	33
1.11.2. IL CONTROLLO DELLA RADIOATTIVITÀ.	33
1.12. IL CONTROLLO OTTICO.	33

CAPITOLO 2

LA CARATTERIZZAZIONE DEL FASCIO DI SYRMEP. **34**

2.1. INTRODUZIONE.	34
2.2. SIMULAZIONI E TEST DELLA RIFLETTIVITÀ DEL CRISTALLO MONOCROMATORE.	34
2.2.1. TEST OFF-LINE.	34
2.2.2. TEST ON-LINE.	37
2.2.3. SIMULAZIONE DELLA STATICA DEL CRISTALLO.	39
2.2.4. SIMULAZIONE DELLA PERDITA DI FLUSSO.	44
2.2.5. IL RIALLINEAMENTO DEL CRISTALLO MONOCROMATORE.	49
2.3. LA CALIBRAZIONE ENERGETICA.	51
2.4. LA RISOLUZIONE ENERGETICA	55
2.5. IL CONTENUTO DI ARMONICHE SUPERIORI.	58
2.6. LA RADIAZIONE DA MAGNETE CURVANTE.	61
2.6.1. LA DISTRIBUZIONE DI INTENSITÀ DEL FASCIO NEL PIANO VERTICALE.	61
2.6.2. LA POLARIZZAZIONE DEI FOTONI.	64
2.6.3. MISURA DEL FLUSSO ALLA FWHM.	65
2.6.4. MISURA DEL FLUSSO MASSIMO.	68

CAPITOLO 3

LA RADIOLOGIA IN CONTRASTO DI FASE. **72**

3.1. INTRODUZIONE.	72
3.2. DESCRIZIONE TEORICA DEL CONTRASTO DI FASE.	74
3.2.1. L'INDICE DI RIFRAZIONE PER I RAGGI X.	74
3.2.2. LA DESCRIZIONE PARASSIALE.	75
3.2.3. LA TEORIA DI FRESNEL-KIRCKHHOFF.	80
3.2.4. L'EFFETTO DELLA DIMENSIONE DELLA SORGENTE.	85
3.2.5. L'INTENSITÀ SUL RIVELATORE.	87
3.2.6. UNA SIMULAZIONE APPLICATA ALLA MAMMOGRAFIA.	88
3.3. L'APPARATO SPERIMENTALE.	92

CAPITOLO 4**LA RADIOLOGIA IN DIFFRACTION IMAGING.****95**

4.1. INTRODUZIONE.	95
4.2. LA TECNICA DI DIFFRACTION IMAGING.	96
4.2.1. L'EFFETTO DELLA ROCKING-CURVE DEL CRISTALLO ANALIZZATORE.	98
4.3. ANALISI COMPARATIVA DEL CONTRASTO SULLE IMMAGINI.	103
4.3.1. PARTICOLARE AD ALTO CONTRASTO IN TRASMISSIONE ED A PICCOLI ANGOLI DI RIFRAZIONE.	103
4.3.2. PARTICOLARE A BASSO CONTRASTO IN ASSORBIMENTO ED A GRANDI ANGOLI DI RIFRAZIONE.	104
4.3.3. IL CASO DI BACKGROUND NON UNIFORME.	105
4.4. L'APPARATO SPERIMENTALE.	106
4.5. LE SIMULAZIONI.	110
4.5.1. DISCUSSIONE DEI RISULTATI DELLA SIMULAZIONE.	113
4.5.2. UNA SIMULAZIONE APPLICATA ALLA MAMMOGRAFIA.	114
4.6. LA RADIOGRAFIA DI DETTAGLI DI CARATTERISTICHE DIVERSE.	115
4.7. POSSIBILI SVILUPPI DELLA TECNICA.	116
4.7.1. AUMENTO DELLA SENSIBILITÀ ANGOLARE.	116
4.7.2. AUMENTO DELLA RISOLUZIONE SPAZIALE.	117

CAPITOLO 5**LE IMMAGINI.****119**

5.1. CONSIDERAZIONI GENERALI.	119
5.2. IL CALCOLO DELLA DOSE.	122
5.3. LA CHIOCCIOLA.	123
5.4. L'APE.	124
5.5. LE FOGLIE.	126
5.6. IL TOPO.	127
5.7. IL FANTOCCIO MAMMOGRAFICO ACKERMANN.	128
5.8. LE IMMAGINI DI TESSUTI.	132
5.8.1. IL TESSUTO BREAST_A.	132
5.8.2. IL TESSUTO BREAST_B.	133
5.9. ALTRE APPLICAZIONI DELLE TECNICHE DI CONTRASTO DI FASE.	135

CONCLUSIONI**138**

APPENDICE A

L'INTERAZIONE RADIAZIONE - MATERIA. **140**

A.1. INTRODUZIONE.	140
A.2. EFFETTO RAYLEIGH.	140
A.3. EFFETTO COMPTON.	142
A.4. EFFETTO FOTOELETTRICO.	143
A.4.1. LE SOGLIE DI ASSORBIMENTO.	144

APPENDICE B

LA TEORIA DELLA DIFFRAZIONE DEI RAGGI X. **147**

B.1. LA DIFFRAZIONE DEI RAGGI X DA UN CRISTALLO.	147
B.2. RISULTATI DELLA TEORIA DINAMICA DELLA DIFFRAZIONE DA UN CRISTALLO.	148
B.3. L'AREA DELLA CURVA DI RIFLETTIVITÀ.	156
B.4. LA CURVA DI DARWIN E LA ROCKING-CURVE.	156
B.4.1. FASCIO INCIDENTE MONOCROMATICO E PARALLELO.	156
B.4.2. FASCIO INCIDENTE MONOCROMATICO E DIVERGENTE.	157
B.4.3. FASCIO INCIDENTE BIANCO E PARALLELO.	159
B.4.4. FASCIO INCIDENTE BIANCO E DIVERGENTE.	159
B.4.5. I CASI PRATICI AFFRONTATI NELLA TESI .	160

BIBLIOGRAFIA **162**
