

# Alma Mater Studiorum Università di Bologna

---

---

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Astronomia

## Telescopi per astronomia in raggi X duri: sviluppi tecnologici di specchi multilayer

Tesi di Laurea  
di:

**Rodolfo Canestrari**

Relatore:  
Chiar.mo Prof.

**Giorgio Palumbo**

Co-Relatori:  
Dott.  
**Giovanni Pareschi**

Dott.  
**Daniele Spiga**

INAF-Osservatorio Astronomico di Brera

---

---

Sessione III

Anno Accademico 2004-2005



*a mio nonno Vincenzo*



# Indice

<b>Indice</b>	<b>i</b>
<b>Lista degli acronimi</b>	<b>v</b>
<b>Introduzione</b>	<b>vii</b>
<b>1 I telescopi per astronomia in raggi-X: storia e future missioni</b>	<b>1</b>
1.1 Uno sguardo al passato . . . . .	1
1.2 Future missioni in raggi-X duri . . . . .	5
1.2.1 SIMBOL-X . . . . .	6
1.2.2 XEUS, X-ray Evolving Universe Spectroscopy . . . . .	8
1.2.3 Constellation-X . . . . .	10
1.2.4 HEXIT-SAT, High Energy X-ray Imaging Telescope Satellite . . . . .	11
1.3 Target scientifici . . . . .	13
1.3.1 Sorgenti galattiche . . . . .	13
1.3.2 Sorgenti extragalattiche . . . . .	16
<b>2 I telescopi per raggi-X</b>	<b>21</b>
2.1 Cenni di ottica nella banda X . . . . .	21
2.1.1 La riflessione e le costanti ottiche . . . . .	21
2.2 Configurazioni ottiche di telescopi ad incidenza radente . . . . .	25
2.2.1 L'aberrazione di coma e gli specchi asferici . . . . .	26
2.2.2 Ottiche Kirkpatrick-Baez . . . . .	27
2.2.3 Ottiche Wolter . . . . .	28
2.3 Altri parametri di merito delle ottiche per astronomia X . . . . .	33
2.3.1 La risoluzione angolare . . . . .	33
2.3.2 La sensibilità in flusso . . . . .	37
2.3.3 Il campo di vista . . . . .	39
2.4 Realizzazione ottiche a singolo strato per raggi-X molli . . . . .	40
2.4.1 La tecnica tradizionale . . . . .	41
2.4.2 Ottiche basate su fogli sottili . . . . .	42
2.4.3 La tecnica della replica . . . . .	44

<b>3</b>	<b>I telescopi per raggi-X duri</b>	<b>51</b>
3.1	Specchi alla Bragg . . . . .	52
3.1.1	I multistrati periodici . . . . .	53
3.1.2	I multistrati graduati . . . . .	60
3.2	Realizzazione di ottiche multilayer per raggi-X duri . . . . .	62
3.2.1	Estensione della replica con elettroformatura di Ni: metodo diretto . . . . .	63
3.2.2	Estensione della replica con elettroformatura di Ni: metodo “indiretto” . . . . .	64
3.3	Metodi di deposizione di film sottili . . . . .	65
3.3.1	Evaporazione con fascio elettronico (e-beam evaporation) . . . . .	66
3.3.2	Ion Beam Sputtering, IBS . . . . .	69
3.3.3	DC ed RF Magnetron Sputtering . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Strumenti e analisi per caratterizzazione campioni</b>	<b>75</b>
4.1	Power Spectral Density . . . . .	76
4.1.1	Modello K-correlation . . . . .	79
4.2	Strumenti per caratterizzare superfici e film riflettenti ad OAB . . . . .	82
4.2.1	Il microscopio a forza atomica, AFM . . . . .	82
4.2.2	Il profilometro ottico WYKO . . . . .	89
4.2.3	Il microscopio a contrasto di fase Nomarski . . . . .	90
4.2.4	Il profilometro a lunga traccia, LTP . . . . .	91
4.3	Metrologia di superfici tramite misure in raggi-X . . . . .	93
4.3.1	Le misure di riflettività, XRR ( <i>X-Ray Reflectivity</i> ) . . . . .	95
4.3.2	Le misure di scattering, XRS ( <i>X-Ray Scattering</i> ) . . . . .	97
4.3.3	Il legame scattering-topografia di superficie . . . . .	98
4.4	La facility PANTER . . . . .	100
4.4.1	Le sorgenti a raggi-X . . . . .	102
4.4.2	I rivelatori . . . . .	103
4.4.3	Effetti della sorgente a distanza finita . . . . .	104
4.4.4	Analisi dei dati acquisiti . . . . .	105
<b>5</b>	<b>Diagnostica multistrati evoluzione della rugosità</b>	<b>107</b>
5.1	Tipi di campioni analizzati . . . . .	108
5.2	Protocollo per la caratterizzazione dei multilayer . . . . .	111
5.2.1	Topografia superficiale . . . . .	112
5.2.2	Indagini tramite raggi-X . . . . .	113
5.3	Modello teorico per la crescita della rugosità . . . . .	117
5.3.1	Singolo strato . . . . .	117
5.3.2	Estensione alla crescita di un multistrato . . . . .	120
5.4	Multilayer PSDs Evolution Simulator, MPES . . . . .	122
5.5	Multistrati realizzati con e-beam deposition . . . . .	125
5.5.1	Test A . . . . .	126
5.5.2	Test B . . . . .	131
5.5.3	Test C . . . . .	136
5.6	Multistrati realizzati con DC magnetron sputtering . . . . .	141

5.6.1	Test D . . . . .	143
5.6.2	Test E . . . . .	146
5.7	Multistrati realizzati con RF magnetron sputtering . . . . .	150
5.7.1	Test F . . . . .	153
5.7.2	Test G . . . . .	157
5.8	Riepilogo e confronti tra i campioni analizzati . . . . .	162
<b>6</b>	<b>Test di ottiche multilayer alla facility PANTER</b>	<b>167</b>
6.1	Mirror shell MS-MSFC01 . . . . .	168
6.1.1	Caratterizzazione del campione witness . . . . .	169
6.1.2	Calibrazione alla facility PANTER . . . . .	170
6.2	Mirror shell MS-JETX . . . . .	173
6.2.1	Caratterizzazione del campione witness . . . . .	173
6.2.2	Calibrazione alla facility PANTER . . . . .	173
6.2.3	Caratterizzazione topografica . . . . .	176
6.3	Mirror shell MS-MSFC02 . . . . .	179
6.3.1	Caratterizzazione del campione witness . . . . .	179
6.3.2	Calibrazione alla facility PANTER . . . . .	181
<b>7</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>185</b>
<b>A</b>	<b>Evoluzione della PSD nei multilayer: modellizzazione di XRS</b>	<b>187</b>
<b>B</b>	<b>Codice MPES</b>	<b>191</b>
B.1	Interfaccia grafica e gestione degli eventi . . . . .	191
B.2	Eventi . . . . .	197
B.3	Navigazione all'interno dell'Hard Disk . . . . .	213
	<b>Bibliografia</b>	<b>215</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>221</b>





# Lista degli acronimi

<b>AFM</b>	Atomic Force Microscope
<b>AGN</b>	Active Galactic Nuclei
<b>ASI</b>	Agenzia Spaziale Italiana
<b>AXAF</b>	Advanced X-ray Astronomy Facility
<b>BAT</b>	Burst Alert Telescope
<b>BH</b>	Black Hole
<b>CfA</b>	Center for Astrophysics
<b>CNES</b>	Centre National d'Etudes Spatiaux (l'Agenzia Spaziale Francese)
<b>COST</b>	European COoperation in the field of Scientific and Technical research
<b>CTE</b>	Coefficient of Thermal Expansion
<b>CVD</b>	Chemical Vapour Deposition
<b>CXB</b>	Cosmic X-ray Background
<b>DSC</b>	Detector SpaceCraft
<b>EE</b>	Encircled Energy
<b>ESA</b>	European Space Agency
<b>ESRF</b>	European Synchrotron Radiation Facility
<b>(E)UV</b>	(Extreme) UltraViolet
<b>EXOSAT</b>	European X-ray Observatory SATellite
<b>FOM</b>	Figure Of Merit
<b>FOV</b>	Field Of View
<b>FWHM</b>	Full Width Half Maximum
<b>GC</b>	Galaxy Cluster
<b>GRB</b>	Gamma-Ray Burst
<b>HEW</b>	Half-Energy Width
<b>HEXIT</b>	High-Energy X-ray Imaging Telescope
<b>HEAO</b>	High-Energy Astrophysics Observatory
<b>HERO</b>	High-Energy Replicated Optics
<b>HOPG</b>	Highly Oriented Pyrolytic Graphite
<b>HPD</b>	Half-Power Diameter
<b>IBAD</b>	Ion Beam Assisted Deposition
<b>IBS</b>	Ion Beam Sputtering
<b>INAF</b>	Istituto Nazionale di AstroFisica
<b>INTEGRAL</b>	INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory

<b>ISM</b>	InterStellar Medium
<b>JET-X</b>	Joint European Telescope X
<b>LSF</b>	Line Spread Function
<b>LTP</b>	Long Trace Profilometer
<b>MPE</b>	Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik
<b>MPES</b>	Multilayer PSDs Evolution Simulator
<b>MSC</b>	Mirror SpaceCraft
<b>NASA</b>	National Aeronautics and Space Administration
<b>OAB</b>	Osservatorio Astronomico di Brera
<b>PDS</b>	Phoswitch Detector System
<b>PPM</b>	Pythonic Program for Multilayers
<b>PSD</b>	Power Spectral Density
<b>PSF</b>	Point Spread Function
<b>PSPC</b>	Position Sensitive Proportional Counter
<b>PVD</b>	Physical Vapour Deposition
<b>QSO</b>	Quasi Stellar Objects
<b>RF</b>	Radio Frequency
<b>rms</b>	Root Mean Square
<b>ROSAT</b>	Röntgen SATellite
<b>SAX</b>	Satellite per Astronomia X
<b>SEM</b>	Scansion Electronic Microscope
<b>SNR</b>	SuperNova Remnant
<b>SPIE</b>	Society of Photo-optical Instrumentation Engineers
<b>SXT</b>	Spectroscopy X-ray Telescope
<b>TEM</b>	Transmission Electronic Microscope
<b>vs</b>	versus
<b>XEUS</b>	X-ray Evolving Universe Spectroscopic mission
<b>XMM</b>	X-ray Multimirror Mission
<b>XRB</b>	X-Ray Background
<b>XRR</b>	X-Ray Reflectivity
<b>XRS</b>	X-Ray Scattering
<b>XRT</b>	X-Ray Telescope

# Introduzione

*Questo lavoro tratta gli attuali sviluppi tecnologici volti all'osservazione dell'emissione di raggi-X duri, emissione presente in una vasta gamma di oggetti celesti, tramite telescopi focalizzanti.*

*Nel testo viene posta una particolare attenzione sulle ottiche di tali telescopi X che, come noto, lavorano in condizioni estreme quali quelle dell'ambiente spaziale. In particolare è trattata la problematica della focalizzazione nei raggi-X duri. Un problema particolarmente importante è quello che riguarda la risoluzione angolare che dipende dalla figura dello specchio e dallo scattering.*

*Dopo aver ripercorso le tappe che condussero ad iniziare le osservazioni astronomiche in banda X, fino ai telescopi attualmente operativi, viene fornita una descrizione delle future missioni per la parte più energetica dello spettro elettromagnetico X ed alcuni dei target scientifici di interesse.*

*Nei due capitoli successivi vengono presentati i principi di ottica in raggi-X, le caratteristiche dei telescopi e le tecnologie utilizzate (sia in passato che attualmente) per la loro realizzazione.*

*Il capitolo 4 descrive gli strumenti di laboratorio, le misure, l'elaborazione dei dati sperimentali che accompagnano e rendono possibile lo studio condotto per la realizzazione di ottiche che soddisfino i requisiti richiesti.*

*Il cuore dello studio condotto in questo lavoro è nei successivi capitoli 5 e 6, dove viene presentata un'analisi sull'evoluzione della qualità superficiale di uno specchio (micro-rugosità) e le dirette ricadute che questa ha sulla risoluzione angolare dell'ottica. Il tutto associato a prototipi di mirror shell con copertura riflettente multilayer realizzate e caratterizzate metrologicamente ed in raggi-X di bassa ed alta energia.*

*Il lavoro presentato è il frutto di oltre un anno di misure sperimentali effettuate in prima persona dall'autore, dell'analisi dei dati raccolti nonché della realizzazione dei codici per l'analisi stessa. Tutto questo è finalizzato alla prossima realizzazione di alcuni telescopi focalizzanti per astronomia in raggi-X duri, quali: SIMBOL-X, XEUS e Constellation-X.*

*Questa attività di ricerca, svolta presso l'Osservatorio Astronomico di Brera (INAF-OAB), si è affiancata ad un importante progetto condotto in collaborazione con l'Harvard-*

*Smithsonian Center for Astrophysics (CfA) di Boston, il Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik (MPE) di Monaco ed il Marshall Space Flight Center (MSFC) di Huntsville, USA.*

# Capitolo 1

## I telescopi per astronomia in raggi-X: storia e future missioni

### 1.1 Uno sguardo al passato

Si deve a Röntgen la scoperta dei raggi-X avvenuta nel 1895, successivamente gli studi effettuati da von Laue (1912) e Bragg (1918) portarono alla loro identificazione come radiazione elettromagnetica in grado di essere diffratta da strutture regolari come i piani cristallini. Sfruttando tale caratteristica E. Fermi, nel 1922, riuscì ad ottenere la prima immagine ai raggi-X. La capacità di riflettere questi raggi con una superficie molto liscia e ad angoli di incidenza estremamente piccoli (in radenza) venne studiata da Compton negli stessi anni, ma si deve aspettare il 1948 prima di riuscire a focalizzarli quando Kirkpatrick e Baez proposero un sistema a doppia riflessione. Ma è a Wolter che si deve un sostanziale miglioramento delle caratteristiche dei sistemi focalizzanti: nel 1952 analizzò specchi la cui figura di rivoluzione deriva da parabola, iperbole ed ellisse.

L'avvento dell'era spaziale fu però limitato anche da altri fattori. L'atmosfera terrestre è opaca ai fotoni di lunghezza d'onda inferiore a  $1000 \text{ \AA}$  (vedi figura 1.1) così che non può essere utilizzato nessun tipo di rivelatore a terra. Neanche le altezze raggiungibili con aerei o palloni erano sufficientemente elevate da poter superare questa barriera naturale alla radiazione X. Fu lo sviluppo tecnologico avvenuto con la Seconda Guerra Mondiale che rese possibile la costruzione dei primi razzi, poi utilizzati anche per portare i rivelatori di radiazione X sopra l'atmosfera terrestre e vedere per la prima volta il cielo a queste lunghezze d'onda.

Il primo esperimento fu condotto nel 1948 da Burnight: grazie all'utilizzo di un razzo V2 riuscì ad esporre delle lastre fotografiche in alta atmosfera mostrando come il Sole fosse una forte sorgente di radiazione ultravioletta (UV) ed X. Ma per arrivare all'osservazione di sorgenti astronomiche extrasolari sarebbero dovuti passare ancora alcuni anni. Per poter rilevare tale emissione dalle stelle più vicine al nostro sole si pensava sarebbero serviti strumenti 100000 volte più sensibili di quelli a disposizione e nell'ipotesi di voler vedere oggetti più lontani (pochi kpc) questi sarebbero dovuti essere ben  $10^{11}$  volte più luminosi

## 2CAPITOLO 1. I TELESCOPI PER ASTRONOMIA IN RAGGI-X: STORIA E FUTURE MISSIONI

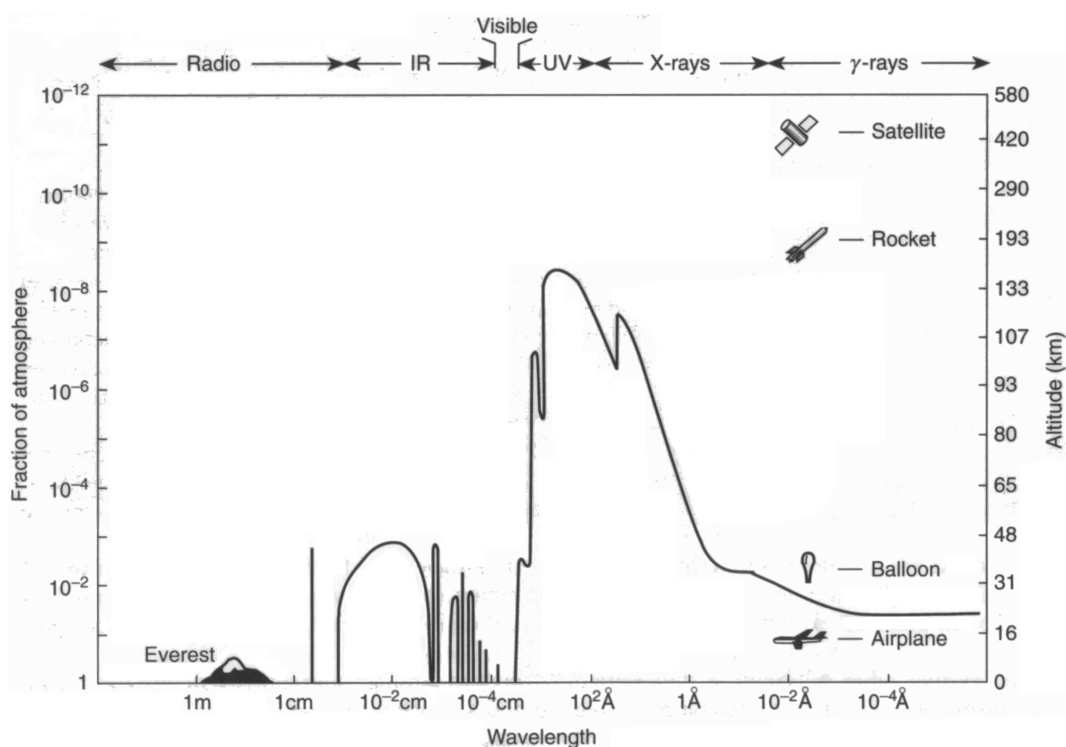


Figura 1.1: Assorbimento dell'atmosfera terrestre. La linea continua rappresenta l'altitudine alla quale la radiazione elettromagnetica proveniente dallo spazio subisce un'attenuazione del 50%. (Da: Exploring the X-ray Universe)

(in banda X) di quanto non lo fosse il Sole. Una energia esageratamente alta da produrre per qualsiasi tipo di stella o galassia allora nota.

Si deve a B. Rossi e R. Giacconi, nel 1960, il suggerimento di utilizzare in ambito astronomico le configurazioni ad ottiche focalizzanti proposte da Wolter per la microscopia. Pochi anni dopo un loro esperimento, costituito da un contatore geiger trasportato nell'alta atmosfera da un razzo, rivolto alla ricerca di ipotetici raggi-X prodotti dall'interazione delle particelle costituenti il vento solare con la superficie lunare, portò alla scoperta della prima sorgente non solare di raggi-X: Sco X-1. A questa missione fecero seguito altre sporadiche osservazioni che portarono alla scoperta di altre sorgenti X, tra cui la famosa Crab Nebula.

La forte convinzione di Rossi e Giacconi sulle novità scientifiche che sarebbero venute con l'utilizzo di un satellite munito di rivelatori di raggi-X in grado di osservare con continuità il cielo ne rese possibile la realizzazione. Con molti sforzi e determinazione, dopo anni di successi e tristi fallimenti, nel 1970, da una piattaforma gestita dall'Agenzia Spaziale Italiana al largo delle coste keniate volò Uhuru: il primo satellite dedicato all'astronomia in raggi-X, riuscì a completare la prima osservazione completa (survey) del cielo.

Molti oggetti, sia galattici che extragalattici, e fenomeni di varia natura furono individuati e l'interesse sempre crescente per questo nuovo settore della ricerca portò Giac-

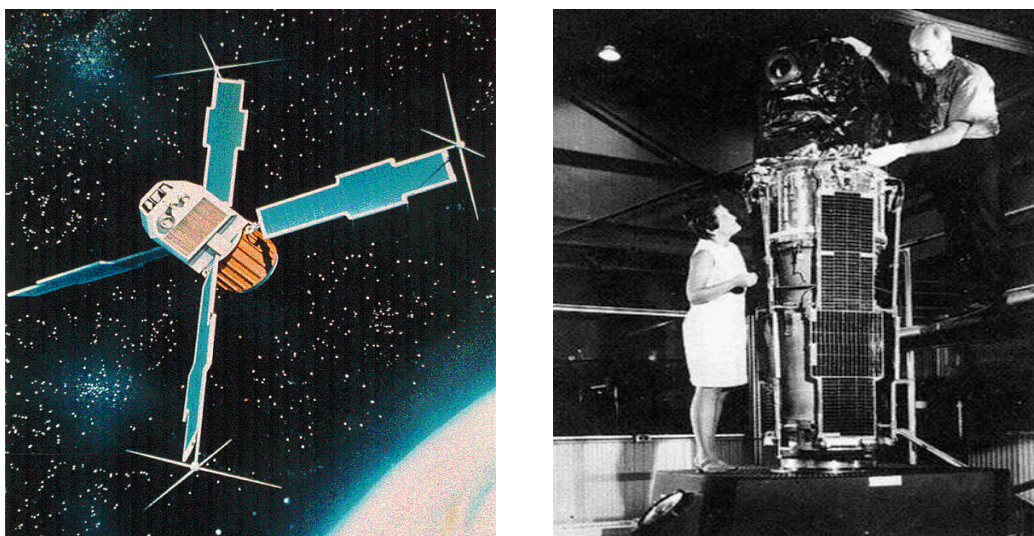


Figura 1.2: (sinistra) Immagine artistica del satellite Uhuru, primo dedicato alla detezione di radiazione X. (destra) Una fotografia che ritrae B. Rossi e M. Townsend accanto ad Uhuru durante una fase dei test pre-lancio. Il nome Uhuru, che significa libertà in Swahili, fu dato dalla Dr.ssa Townsend. (Da: nasa.gov)

coni e suoi collaboratori alla proposta del progetto High Energy Astronomy Observatory (HEAO): una serie di tre osservatori per astronomia X (a bordo di relativi satelliti) che sarebbero dovuti volare in sequenza, l'obiettivo delle ottiche era uguagliare la risoluzione angolare raggiunta dai telescopi terrestri per ottenere immagini e spettri di alta qualità. Nonostante un sostanziale ridimensionamento dell'ambiziosa proposta iniziale, nel novembre 1978 fu lanciato il secondo di questi satelliti (HEAO-2) con a bordo il primo telescopio con ottiche focalizzanti nei raggi-X. Immediatamente dopo il lancio fu rinominato Einstein, rimase operativo per due anni e mezzo compiendo una serie di osservazioni di oggetti pre-stabiliti. Grazie ad un rapporto segnale/rumore senza precedenti se paragonato a quello dei rivelatori collimati fin'ora usati, rappresentò un enorme passo avanti per la ricerca scientifica. Rivelò l'emissione di radiazione X da quasi ogni tipo di oggetto astronomico conosciuto, dalle stelle più vicine ad oggetti a distanza cosmologica chiamati quasar. Fratello minore fu pochissimo tempo dopo l'europeo EXOSAT (1983-86).

La prima survey completa del cielo effettuata con ottiche X focalizzanti la si deve al satellite tedesco ROSAT che durante il decennio degli anni '90 localizzò più di 50000 sorgenti, compiendo anche osservazioni dettagliate (la risoluzione delle ottiche era di circa 3 arcsec) di un vasto numero di oggetti. I risultati scientifici di maggior rilievo sono una dettagliata morfologia dei resti di supernova e degli ammassi di galassie, nonché la rilevazione dell'emissione X diffusa esercitata dalle nubi molecolari.

In epoca più recente spetta a Beppo-SAX, il primo satellite scientifico costruito dall'industria italiana e così chiamato in onore del Prof. Giuseppe Occhialini, il primato di aver compiuto osservazioni a larga banda: da 0.1 keV a 300 keV. Satellite nato da un program-

#### 4CAPITOLO 1. I TELESCOPI PER ASTRONOMIA IN RAGGI-X: STORIA E FUTURE MISSIONI

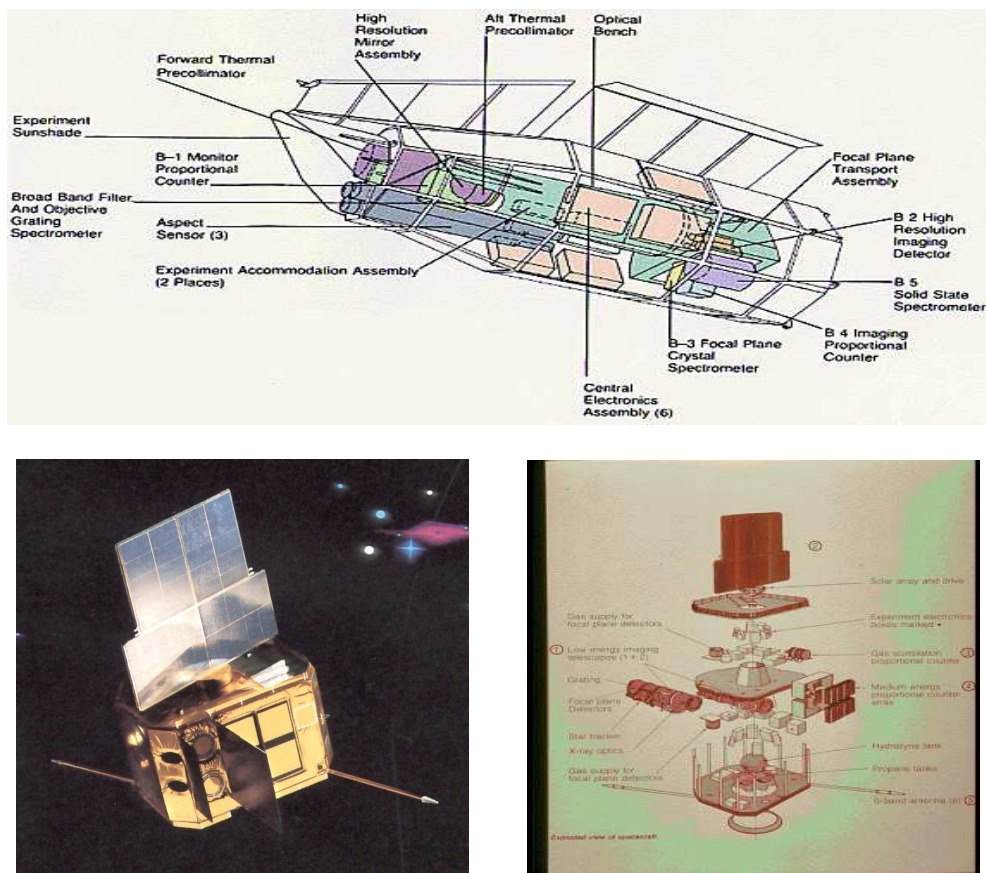


Figura 1.3: (in alto) Diagramma raffigurante i principali componenti del satellite americano HEAO-2 ribattezzato Einstein dopo il lancio. (in basso) Una raffigurazione artistica ed un “blow-up” del satellite europeo EXOSAT, volato pochi anni dopo Einstein. (Da: nasa.gov)

ma scientifico per lo più italiano nel quale hanno collaborato anche l’Agenzia Olandese per i Programmi Spaziali NIVR e l’Agenzia Spaziale Europea ESA. Fu lanciato nel 1996 da Cape Canaveral e rimase attivo fino al 2002 raccogliendo notevoli successi, tra cui l’aver fornito la prima immagine in X di un lampo gamma (*Gamma Ray Burst*) e l’averne fornito la posizione con una precisione del minuto d’arco (identificandone la natura extragalattica). Inoltre, grazie alla sua estesa banda energetica fu il primo satellite che permise di compiere con un’unica osservazione spettroscopia su larga banda.

Tuttora attivi sono invece AXAF (chiamato Chandra in onore del famoso fisico indiano Chandrasekhar), satellite realizzato dalla NASA e messo in orbita dal Columbia Space Shuttle ed XMM-Newton, realizzato dall’ESA e lanciato da un vettore Ariane 504. Entrambi operativi dal 1999 sono stati realizzati con due differenti metodi, i quali hanno conferito particolari caratteristiche: la miglior risoluzione angolare (0.5 arcsec) finora raggiunta per Chandra e la più grande area efficace per XMM.



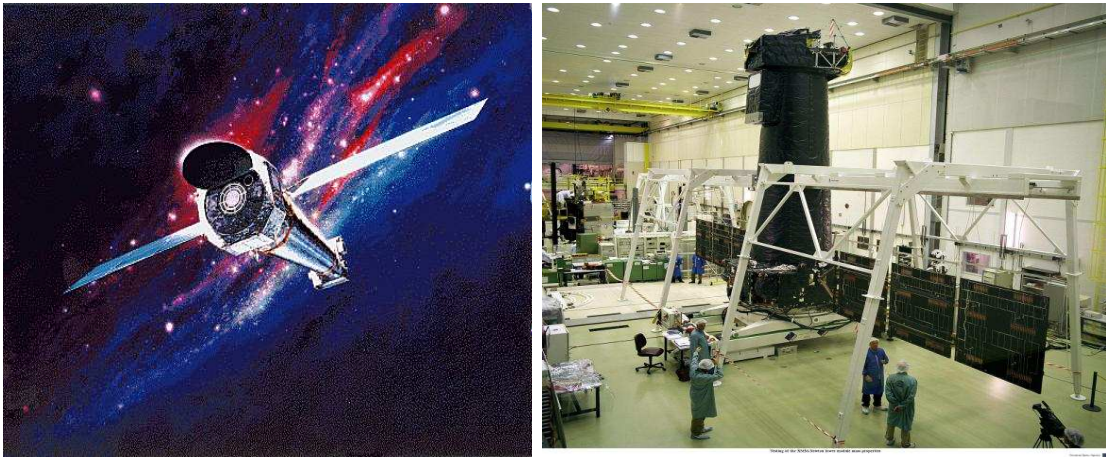


Figura 1.4: (sinistra) Rappresentazione artistica dell'osservatorio per raggi-X Chandra tutt'ora operativo. (Da: nasa.gov). (destra) Fotografia di una fase dell'assemblaggio di XMM. (Da: esa.int)

Nel novembre 2004 è stato lanciato dalla base americana di Cape Canaveral il satellite Swift, nato dalla collaborazione della NASA con l'Italia ed il Regno Unito. Proprio in questo ambito, l'Osservatorio Astronomico di Brera ha fornito le ottiche del telescopio XRT (X-Ray Telescope). Swift è munito anche di altri due strumenti: BAT (Burst Alert Telescope) realizzato per la rapida detezione dei GRB e UVOT (UltraViolet/Optical Telescope) per puntare e studiare la curva di luce seguente all'esplosione (chiamata afterglow).

## 1.2 Future missioni in raggi-X duri

Da pochi anni a questa parte la tecnologia impiegata per realizzare i telescopi per astronomia in raggi-X ha subito un grosso progresso nell'estendere le prestazioni delle ottiche al di sopra dei 10 keV.

La principale innovazione sarà l'utilizzo di coperture riflettenti multistrato, che sono in grado di estendere l'area efficace degli specchi fino a circa 80 keV con una curva di riflettività lentamente decrescente. Questo, unitamente ad una buona risoluzione angolare, consentirà di abbassare l'attuale soglia di minimo flusso rilevabile segnato dallo strumento PDS che fu a bordo del satellite Beppo-SAX.

Altre soluzioni che saranno adottate prevedono un consistente aumento della lunghezza focale (oltre i 10 m), delle dimensioni geometriche degli specchi e del numero di moduli ottici per telescopio.

Sulla base di queste evoluzioni sono state proposte alcune missioni per il prossimo futuro, che sono di seguito descritte.

### 1.2.1 SIMBOL-X

La proposta iniziale per la missione SIMBOL-X fu fatta nel 2004 al CNES (l'agenzia spaziale francese) da P. Ferrando (vedi bibl. [1]) sviluppando un concetto ideato in Italia. La missione è attualmente diventata una collaborazione tra CNES ed ASI (Agenzia Spaziale Italiana) la cui idea iniziale di utilizzare ottiche a lunga focale ( $f = 30\text{ m}$ ) con copertura a singolo strato riflettente in Platino, è evoluta in una configurazione a focale leggermente minore ( $f = 20\text{ m}$ ) che però prevede l'utilizzo di ottiche multistrato (vedi bibl. [2]). Tale consistente variazione del progetto iniziale assicura un aumento delle prestazioni globali del telescopio (campo di vista, sensibilità, range energetico). In tabella 1.1 sono riportate le caratteristiche di SIMBOL-X, il cui volo è previsto attorno al 2012.

Tabella 1.1: Principali caratteristiche della missione SIMBOL-X. (Crediti: bibl. [2])

Nr. moduli ottici e mirror shells	$1 \times 100$
Geometria ottiche	Wolter I
Diametro massimo/minimo	70/29 cm
Peso modulo ottico	300 kg
Lunghezza focale	20 m
Copertura riflettente	Multilayer Pt/C

La grande novità risiede non solo nell'utilizzo di ottiche multilayer, ma anche nella grande lunghezza focale che queste esibiscono. Difatti, come sarà spiegato in seguito (capitolo 3), è possibile aumentare l'area efficace sfruttando la relazione valida per i telescopi che adottano la configurazione Wolter I:  $A_{eff} \propto f^2$ .

Tale aumento comporta un'ulteriore novità tecnologica e per il design del satellite (vedi figura 1.5). Una focale di 20 m impone la realizzazione di due spacecrafts separati: uno per le ottiche ed uno per gli strumenti del piano focale. SIMBOL-X farà quindi da "pathfinder" per le missioni dette in *formation flight*.

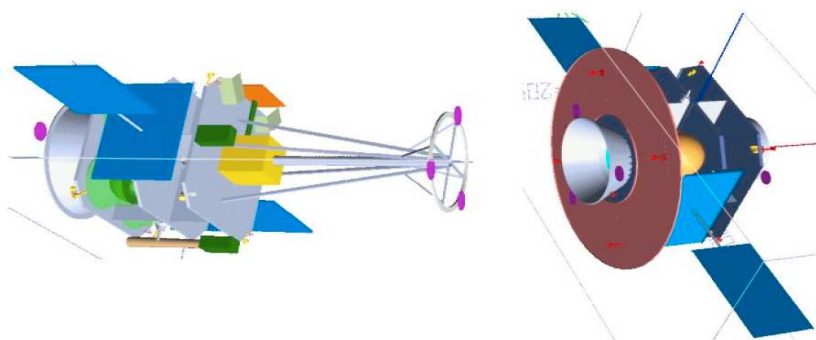


Figura 1.5: Sullo spacecraft del detector (sinistra) è visibile il modulo del piano focale con il collimatore di  $\sim 1.5\text{ m}$ ; sullo spacecraft contenente gli specchi (destra) è evidente la struttura circolare ( $\phi \approx 3\text{ m}$ ) per schermare il background del cielo. (Crediti: bibl. [2])

Le ottiche di SIMBOL-X saranno fornite sotto la responsabilità di INAF-OAB. Il passaggio all'utilizzo della copertura riflettente multilayer consentirà anche di estendere oltre gli 80 keV la banda energetica di utilizzo del satellite migliorandone la sensibilità sia rispetto alla proposta iniziale (singolo strato riflettente in Pt e  $f = 30$  m) che a quanto raggiunto da SAX. In tabella 1.2 sono riassunte le prestazioni per l'attuale configurazione di SIMBOL-X.

Tabella 1.2: Prestazioni di SIMBOL-X ottenibili con l'utilizzo di specchi multilayer. (Crediti: bibl. [2])

Range energetico	0.5-78 keV
Risoluzione energetica	130 eV @ 6 keV [SDD] 1 keV @ 60 keV [CZT]
Risoluzione angolare	<30 arcsec (goal 15")
Localizzazione	<3 arcsec
Campo di vista	12 arcmin
Area efficace	1100 cm <sup>2</sup> per E<10 keV 100 cm <sup>2</sup> per E=70 keV
Sensibilità	10 <sup>-8</sup> ph/cm <sup>2</sup> /s/keV fino ad 78 keV

La variazione in area efficace ottenuta dalla modifica della proposta iniziale è mostrata in figura 1.6. Come è evidente il multilayer aumenta considerevolmente la superficie utilizzabile anche alle basse energie, ma l'apporto principale viene dato oltre i 40 keV.

Il sforzo tecnologico già in atto e che coinvolgerà appieno i prossimi anni è appunto concentrato nell'applicazione delle tecnologie di deposizione dei multilayer alle shell in modo tale da realizzare il goal tecnologico richiesto: risoluzione angolare di 15 arcsec.

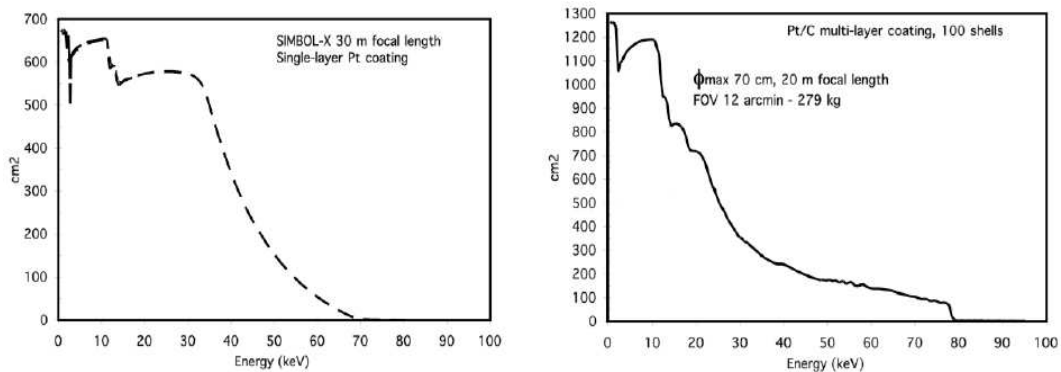


Figura 1.6: Aree efficaci per SIMBOL-X come fu proposto in [1] (sinistra) e come prevede l'attuale progetto (destra). Si noti la differenza della scala verticale dei due grafici. (Crediti: bibl. [2])

### 1.2.2 XEUS, X-ray Evolving Universe Spectroscopy

La missione XEUS (vedi bibl. [3] e figura 1.7), il cui lancio è attualmente previsto dopo il 2015 per mezzo di un vettore Ariane V, è il principale progetto scientifico dell'ESA per lo studio dell'astronomia in raggi-X duri. Se ne prevede l'utilizzo per un periodo minimo di 15 anni. XEUS viene visto in ambito europeo come erede di XMM-Newton, le specifiche del progetto lo collocano, sia in termini di dimensioni che di prestazioni, ben al di sopra di tutti i telescopi fin'ora realizzati o proposti. Come termine di paragone, XEUS avrà una area di raccolta 200 volte superiore a quella di XMM con una risoluzione angolare di circa 2 arcsec (7.5 volte migliore). Tali prestazioni saranno ottenute, anche in questo caso, facendo uso del sistema "formation flight" che consentirà di raggiungere una lunghezza focale di 50 m.

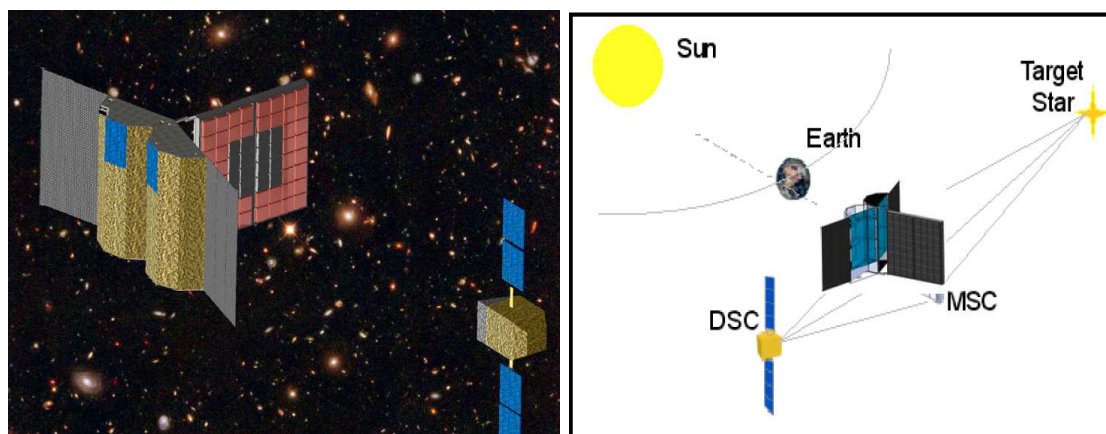


Figura 1.7: La missione XEUS. (sinistra) Una rappresentazione artistica. (destra) L'orbita di XUES sarà in L2, con lo scapecraft delle ottiche (MSC) che fungerà da schermo alla radiazione ed al riscaldamento solare. (Crediti: vedi bibl. [4])

Tabella 1.3: Principali caratteristiche della missione XEUS il cui lancio è previsto dopo il 2015.

Struttura moduli ottici	a pori
Geometria ottiche	Doppio cono
Dimensioni ottiche	6.7 m × 6.43 m × 0.8 m
Lunghezza focale	50 m
Area di raccolta	30 m <sup>2</sup>
Risoluzione angolare	2 arcsec
Massa ottiche	~ 61 kg/m <sup>2</sup>

Mantenendo XMM come termine di paragone, gli alti requisiti di XEUS, tabulati in 1.3, richiedono una drastica riduzione della massa delle ottiche pari ad un fattore 10 (per unità di area) ed un abbassamento del volume (da loro occupato) di un fattore 3. Tuttavia senza far registrare perdite né in area efficace, né in risoluzione angolare. A tal fine, la tecnica di replica utilizzata in passato per XMM (seppure in fase di ulteriore sviluppo) non è in grado di raggiungere i risultati richiesti. Una delle proposte per la realizzazione delle ottiche di XEUS viene da ESA: ottiche basate su una struttura a pori permettono quanto richiesto dalle specifiche di progetto, tra cui anche una notevole riduzione della lunghezza degli specchi che associata alla focale molto alta di circa 50 m permette l'utilizzo dell'approssimazione conica (della geometria Wolter I) senza perdita in risoluzione angolare (vedi figura 1.8).

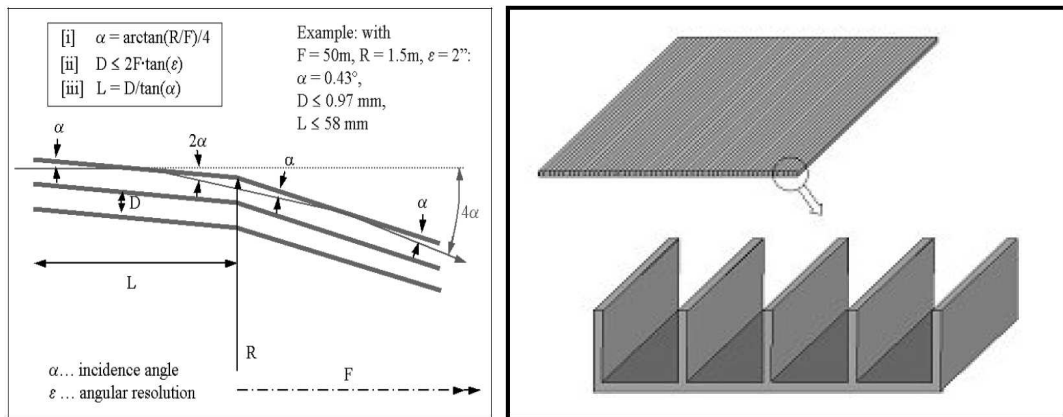


Figura 1.8: Le dimensioni con cui saranno realizzate le ottiche di XEUS e la relativa lunghezza focale, ne consentono l'approssimazione conica (al posto della Wolter I) a patto che i pori siano ad una distanza di circa 1 mm l'uno dall'altro. (Crediti: vedi bibl. [4])

L'industria per la microelettronica che si è fortemente sviluppata nell'ultimo decennio vanta una affinata tecnologia basata sul Silicio, materiale poco denso (4 volte meno del Nickel) e buon conduttore di calore. Le ottiche di XEUS verranno realizzate in Si seguendo una struttura gerarchica (come si vede in figura 1.9: singolo wafer di Si, modulo ottico, petalo, ottica completa) partendo da sottili wafer con entrambe le superfici lavorate fino ad un ottimo livello di finitura. Su tali wafer saranno incisi dei canaletti detti pori (vedi figura 1.8) ed ogni foglio sarà "incollato" (uno sull'altro) sulla superficie di un apposito mandrino<sup>1</sup> fino a formare il modulo ottico. La doppia riflessione richiesta per focalizzare i raggi-X avviene unendo consecutivamente due dei moduli ottici realizzati con la procedura di figura 1.9.

Oltre a quelle appena descritte, vi sono altre idee basate sullo slumping a freddo ed a caldo che sono portate avanti sia da MPE che da INAF-OAB.

<sup>1</sup>Ricordiamo che la superficie del mandrino richiede una singola curvatura grazie all'approssimazione doppio cono che è possibile utilizzare.

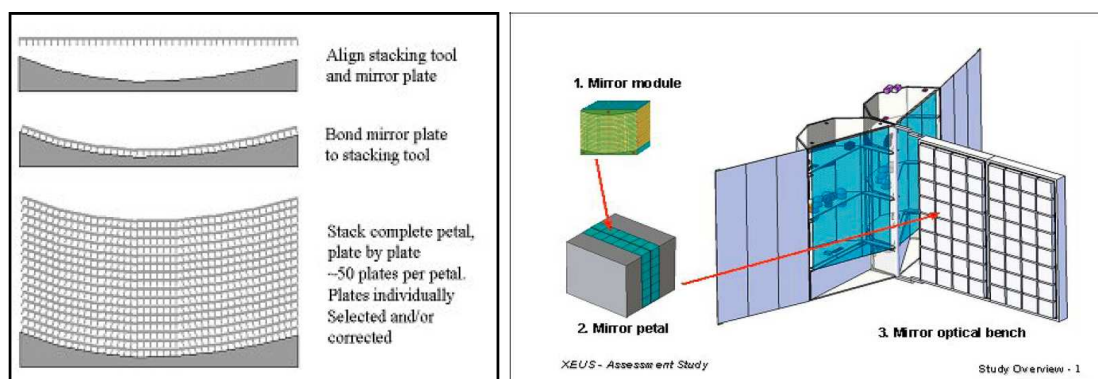


Figura 1.9: (sinistra) Procedura per ottenere le ottiche di XEUS partendo dal wafer di Silicio. (destra) “Gerarchia” all’interno dell’ottica di XEUS. (Crediti: vedi bibl. [4])

### 1.2.3 Constellation-X

La missione Constellation-X, parte del programma NASA *Beyond Einstein*, è un ambizioso progetto (erede di Chandra) volto ad estendere la capacità di imaging dei telescopi alla banda dei raggi-X duri. Questo, in aggiunta allo scopo principale della missione che è quello di fornire spettroscopia nel range energetico  $[0.1 \div 8]$  keV con risoluzione energetica  $\Delta E/E = 3000$ , si raggiungerà anche una sensibilità senza precedenti grazie al flusso limite di  $10^{-8} \text{ ph} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$  fino a 40 keV e lentamente decrescente oltre (fino ad  $E=70$  keV).



Figura 1.10: Rappresentazione artistica dello scenario della missione Constellation-X dove quattro identici satelliti osservano in contemporanea il medesimo target scientifico. (Da: constellation.gsfc.nasa.gov)

L'idea alla base di Con-X è illustrata in figura 1.10: quattro distinti spacecrafts costituiti ognuno di 3 moduli ottici identici tra loro, per un'area efficace totale di  $1500 \text{ cm}^2$  a 40 keV. Ogni satellite sarà quindi un osservatorio autonomo costituito da 3 moduli ottici con copertura multilayer (HXT, Hard X-ray Telescope) per la focalizzazione nella banda  $6 \div 70 \text{ keV}$  e da un modulo aggiuntivo con singolo strato riflettente in Ir (o Au) per la parte più soffice dello spettro (SXT, Spectroscopy X-ray Telescope).

Gli specchi di SXT opereranno nella banda  $0.25 \div 10 \text{ keV}$  con una lunghezza focale di 8.4 m ed un largo diametro di 1.3 m (quasi il doppio del diametro massimo di XMM-Newton). Questo consentirà, sfruttando la singola riflessione su Iridio o Oro, di ottenere un'area efficace tale da realizzare misure spettroscopiche ad alta risoluzione tramite calorimetri.

Le ottiche di HXT saranno invece più compatte (diametro massimo di 35 cm), con copertura multilayer (W/Si, Ni/C, Pt/C...), ma a focale leggermente superiore ( $f = 9 \text{ m}$ ). Per la realizzazione delle numerose shell dei 12 moduli ottici appare particolarmente indicata la tecnica della replica (vedi § 2.4.3) che permette di ottenere numerosi specchi identici partendo da una comune matrice (mandrino). In aggiunta, l'uso di specchi monolitici, faciliterebbe considerevolmente il processo di assemblaggio ed allineamento che si traduce in un miglioramento della risoluzione angolare. A tal fine il gruppo tecnologico per le ottiche X dell'Osservatorio Astronomico di Brera-INAf ha attiva una collaborazione con il Center for Astrophysics (CfA) di Boston. Le principali caratteristiche di HXT sono riassunte in tabella 1.4.

Tabella 1.4: Prestazioni del telescopio Hard X-ray Telescope a bordo di Constellation-X.

Nr. moduli ottici	12 ( $3 \times 4$ )
Geometria ottiche	Wolter I
Diametro massimo/minimo	35/28 cm
Lunghezza focale	9 m
Range energetico	6-70 keV
Risoluzione angolare	$<60 \text{ arcsec}$ (goal $25''$ )
Campo di vista	10 arcmin
Area efficace	$>1500 \text{ cm}^2$ per $E=40 \text{ keV}$
Sensibilità	$10^{-8} \text{ ph/cm}^2/\text{s/keV}$ fino ad 40 keV

#### 1.2.4 HEXIT-SAT, High Energy X-ray Imaging Telescope Satellite

La missione HEXIT-SAT è stata proposta interamente da un gruppo di scienziati ed ingegneri italiani con lo scopo di realizzare un telescopio in grado di risolvere buona parte degli oggetti celesti che contribuiscono al fondo cosmico X (CXB) nella regione dei raggi-X duri.

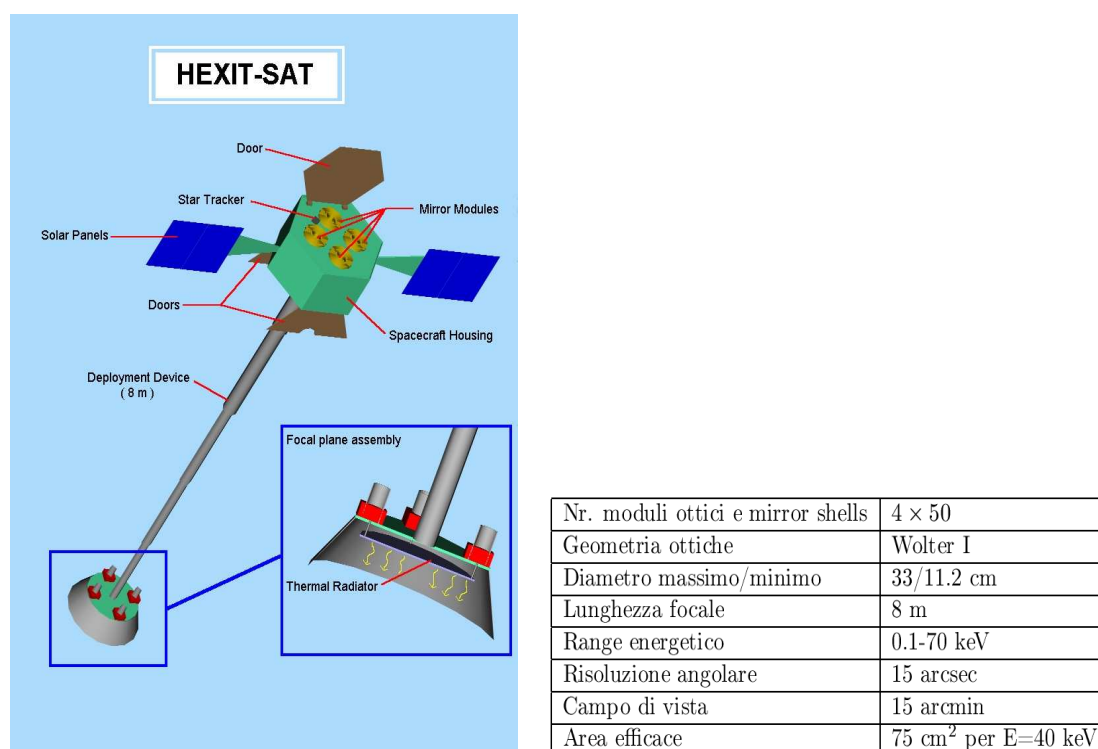


Figura 1.11: (sinistra) Rappresentazione del satellite HEXIT-SAT e le sue principali caratteristiche (destra).

Il sistema degli specchi della missione HEXIT-SAT è costituito da quattro moduli ottici ognuno dei quali formato da 50 specchi confocali in geometria Wolter I con copertura riflettente multistrato. La realizzazione di tutte le ottiche seguirà la tecnica della replica tramite elettroformatura di Nickel ed è stata affidata all'Osservatorio Astronomico di Brera (progetto ASI "Payload per astrofisica delle alte energie").

La gradazione degli spessori del multistrato è stata ottimizzata specchio per specchio al fine di massimizzare l'area efficace nella banda energetica 20-70 keV. Lo studio è stato condotto presso INAF-OAB grazie al software ISOXM sviluppato da V. Cotroneo (vedi bibl. [5]). La lunghezza focale di 8 m è ottenuta grazie ad un banco ottico estensibile come mostrato nella figura 1.11.

La scelta di rivelatori che si adattino bene alle prestazioni richieste per le alte energie è caduta su un sistema ibrido: un rivelatore a stato solido in CdZnTe per le alte energie ed uno per le basse energie tra CCD (già disponibili) o SDD (Silicon Drift Detector) in fase di sviluppo presso l'MPE (Max Planck institut für extraterrestrische Physik) ed il Politecnico di Milano. Uno schema del piano focale è mostrato in figura 1.12.



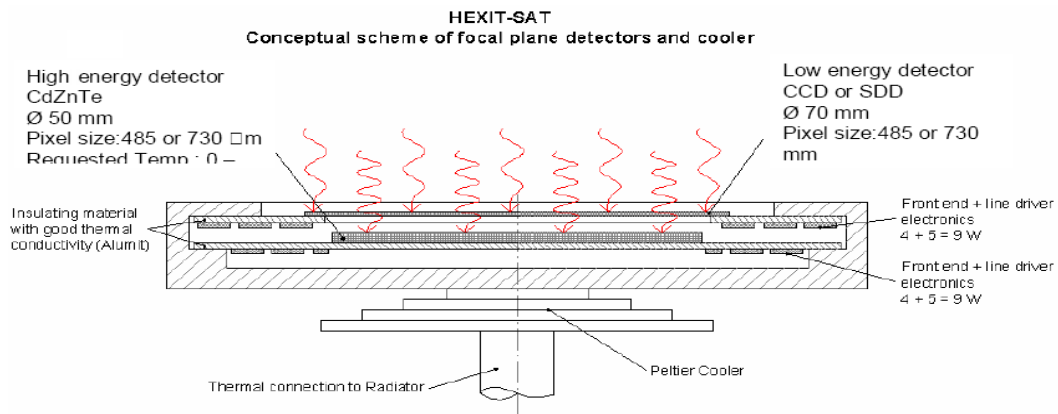


Figura 1.12: Schema concettuale del sistema di rivelazione sul piano focale del satellite HEXIT-SAT. Si utilizzano due tipi di rivelatori: CdZnTe per le alte energie e CCD o SDD per le basse energie.

### 1.3 Target scientifici

Dopo circa quaranta anni dalla scoperta di Giacconi del fondo X diffuso (Cosmic X-ray Background) e di sorgenti X compatte i principi fisici che regolano tali oggetti sono stati per gran parte spiegati. Rimangono ancora alcuni dubbi sulla natura (discreta o diffusa) del CXB. Sotto i 10 keV per gran parte è stato risolto come il contributo di sorgenti discrete grazie alle osservazioni di Chandra ed XMM-Newton. Per tali sorgenti è stato proposto un modello chiamato Active Galactic Nuclei (AGN). Tuttavia l'intervallo energetico nel quale viene irraggiata la maggior parte dell'energia (20-60 keV con picco a 30 keV) è attualmente per lo più inesplorato e la maggior parte dei risultati proposti sulla densità di massa dei buchi neri sono basati sull'estrapolazione delle misure fatte sotto ai 10 keV. Questo è dovuto principalmente alla mancanza di imaging e quindi di ottiche focalizzanti nei raggi-X duri.

L'utilizzo di strumenti come i telescopi focalizzanti in raggi-X duri sopra descritti permetterà di rispondere ad alcune delle domande tutt'ora in sospeso, come la spiegazione del fondo X. In aggiunta sarà possibile osservare una varietà di oggetti X nel tentativo di chiarire meglio i processi radiativi.

In seguito sono presentati i principali obiettivi scientifici per i telescopi focalizzanti in raggi-X duri ed i risultati scientifici attesi da tali osservazioni.

#### 1.3.1 Sorgenti galattiche

##### Il Centro Galattico

La regione centrale della nostra galassia ospita un buco nero, la cui massa può essere stimata attorno a  $3 \cdot 10^6 M_{\odot}$ . Il suo tasso di accrescimento è tuttavia molto basso, così come la sua efficienza nel convertire tale massa in energia poiché la sua emissione in banda

X è molto bassa. XMM-Newton rilevò (vedi bibl. [6]) una emissione in raggi-X che non poteva essere spiegata semplicemente con un'emissione termica di plasma poiché la sua temperatura sarebbe stata superiore ai 10 keV. Questo era in contrasto con l'osservazione di molte righe di emissione. Inoltre, l'attrazione gravitazionale del Centro Galattico non sarebbe in grado di trattenere un gas così caldo. L'emissione sopra i 9 keV è probabilmente non termica e produce uno spettro piuttosto duro. In aggiunta a ciò, Chandra ha rivelato anche attività di tipo esplosivo (vedi bibl. [7]) con un indurimento dello spettro durante la fase attiva: la natura dello spettro è di difficile spiegazione con un modello di tipo termico, ma i dati attuali non permettono né di discriminare tra i diversi scenari proposti né di avanzare ipotesi su alcuni parametri dei buchi neri. L'osservazione della parte più energetica dello spettro (sopra i 9 keV) e della variabilità dovrebbero permettere di porre forti costrizioni ai modelli fisici, ma questo non è ottenibile con XMM-Newton (vedi figura 1.13). La sensibilità necessaria può essere raggiunta solamente con un'estensione delle tecniche focalizzanti ai raggi-X duri.

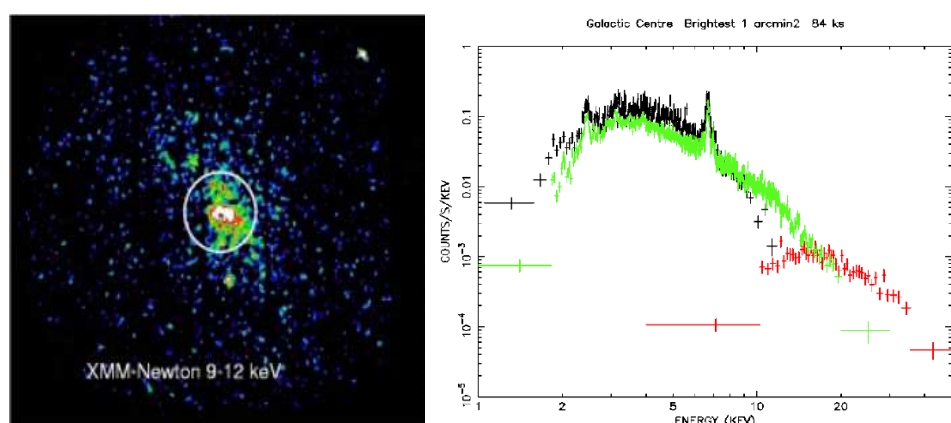


Figura 1.13: (sinistra) Il Centro Galattico osservato ai raggi-X (9-12 keV) da XMM-EPIC con 20 ksec di tempo di integrazione (Crediti ESA). (destra) Lo spettro di Sgr A\* ottenuto dalle osservazioni di XMM-EPIC (linea nera) ed una simulazione dello spettro osservato da SIMBOL-X (in verde il CCD ed in rosso il CZT). Lo spettro di SIMBOL-X è maggiormente esteso nella parte dura dell'emissione. (Crediti: CNES)

Il Centro Galattico ospita anche nubi molecolari (come Sgr B2) che emettono anche un spettro in raggi-X duri con una intensa riga Fe-K, probabilmente dovuta al riprocessamento dei fotoni. Poiché questa regione non include un numero abbastanza elevato di sorgenti forti di raggi-X duri, si può pensare che le nubi stiano riverberando l'emissione passata di un buco nero supermassivo, che doveva essere attivo nei secoli passati. Un telescopio sufficientemente sensibile e con una buona risoluzione angolare sopra i 10 keV potrebbe confermare l'origine (riflessione Compton) dello spettro e suggerire l'entità della potenza irraggiata durante le fasi attive.

## I resti di supernova

I Galactic Supernova Remnants (SNR) sono oggetti molto interessanti da osservare in raggi-X duri: sono caratterizzati da una componente termica ( $10^7 \div 10^8$  K) e non termica (sincrotrone nella banda radio) emessa dall'urto del fronte d'onda della materia emessa quando incontra il mezzo interstellare (ISM). Gli elettroni ultrarelativistici sono accelerati dall'urto e possono essere espulsi come raggi cosmici. La massima energia raggiungibile in questo processo di accelerazione è una domanda aperta la cui risposta può fornire interessanti indizi sulla natura dei raggi cosmici: compiere osservazioni dettagliate di tali oggetti può fornire importanti informazioni sull'eventuale presenza di una coda (dell'emissione X dura) che si sovrappone alla componente termica emessa da un processo di sincrotrone degli elettroni nell'intervallo energetico 1-10 TeV (come esempio vedi figura 1.14). Una dettagliata survey di questi oggetti fornirebbe importanti limitazioni sullo spettro energetico degli elettroni nel processo di accelerazione nei SNR.

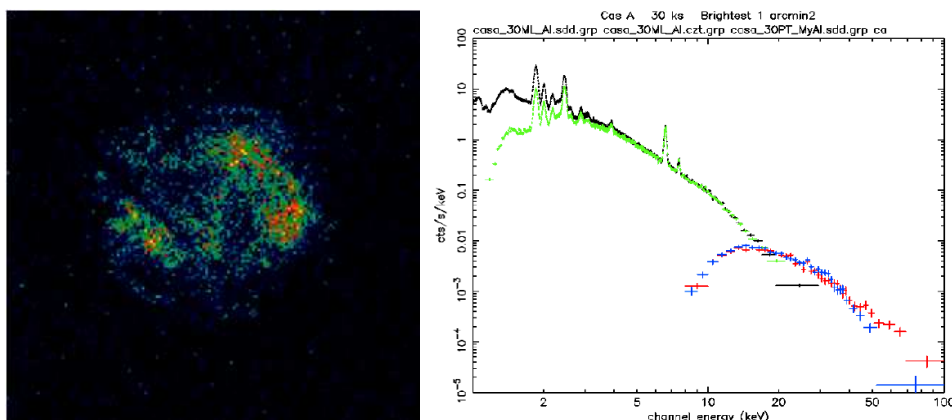


Figura 1.14: (sinistra) Simulazione dell'emissione di Cas A sopra ai 20 keV come sarebbe osservata da SIMBOL-X in 100 ksec (Crediti: CNES). (destra) Lo spettro di Cas A osservato da XMM-EPIC (linea nera) ed una simulazione dello spettro osservato da SIMBOL-X (in verde il CCD ed in rosso il CZT). La sensibilità di SIMBOL-X permetterà una migliore copertura dello spettro in raggi-X duri. (Crediti CNES)

Alcuni SNR mostrano anche la presenza di isotopi radioattivi prodotti durante l'esplosione. Ad esempio, fu osservato da BeppoSAX che il giovane SNR Cas A emette la riga a 68 keV del  $^{44}\text{Sc}$ , un prodotto del decadimento del  $^{44}\text{Ti}$  (l'osservazione richiese 500 ksec per avere un livello di confidenza di 3-5  $\sigma$ ). Questo tipo di osservazioni (ed anche con una maggior sensibilità) verrebbero ottenute, per altri SNR (anche deboli, come SNR Tycho o SNR Kepler), con tempi di acquisizione dell'ordine di 10 ksec.

### 1.3.2 Sorgenti extragalattiche

#### Gli Active Galactic Nuclei (AGN)

Le galassie con un nucleo attivo mostrano un'intensa e variabile luminosità ( $10^{42} \div 10^{47} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ) proveniente da una piccola regione di spazio, l'attrazione gravitazionale di un buco nero supermassivo ( $10^6 \div 10^9 M_{\odot}$ ) sviluppa sulla materia circostante un'emissione radiativa la cui efficienza è molto superiore di quanto non avvenga per le reazioni nucleari degli interni stellari. Questo processo è molto comune nell'universo, dalle galassie più vicine a noi a quelle a distanza cosmologica (10-20 % dell'età dell'universo): la sovrapposizione dell'emissione dovuta all'accrescimento negli AGN è la principale fonte al fondo X. In banda X, l'energia dovuta all'accrescimento viene osservata molto vicina all'orizzonte del buco nero (al massimo qualche giorno luce), ma vengono osservati anche alcuni effetti secondari a distanze di circa 300 anni luce, dove la radiazione X emessa interagisce con l'ambiente circostante. I processi principali sono:

- la riflessione Compton dovuta al gas otticamente spesso produce nello spettro una componente allargata il cui massimo si trova attorno ai 30 keV;
- la fluorescenza degli elementi pesanti, specialmente la riga K del Ferro a 6.4-6.9 keV;
- l'assorbimento fotoelettrico provocato dal gas circostante, poiché la densità colonnare di tale gas è di  $10^{20} \div 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ , questa taglia lo spettro alle energie più alte.

Per densità colonnari oltre ai  $10^{24} \text{ cm}^{-2}$  il gas diventa spesso (alla riflessione Compton) e la radiazione emessa dal nucleo viene completamente assorbita, ciò che si osserva è solo la radiazione riprocessata.

L'assorbimento della polvere ha effetti sulla parte ottica dello spettro, comunemente gli AGN sono classificati in due tipi: tipo 1 che mostrano poco o nullo assorbimento, tipo 2 che mostrano invece un forte assorbimento della parte visibile dello spettro.

**AGN di tipo 1** Il loro spettro X è costituito dalla somma di una legge di potenza del tipo  $F \propto E^{-\alpha}$  (il cui indice spettrale  $\alpha = 0.5 \div 1$ ) e da un taglio esponenziale ad energie dell'ordine di  $100 \div 300 \text{ keV}$ . Sopra i 10 keV è visibile la componente Compton che raggiunge il massimo a 30 keV: vengono anche osservate alcune righe di fluorescenza dei metalli. Fino a questo momento, solamente il satellite BeppoSAX è riuscito ad osservare lo spettro di questo tipo di oggetti (una dozzina, tutti con luminosità superiore ad 1 mCrab oltre i 10 keV). Tali oggetti appartengono alla classe delle Galassie Seyfert ( $L \sim 10^{43} \div 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Tuttavia, tale campione è limitato a soli pochi oggetti e non copre un vasto intervallo di luminosità: è perciò impossibile verificare come le caratteristiche spettrali variano con la luminosità in banda X, la massa del buco nero ed il tasso di accrescimento. L'estensione dello studio agli oggetti più deboli sarà possibile grazie ai futuri telescopi focalizzanti oltre i 10 keV, fino ad includere i più lontani Quasi Stellar Objects (QSO) e le galassie Seyfert meno luminose ( $\sim 0.1 \text{ mCrab}$ ).

Grazie alle osservazioni di Chandra ed XMM si è scoperto che una parte degli AGN di tipo 1 è associata ad outflow relativistici tali da espellere masse vicine al limite di

Eddington del buco nero. Ottenere delle osservazioni accurate è difficile a causa della diminuzione della sensibilità degli strumenti sopra i 6-7 keV, dovuto ad una perdita di area efficace degli specchi con l'aumentare dell'energia. I telescopi con specchi realizzati appositamente per le energie superiori ai 10 keV avranno una curva di sensibilità più costante nell'intervallo energetico della riga Fe-K. Inoltre, ottenere misurazioni precise dello spettro ad alta energia dovrebbe permettere una migliore valutazione del continuo anche nella parte più soft dello spettro.

**AGN di tipo 2** Questi AGN vengono osservati attraverso un schermo di gas neutro il quale costituisce un bias contro la loro identificazione (sia in ottico che in X). Per la parte X, tale bias è massimo nelle sorgenti con densità colonnari di  $\sim 1.5 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ . Sotto questo limite l'emissione del nucleo viene parzialmente trasmessa e può essere osservata sopra ai 10 keV, poiché la sezione d'urto fotoelettrica del gas neutro è minore per i fotoni più energetici. I dati sulle densità colonnari sono tutt'ora molto incerti, perché ciò che è noto è basato solamente su alcuni oggetti selezionati in base alla proprietà ottiche. Con le future missioni in raggi-X duri sarà aumentata la sensibilità fino ai 60 keV e si potrà estendere il campione fornendo una statistica su tali densità: un'importante indicazione per cercare di spiegare lo spettro del CXB come somma di sorgenti AGN.

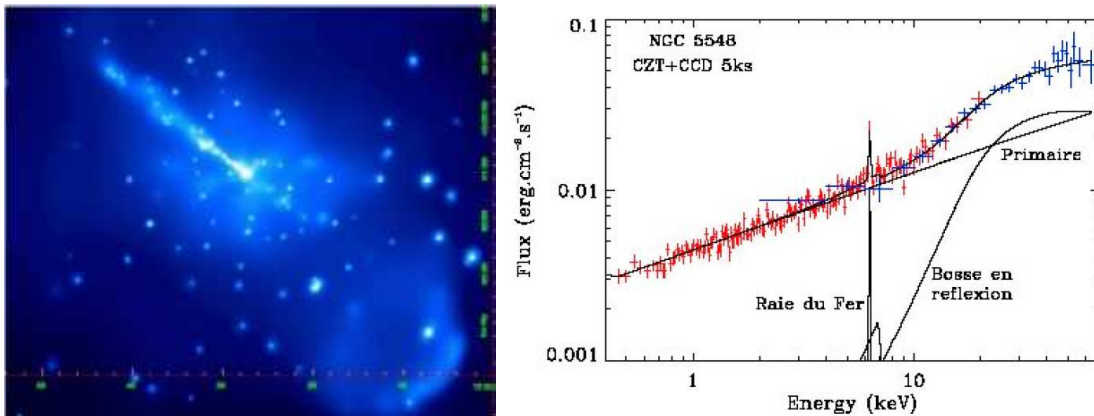


Figura 1.15: (sinistra) Immagine del nucleo di Cen A ottenuta in raggi-X da Chandra nell'intervallo energetico 1-3 keV. È ben visibile il getto. Le dimensioni dell'immagine sono  $10' \times 8'$ . (destra) Lo spettro dell'AGN NGC5548: simulazione per SIMBOL-X. La riga Fe-K $\alpha$  emerge in maniera chiara dal continuo. (Crediti: CNES)

**Blazars** Le sorgenti radio extragalattiche possono irraggiare un'energia totale pari a  $10^{60}$  erg fino a distanze di circa 100 kpc. Questa emissione è prodotta da plasma relativistico in getti accelerati dal nucleo fino a velocità vicine a quella della luce nel vuoto (vedi figura 1.15). Se l'orientazione di questi getti relativistici è vicina alla linea di vista, l'emissione non termica viene fortemente amplificata da effetti dovuti

alla Relatività speciale e viene a costituire la maggior parte del flusso osservato su tutte le frequenze. Queste sorgenti sono chiamate Blazars. Lo spettro energetico, dal radio al  $\gamma$ , è la combinazione di due componenti: una emissione di sincrotrone (che copre l'intervallo dal radio agli X) e un'emissione di Compton inverso (dagli X al  $\gamma$ ). Spesso, questa seconda componente è la più intensa. Nelle sorgenti più luminose si osserva un primo picco nella parte infrarossa dello spettro ed un secondo attorno ad energie del MeV.

In accordo con il modello che attualmente è maggiormente accettato, l'emissione dei Blazars è causata da particelle accelerate per via degli urti che si producono da diverse shell che viaggiano a differenti velocità all'interno dei getti: dallo studio delle due componenti spettrali è possibile dedurre informazioni sulle proprietà fisiche dei getti. BeppoSAX fu in grado, per la prima volta, di osservare qualche sorgente in cui il massimo dell'emissione di sincrotrone raggiunge i 100 keV. In queste sorgenti, la componente di Compton inverso dovrebbe raggiungere il massimo nell'intervallo del GeV o del TeV. Lo strumento EGRET a bordo del satellite Compton Gamma Ray Observatory riuscì a rivelare emissione  $\gamma$  in circa 50 sorgenti.

In genere, si definisce la banda dei raggi-X duri dove la componente dovuta a Compton inverso è predominante rispetto all'emissione di sincrotrone. Un telescopio focalizzante in questa banda sarebbe in grado di compiere misure su centinaia di sorgenti. In particolare, sarebbe possibile formulare ipotesi sull'evoluzione cosmologica degli spettri dei getti relativistici. Inoltre, sarebbero disponibili osservazioni multibanda, dal radio al  $\gamma$ : lo spettro  $\gamma$  potrebbe essere coperto dall'osservatorio GLAST operativo da 1 a 100 GeV (grazie ai telescopi di terra di tipo Cherenkov) ed un telescopio X molto sensibile potrebbe coprire l'intervallo tra la parte molle dello spettro X ed il  $\gamma$ . Studi multibanda sulla variabilità permetteranno l'investigazione del meccanismo di accelerazione delle particelle e l'evoluzione fisica dei getti relativistici.

## Il Fondo Cosmico a raggi-X, (CXB)

Le missioni da UHURU fino ad HEAO-1 permisero, alla fine degli anni 70, di rilevare una certa quantità di sorgenti nella banda 2-10 keV. Nell'ultimo decennio, il loro numero è aumentato di un fattore 3 grazie all'aumento (pari ad un fattore 12) dell'area di raccolta delle ottiche.

Un importante risultato ottenuto da HEAO-1 è la scoperta del picco del CXB: lo spettro ha un massimo attorno ai 30 keV, circa 5 volte più intenso di quanto non lo sia ad 1 keV ed 1.5 maggiore rispetto a 10 keV (vedi figura 1.16). Questo, come suggerito da Setti e Voltjer (1973, 1979) è un indizio sull'origine del CXB: potrebbe essere dovuto al contributo non risolto di molte sorgenti discrete poste a distanze cosmologiche. Per risolvere il CXB è necessario disporre di strumenti con una migliore risoluzione angolare ed un flusso limite più basso di quanto non attualmente rilevabile: la survey compiuta da HEAO-1 può spiegare solamente l'1% del CXB in termini di sorgenti discrete.

L'Osservatorio Einstein (HEAO-2) lanciato nel 1978 permise, per la prima volta, di ottenere una immagine diretta nel cielo in banda X grazie all'impiego di ottiche focalizzanti

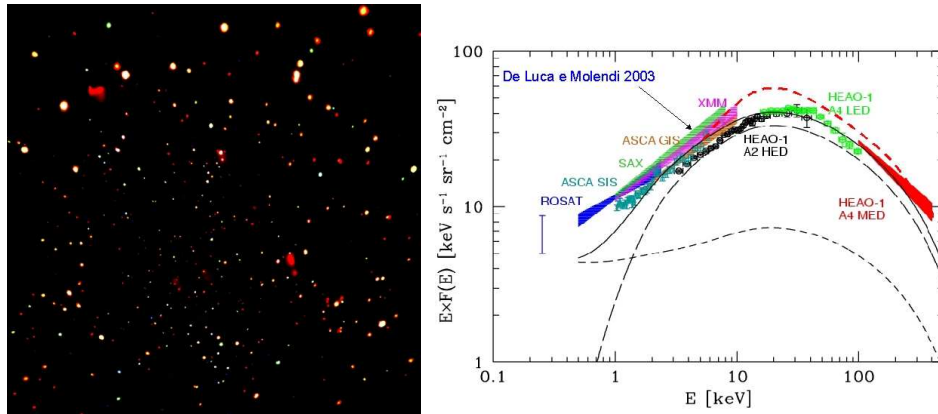


Figura 1.16: (sinistra) Il Chandra Deep Field North, ottenuto dopo una esposizione di diversi giorni, mostra che il fondo X nella parte soffice dello spettro energetico è risolto in oggetti discreti, per la maggior parte AGN. (destra) Lo spettro del fondo X ottenuto con diversi esperimenti. (Crediti: Comastri (2000))

(risoluzione di 40 arcsec con IPC e 2 arcsec con HRI). Riuscì a rivelare sorgenti (nell'intervallo 0.2-4.5 keV) fino ad  $1.5 \mu\text{Crab}$  prima di raggiungere il limite di confusione ottenendo la prima immagine profonda in banda X (vedi bibl. [8]). Einstein risolse il 20-25 % del CXB in sorgenti discrete, per la banda dei raggi-X soffici. Le controparti ottiche erano per la maggior parte AGN con una minoranza di ammassi di galassie. Negli anni seguenti, ROSAT (1990) fu operativo nell'intervallo energetico 0.1-2.4 keV con una maggior area di raccolta, un campo di vista più ampio ed una risoluzione angolare di  $0.5''$  (PSPC). Fu ottenuta una survey dell'intero cielo ed una deep survey nel Lockman Hole<sup>2</sup>: circa il 75 % del CXB fu risolto in sorgenti discrete fino ad un flusso limite di  $0.05 \mu\text{Crab}$ , queste furono otticamente identificate con AGN (vedi bibl. [9]).

Questi risultati sono una grossa conferma dell'idea proposta da Setti e Woltjer e sono le basi osservative di questa interpretazione del CXB (vedi bibl. [10] e [11]). I processi di accrescimento negli AGN portano alla formazione di buchi neri supermassivi, che osserviamo durante le fasi attive (nei quasars, galassie Seyfert...) e quiescenti nelle galassie vicine così come nella nostra. Tuttavia, gli spettri degli AGN (che contribuiscono attorno ad 1 keV) sono più deboli del CXB: anche se il fondo X fosse composto totalmente da AGN ad 1 keV, i modelli non sarebbero in grado di riprodurre lo spettro del CXB ed il picco a 30 keV risulterebbe meno pronunciato di un fattore 3.

Una soluzione a ciò proposta da Setti e Woltjer nel 1989, richiede che il numero di AGN di tipo 2 sia triplo di quanto osservato. Questi sarebbero oscurati, nella parte soffice dello spettro X, dall'effetto fotoelettrico nel gas circumnucleare. Questo tipo di oggetti sono già noti nell'universo locale e potrebbero costituire la maggior parte della popolazione AGN,

<sup>2</sup>Una regione del cielo dove il gas interstellare è particolarmente sottile ed i telescopi hanno una miglior risposta alle basse energie.

tale ricerca e classificazione è attualmente in atto e sarebbe facilitata se effettuata nella parte dura dello spettro X, poiché l'assorbimento delle polveri è meno intenso rispetto all'ottico.

Negli anni seguenti si continuò a risolvere il CXB grazie ai satelliti ASCA (vedi bibl. [12]) e BeppoSAX (vedi bibl. [13]). I loro telescopi, operativi fino a 10 keV con una sensibilità di 5  $\mu$ Crab, riuscirono a risolvere il 20 % del CXB nell'intervallo 2-10 keV trovando così una preliminare conferma per la soluzione sopra proposta.

Come le missioni XMM e Chandra, grazie soprattutto alla loro alta sensibilità e risoluzione angolare (0.5" per Chandra), si è riusciti a risolvere quasi il 100 % del fondo X per la banda energetica 0.05-8 keV (fino a 0.05  $\mu$ Crab). Fino ad ora, le osservazioni effettuate nella banda al di sotto dei 6-8 keV hanno confermato la spiegazione del CXB, ma la domanda fondamentale su cosa produce la maggior parte dell'energia è tutt'ora aperta (vedi bibl. [14]).

Un telescopio capace di osservare il picco del CXB a 20-50 keV con una sensibilità in grado di risolvere il 30-50 % di questo (cioè un telescopio con ottiche focalizzanti oltre i 10-20 keV) aiuterebbe a capire se attualmente si stanno "perdendo" AGN altamente oscurati a  $z > 1$  poiché li si osserva solamente ad energie inferiori agli 8-10 keV.

### L'afterglow dei Gamma Ray Burst

L'afterglow dei Gamma Ray Burst (GRB) è attribuito all'interazione della materia espulsa con il mezzo circostante: per comprendere l'origine dei GRB è essenziale seguirne l'evoluzione dello spettro lungo la curva di luce, con particolare attenzione alle righe di fluorescenza dei metalli pesanti (come la riga  $K_\alpha$  del Ni e del Fe) presenti nel mezzo. Fino ad ora non sono disponibili misurazioni dello spettro oltre i 10 keV fino a 60-80 keV. Un grosso contributo viene attualmente dato dal satellite SWIFT che sta localizzando e studiando per la prima volta i GRB durante queste fasi iniziali. Tuttavia, la sua sensibilità limite (3 mCrab in 16 ore) è insufficiente a seguire l'evoluzione spettrale per il tempo tipico di decadimento  $t^{1.3 \div 1.4}$ .

L'utilizzo di ottiche focalizzanti potrà migliorare il livello di sensibilità abbassando, allo stesso tempo, il tempo di integrazione a sole poche ore. Le misure di intensità ed evoluzione temporale delle righe del Nickel e del Ferro saranno un potente strumento per capire il processo che guida l'afterglow dei GRB. In aggiunta, misurare con precisione il flusso in banda X dell'afterglow sarebbe molto utile per verificare il bilancio energetico dei GRB.



## Capitolo 2

# I telescopi per raggi-X

### 2.1 Cenni di ottica nella banda X

Prima di poterci inoltrare appieno nella parte tecnologica che viene coinvolta per lo studio delle emissioni di raggi-X da parte degli oggetti celesti è necessaria qualche breve parola sulla fisica di base che vi sta attorno.

Poichè, come vedremo in seguito, l'indice di rifrazione rimane inferiore ad 1 in tutto lo spettro energetico dei raggi-X, la riflessione di questi in incidenza normale non risulta efficace. Si sfrutta, invece, la riflessione in incidenza radente (angoli molto piccoli,  $<1^\circ$ ) e la densità del mezzo coinvolto nella riflessione assume una notevole importanza.

Nei paragrafi seguenti vengono mostrati i principali risultati ottenuti in riguardo all'interazione materia/radiazione-X seguendo, per quanto possibile, il cammino storico di tali scoperte.

#### 2.1.1 La riflessione e le costanti ottiche

Il comportamento di un'onda che si propaga da un mezzo ad un altro viene descritto fisicamente dalle *leggi di Snell* e dalle *equazioni di Fresnel*.

Le due leggi di Snell ci dicono come un raggio viene riflesso e rifratto passando da un materiale ad un altro:

$$\theta_0 = \theta_r \tag{2.1}$$

$$n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 \tag{2.2}$$

il raggio riflesso forma con la normale lo stesso angolo del raggio incidente, mentre il raggio rifratto viene deviato. I parametri che entrano in gioco sono gli *indici di rifrazione*  $n_0$  ed  $n_1$  dei due materiali: l'ammontare della deviazione dipende proprio dal loro rapporto. Appare evidente come l'angolo di rifrazione non possa superare i  $90^\circ$  e che per tale valore limite si ha  $\sin \theta_0 = \frac{n_1}{n_0} \Rightarrow \theta_0 > 0$ . Questo particolare angolo è chiamato *critico*.

Le equazioni di Fresnel invece quantificano l'ampiezza del raggio riflesso e trasmesso. Anche in questo caso, sempre facendo riferimento alla figura 2.1, possiamo scrivere che per un'onda polarizzata perpendicolarmente al piano di incidenza ed incidente su una

superficie perfettamente piana e con scala della struttura atomica piccola comparata alla lunghezza d'onda del raggio incidente si ha:

$$r_s = \frac{n_0 \sin \theta_0 - n_1 \sin \theta_1}{n_0 \sin \theta_0 + n_1 \sin \theta_1} \quad (2.3)$$

$$t_s = \frac{2n_0 \sin \theta_0}{n_0 \sin \theta_0 + n_1 \sin \theta_1} \quad (2.4)$$

che indicano rispettivamente l'ampiezza di riflessione e trasmissione. L'intensità, o riflettività, che comunemente viene misurata altro non è che il modulo quadro della 2.3,  $R = |r|^2$ .

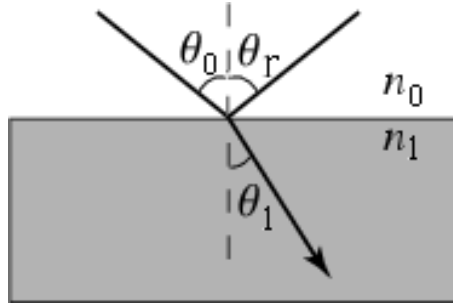


Figura 2.1: Schizzo che riproduce le leggi di Snell. Il raggio incidente con angolo  $\theta_0$  viene riflesso con un angolo  $\theta_r = \theta_0$ . Quello rifratto, nel passare da un materiale ad un altro, subisce una deviazione proporzionale al rapporto fra i due indici di rifrazione.

Tornando all'indice di rifrazione questo è definito come il rapporto tra la velocità della luce nel vuoto  $c$  e quella di fase,  $v_i$ , che ha nel mezzo, generalmente è quindi un numero maggiore di 1. Può anche essere espresso sotto forma di numero complesso:

$$n = 1 - \delta - i\beta = 1 - \frac{N_a r_e}{2\pi A} \lambda^2 \rho (f_1 + if_2) \quad (2.5)$$

dove  $\delta$  tiene conto del decremento rifrattivo, mentre  $\beta$  dell'assorbimento (principalmente dovuto, per i raggi-X all'effetto fotoelettrico). Sono quantità reali che assumono un valore diverso al variare dell'energia del raggio incidente. L'andamento dell'indice di rifrazione in funzione dell'energia della radiazione elettromagnetica è mostrato in figura 2.2.

Come si vede è sempre superiore ad 1 tranne nella regione dei raggi-X dove la curva rimane sempre sotto l'unità descrivendo un andamento asintotico. Questo comportamento è dovuto al valore *positivo* che assume  $\delta$ , tipicamente dell'ordine di  $10^{-2} \div 10^{-5}$ , mentre  $\beta$  varia nel range  $10^{-2} \div 10^{-6}$ . Come si vede sono quantità molto molto piccole. Il decremento rifrattivo tiene, seppur di poco, il valore di  $Re(n) < 1$  e comunque molto vicino all'unità: ciò implica angoli di rifrazione ridotti. È stato dimostrato come una situazione del genere corrisponda fisicamente al passaggio di radiazione in un mezzo immerso in un gas di elettroni liberi la cui frequenza di plasma è inferiore alla frequenza della radiazione. Il fattore  $\beta$  tiene conto dell'assorbimento che subisce il raggio attraversando il materiale,

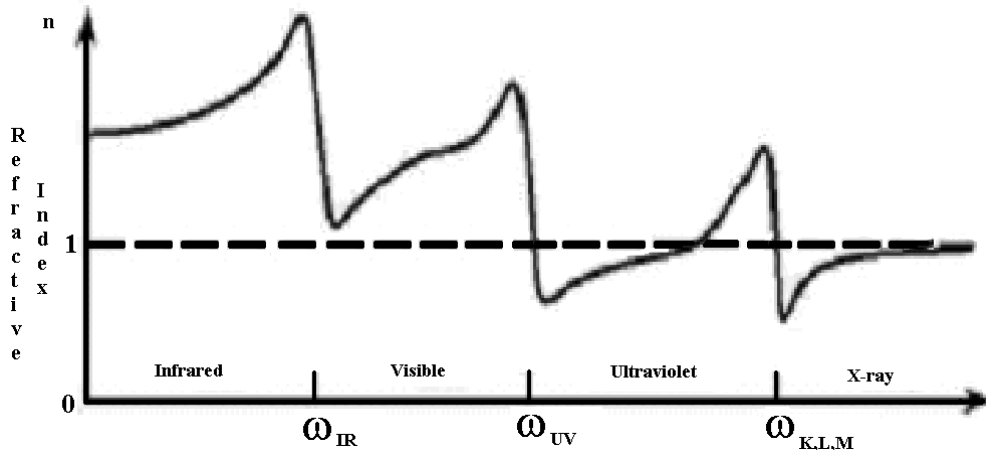


Figura 2.2: Variazione dell'indice di rifrazione con l'energia. Il valore di  $n$  rimane sempre maggiore di 1 tranne che alle alte frequenze, in particolare nella banda X è sempre minore di 1. I bruschi salti che si vedono nella curva sono dovuti ad *edge absorption*.

principalmente per via dell'effetto fotoelettrico. Data la lunghezza d'onda  $\lambda$  ed il tragitto percorso  $\tau$  la quantità di radiazione trasmessa sarà data da:  $\exp(-\frac{4\pi\beta\tau}{\lambda})$ , un decremento esponenziale.

Il valore che assumono tali costanti ottiche è naturalmente legato anche al tipo di materiale. In particolare è possibile legare la loro espressione alla densità  $\rho$ , come mostra la seconda uguaglianza dell'equazione 2.5:

$$\delta = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \rho \frac{N_a}{A} f_1 \quad (2.6)$$

$$\beta = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \rho \frac{N_a}{A} f_2 \quad (2.7)$$

dove è stato indicato con  $r_e$  il raggio classico dell'elettrone,  $N_a$  il Numero di Avogadro,  $A$  il numero di massa atomica ed infine  $f_1$  ed  $f_2$  sono i *fattori di scattering atomico*. La determinazione delle costanti ottiche è spesso difficoltosa.

È facilmente intuibile, proprio a causa dei particolari valori assunti dalle costanti ottiche, come la focalizzazione dei raggi-X non possa avvenire per mezzo delle comuni geometrie utilizzate. Le classiche lenti non possono essere sfruttate proprio a causa dei piccoli angoli di rifrazione e dell'elevato assorbimento che subirebbe la radiazione nel percorrere lo spessore tipico con cui esse vengono attualmente costruite. Analogamente, gli specchi ad incidenza normale non riuscirebbero a svolgere il loro compito proprio a causa del bassissimo valore di  $\delta$ : difatti la riflettività è  $\sim \delta^2$  (in incidenza normale).

Nel caso particolare in cui il primo mezzo coinvolto nel cammino dell'onda è il vuoto, cioè  $\delta_0 = \beta_0 = 0 \Rightarrow n_0 = 1$ , applicando la seconda legge di Snell (equazione 2.2) si può scrivere l'espressione per l'angolo critico, valore al di sotto del quale si ha solamente il

fenomeno della riflessione, come:

$$\cos \theta_c = 1 - \delta_2 \Rightarrow \theta_c = \sqrt{2\delta_2} \propto \frac{\sqrt{\rho}}{E} \quad (2.8)$$

Poiché, come già detto, la parte reale dell'indice di rifrazione è minore di 1 l'angolo critico è molto piccolo. Il termine che viene utilizzato per indicare questa caratteristica è: *riflessione ad incidenza radente*. La figura 2.3 mostra la curva di riflettività all'energia di 8.05 keV esibita da uno strato d'Oro, elemento largamente usato per riflettere i raggi-X, confrontata con quella del Silicio, elemento poco denso e quindi meno adatto alla riflessione di tale radiazione elettromagnetica. Circa in corrispondenza del ginocchio di ogni curva vengono a trovarsi gli angoli critici per l'Oro e per il Silicio. La parte precedente a tale punto viene chiamata "zona di riflessione totale" anche se è evidente la presenza dell'assorbimento (la curva rimane minore di 1), mentre dopo  $\theta_c$  la curva cala velocemente a zero con un andamento  $\propto \sin^{-4} \theta_0$ .

È quindi chiaro che eventuali ottiche focalizzanti per raggi-X devono essere basate su riflessione ad incidenza radente.

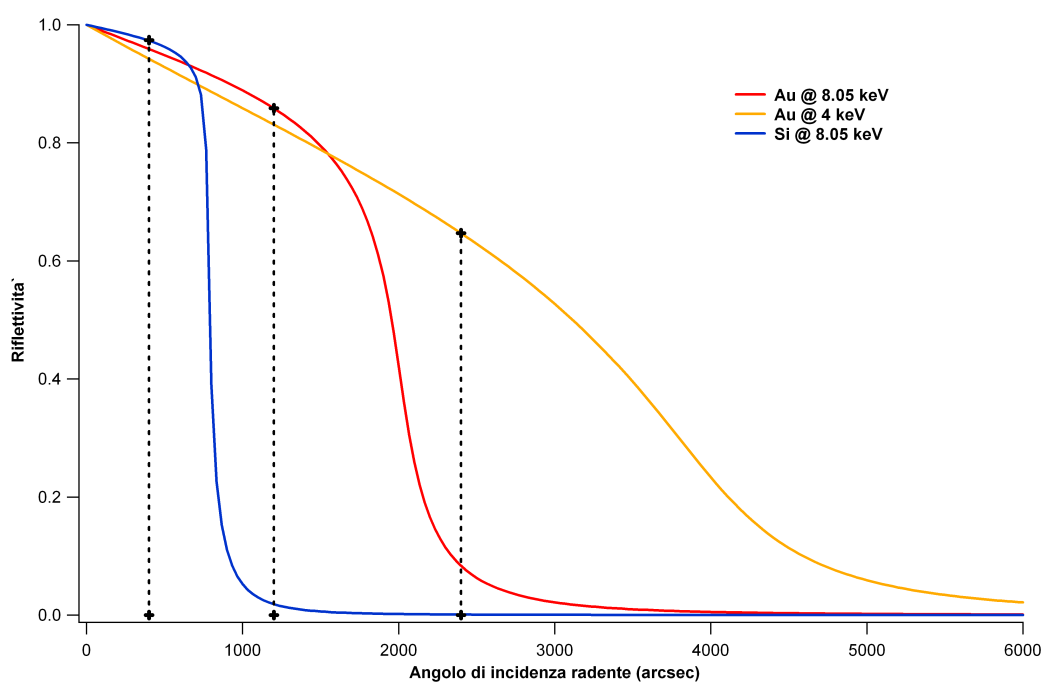


Figura 2.3: Curve di riflettività di Oro e Silicio ad 8.05 e 4 keV in incidenza radente. È ben evidente il comportamento dell'angolo critico  $\theta_c$ : per una fissata energia diminuisce drasticamente con l'abbassarsi della densità del materiale ( $\rho_{Au} > \rho_{Si}$ ); tende invece a raddoppiarsi dimezzando l'energia incidente (curva rossa  $\rightarrow$  curva arancio).

## 2.2 Configurazioni ottiche di telescopi ad incidenza radente

Alla base di quanto discusso nella sezione precedente un sistema in grado di riflettere e focalizzare i raggi-X non può essere né su riflessione con incidenza normale né per mezzo della rifrazione da lenti come avviene comunemente per i telescopi ottici.

Enrico Fermi, durante il suo lavoro per la tesi di Laurea (vedi bibl. [15]), riuscì tuttavia ad ottenere la prima immagine bidimensionale utilizzando i raggi-X. Sfruttò la già nota capacità dei cristalli di diffrangere la radiazione X (vedi § 3.1). Il suo esperimento consisteva nell'uso di un tubo a vuoto come sorgente di raggi-X; i raggi catodici colpivano un anodo in ferro il quale emetteva le linee della  $K_{\alpha 1}$ ,  $K_{\alpha 2}$ ,  $K_{\beta}$  e  $K_{\gamma}$  su uno spettro di continuo di bremsstrahlung. Il tubo era munito di un'apertura in Alluminio, di fronte alla quale posizionò una lastra di mica curvata ed angolata in modo opportuno tale che i raggi uscenti dalla finestra colpissero il reticolo cristallino con il corretto angolo. La rivelazione del fascio-X avveniva tramite lastra fotografica. L'immagine bidimensionale da lui ottenuta mostra una figura a forma di X, difatti sull'anodo del tubo erano stati fissati due fili di rame a formare una croce.

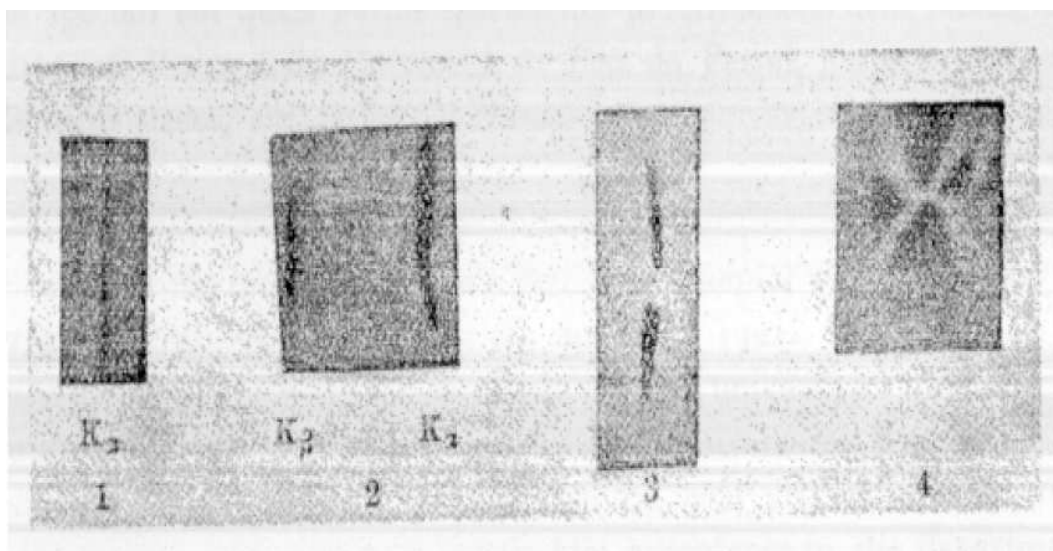


Figura 2.4: Immagini tramite radiazione X. Durante il suo lavoro per la tesi di Laurea in Fisica, Enrico Fermi riuscì ad imprimere su lastra fotografica la prima immagine bidimensionale ai raggi-X (fotografia numero 4).

### 2.2.1 L'aberrazione di coma e gli specchi asferici

In incidenza radente parti diverse dello specchio sono a distanze diverse dalla sorgente, ne consegue un diverso potere di ingrandimento tra le parti centrali e quelle periferiche dell'oggetto. Il bordo più vicino ingrandisce maggiormente rispetto a quello più lontano generando pertanto aberrazione delle immagini ottenute dovuta a coma.

Per correggere tale aberrazione occorre che la superficie ottica rispetti la *condizione dei seni di Abbe*: un sistema ottico può formare l'immagine di un oggetto a distanza infinita solo se tutti i raggi provenienti da tale sorgente soddisfano la legge:

$$\frac{h}{\sin \theta} = f \quad (2.9)$$

dove viene indicata con  $h$  la distanza del raggio dall'asse ottico,  $\theta$  l'angolo tra il raggio focalizzato e l'asse ottico,  $f$  la lunghezza focale costante del sistema. Cioè la superficie angolare individuata dall'intersezione dei raggi incidenti con il prolungamento dei raggi riflessi (o rifratti) deve essere una sfera centrata nel fuoco. In aggiunta, la condizione appena riportata assicura non solo che i raggi parassiali siano focalizzati, ma anche che i raggi non parassiali vengano concentrati in punti singoli e non in corone circolari.

L'idea proposta inizialmente da parte di Giacconi (vedi bibl. [16]) fu l'utilizzo di uno specchio parabolico per sfruttare la naturale caratteristica geometrica della parabola di concentrare i raggi parassiali nel suo fuoco (vedi figura 2.5). Tuttavia la condizione 2.9 non viene soddisfatta dalla parabola, se non nella parte vicina al vertice dove però gli angoli di incidenza sono prossimi alla normale, condizione sfavorevole alla riflessione dei raggi-X per quando discusso nel § 2.1.1 sulle costanti ottiche.

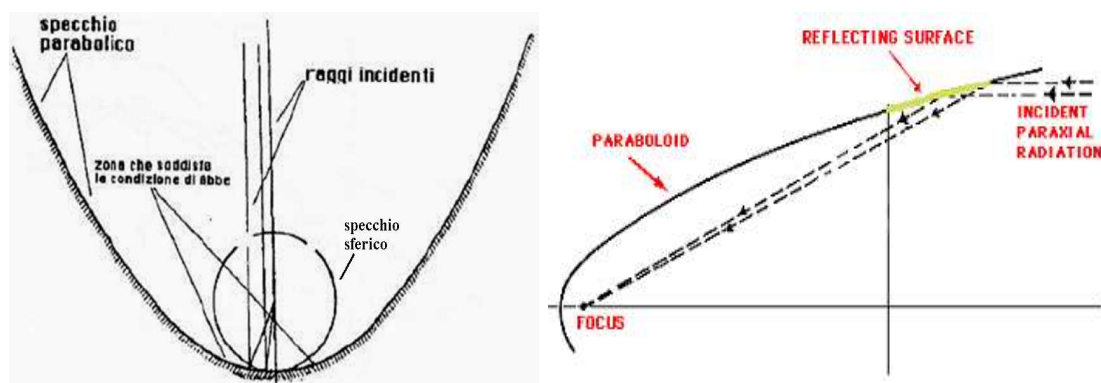


Figura 2.5: (sinistra) Specchio parabolico e specchio sferico a confronto: vicino al vertice la parabola approssima molto bene la curva della sfera. (destra) Uno specchio parabolico esibisce una perfetta focalizzazione dei raggi parassiali.

### 2.2.2 Ottiche Kirkpatrick-Baez

Kirkpatrick e Baez (vedi bibl. [17]) furono i primi a proporre un'ottica ad incidenza radente in grado di produrre immagini bidimensionali in X. Come mostra la figura 2.6a i raggi subiscono una doppia riflessione. La configurazione più semplice prevede che i due specchi siano ottenuti da due paraboloidi di traslazione di ugual raggio di curvatura: il primo focalizza i raggi su una retta, mentre il secondo, ortogonale al precedente, la concentra in un punto. Questo genera immagini puntiformi di oggetti realmente puntiformi ed estese per sorgenti realmente estese. Essendo basato su due riflessioni, l'effetto di aberrazione fuori asse dovuta a coma è più ridotta (vedi § 2.2.1). Le immagini prodotte sono però affette da forte astigmatismo: poiché i due specchi hanno lo stesso raggio di curvatura questi avranno anche la medesima lunghezza focale, ma gli assi ottici sono diversi quindi le posizioni dei due fuochi non coincidono.

Per aumentare l'area della superficie riflettente, è possibile assemblare una pila di tanti paraboloidi di traslazione (vedi fig. 2.6b). Questa pila però causa una perdita nella qualità di focalizzazione: poiché generalmente si suppone che gli specchi utilizzati, per semplicità di fabbricazione, debbano avere lo stesso raggio di curvatura il fuoco di ognuno di loro non coincideva con quello degli altri, il risultato è un allargamento dell'immagine.

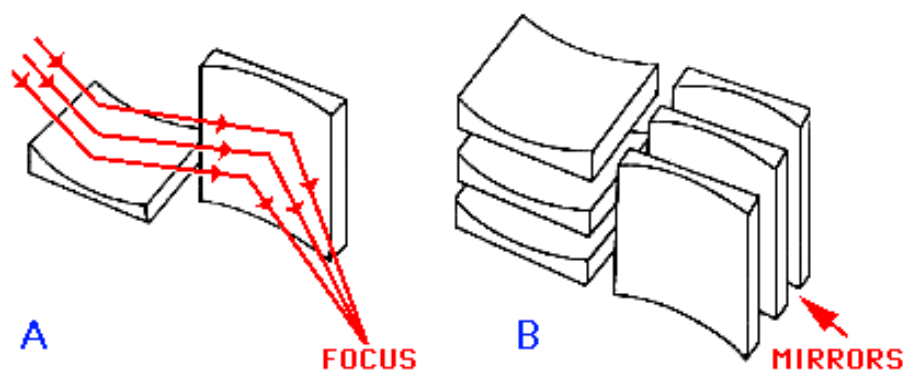


Figura 2.6: Configurazione ottica Kirkpatrick-Baez, 1948. (da: [image.gsfc.nasa.gov](http://image.gsfc.nasa.gov))

I principali vantaggi di questo sistema sono il basso costo e la relativa semplicità di costruzione, per contro la qualità di imaging risulta abbastanza bassa (dipende dalla lunghezza focale, se piccola la qualità ne risente maggiormente) ed a parità di apertura l'area geometrica di raccolta è un fattore 2 minore rispetto alla configurazione Wolter I (vedi § seguente).

La principale applicazione di questo sistema di ottiche la si può trovare nella microscopia X in luce di sincrotrone.

### 2.2.3 Ottiche Wolter

Nel 1952 Hans Wolter (vedi bibl. [18]) propose tre configurazioni ottiche in radenza in grado di riflettere e focalizzare raggi-X, soddisfacendo approssimativamente la condizione dei seni di Abbe. Come già detto, una singola superficie riflettente non è in grado di soddisfare una tale condizione. Il problema viene ovviato inserendo una seconda riflessione su un secondo specchio. In aggiunta si ha il vantaggio di una notevole riduzione (di un fattore 2) della lunghezza focale (a parità di apertura): dovendo portare lo strumento in orbita, quanto più piccolo risulta quanto minori saranno i costi e le difficoltà. Wolter utilizzò due successive riflessioni sulle superfici riflettenti di paraboloidi, iperboloidi ed ellissoidi di rotazione. Le tre configurazioni da lui proposte sono mostrate in figura 2.7.

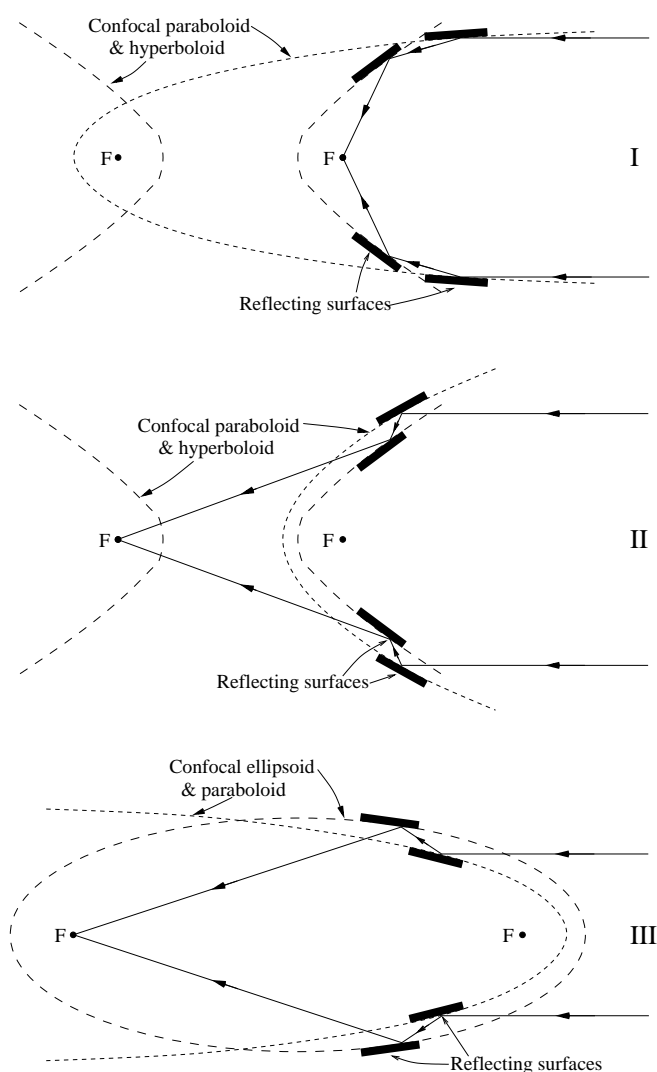


Figura 2.7: Schemi ottici proposti da Wolter, 1952. (da: <http://www.roe.ac.uk>)



La Wolter I e la Wolter II utilizzano una prima superficie parabolica ed una seconda iperbolica. La configurazione Wolter I sfrutta però la parte interna di entrambe le superfici risultando essere quella a focale minore. Questo unito alla possibilità di posizionare più specchi confocali l'uno dentro l'altro, la rende preferita per le applicazioni astronomiche. Nessun telescopio è stato mai costruito con ottiche Wolter III.

Mostriamo ora come la prima configurazione (Wolter I) visibile nella precedente figura 2.7 rispetti la condizione di Abbe.

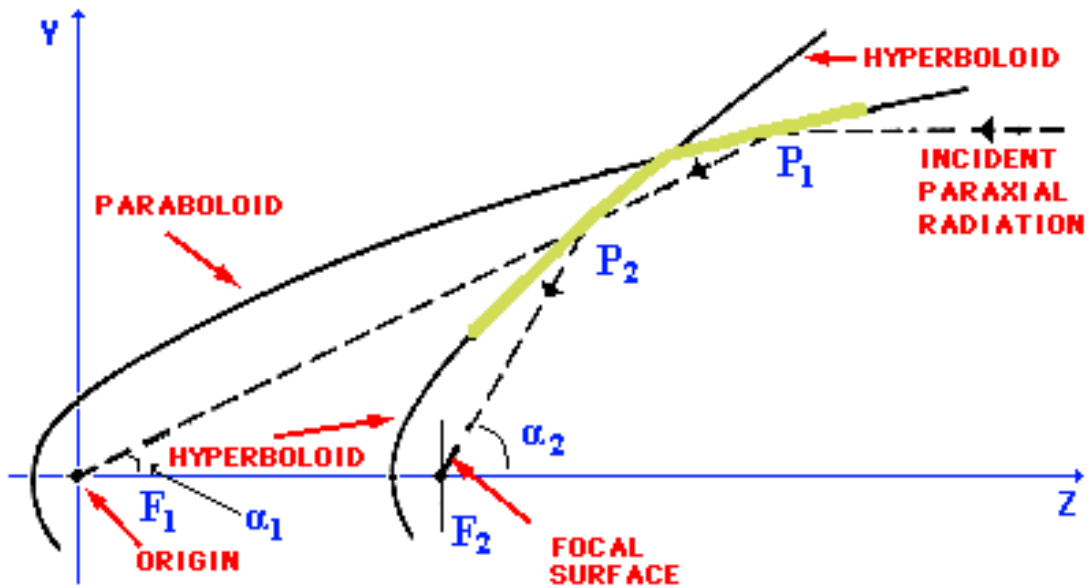


Figura 2.8: Schema geometrico di un sistema di tipo Wolter I, nel quale il fuoco della parabola coincide con quello virtuale dell'iperbole. I raggi provenienti dalla sorgente X, dopo aver subito una doppia riflessione, vengono focalizzati nel primo fuoco dell'iperbole. Da notare come l'angolo indicato con  $\alpha_2$  sia ben 4 volte maggiore dell'angolo di incidenza sullo specchio primario.

Lo schema di figura 2.8 mostra una parabola confocale al secondo fuoco di un'iperbole. L'origine del nostro sistema si trova nel fuoco  $F_1$  che avrà quindi coordinate  $(y, z) = (0, 0)$ . Il raggio incidente, indicato con linea tratteggiata, incontra la superficie della parabola nel punto  $P_1(x_1, y_1, z_1)$  e verrebbe focalizzato nel fuoco  $F_1$  formando un angolo  $\alpha_1$  con l'asse ottico  $z$ . Colpisce invece l'iperbole nel punto  $P_2(x_2, y_2, z_2)$  finendo nel fuoco  $F_2$  formando l'angolo  $\alpha_2$  con  $z$ .

Ciò che si richiede affinché sia soddisfatta la condizione di Abbe è che indipendentemente da  $z_1$  sia  $\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \text{const.}$

Le due curve nel piano  $y - z$  sono generate dalle equazioni:

$$y = [p(2z + p)]^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

$$1 = \frac{(z - e)^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} \quad (2.11)$$

dove abbiamo indicato con

$$p = \overline{F_1 P_1} - z_1 \quad (2.12)$$

$$a = \frac{1}{2} (\overline{F_1 P_2} - \overline{F_2 P_2}) \quad (2.13)$$

$$e^2 = a^2 + b^2 \quad (2.14)$$

Sfruttando l'equazione 2.12 e le leggi trigonometriche sui triangoli rettangoli possiamo scrivere:

$$\sin \alpha_1 = \frac{y_1}{\overline{F_1 P_1}} = \frac{y_1}{z_1 + p} \quad (2.15)$$

ed analogamente ricaviamo:

$$\overline{F_1 P_1} = \frac{y_2}{\sin \alpha_1} = \frac{y_2}{y_1} (z_1 + p) \quad (2.16)$$

$$\overline{F_2 P_2} = \frac{y_2}{\sin \alpha_2} \quad (2.17)$$

Sostituendo nella 2.13:

$$a = \frac{1}{2} \frac{z_2}{z_1} \left( z_1 + p - \frac{y_1}{\sin \alpha_2} \right) \quad (2.18)$$

poiché  $\overline{F_1 P_2 P_1}$  è una retta per cui  $\frac{y_2}{y_1} = \frac{z_2}{z_1}$ . Invertendo ricaviamo l'espressione che ci manca per  $\sin \alpha_2$  dalla quale la condizione di Abbe per un'ottica Wolter I diventa:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = 1 - \frac{2a}{z_2} \frac{z_1}{z_1 + p} \quad (2.19)$$

e scegliendo i parametri geometrici delle due superfici tali che  $p \ll z_1$  risulta approssimativamente soddisfatta con l'aberrazione di coma fortemente attenuata. La superficie di Abbe è costituita dalla zona di intersezione dei due segmenti ottici come mostrato in figura 2.9. Tale curva, di equazione polare  $r = \frac{y_1}{\sin \alpha_2}$ , è una parabola nella zona prossima al vertice e quindi approssima molto bene una sfera, che come già detto è priva di coma.

Affinché la condizione di Abbe venga completamente soddisfatta è sufficiente modificare leggermente le due superfici. Wolter, utilizzando la trattazione che fece Schwarzschild nel 1905 sui sistemi composti ad incidenza quasi-normale, ricavò l'esatto disegno che dovrebbero avere le superfici per essere libere da coma. Il risultato viene chiamato *sistema Wolter-Schwarzschild* ed è stato utilizzato per gli specchi del satellite Einstein.

Anche queste però non sono prive di difetti. Infatti il sistema è affetto da aberrazione sferica ed astigmatismo, infine curvatura di campo che limitano fortemente il campo di vista. Quest'ultima, dovuta ad una diversità della superficie del rivelatore rispetto a quella

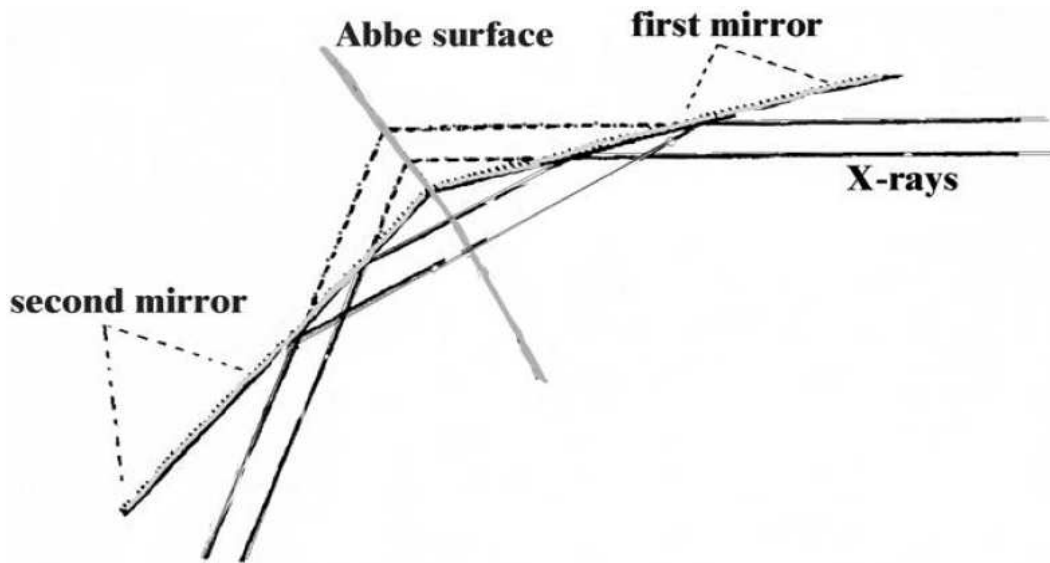


Figura 2.9: Per mezzo di due riflessioni consecutive è possibile soddisfare la condizione dei seni di Abbe, la cui superficie viene a trovarsi nell'intersezione degli specchi.

focale<sup>1</sup>. L'utilizzo di ottiche descritte da equazioni polinomiali sarebbe l'ovvia soluzione al problema. I coefficienti polinomiali possono essere ottimizzati per ridurre le aberrazioni indesiderate, aumentando largamente la qualità di imaging anche a grandi angoli di incidenza. Il tutto a scapito di un leggero degrado della risposta in asse.

Un'altra modifica al sistema Wolter I è data dall'approssimazione del paraboloide e dell'iperboloide con un doppio cono (vedi bibl. [20]). Per questo tipo di specchi la risoluzione è data da:

$$HPD \propto \frac{Lr}{f^2} \quad (2.20)$$

Questa scelta è stata adottata per la realizzazione delle ottiche a bordo di Beppo-SAX e dei satelliti ASCA e Suzaku (vedi § 2.3.1). A scapito di un degrado nella risoluzione angolare, che può essere minimizzata dall'uso di notevoli lunghezze focali, si può semplificare notevolmente il processo produttivo.

### Area efficace per un telescopio Wolter I

Per un'ottica ad incidenza radente l'area geometrica disponibile per la raccolta dei fotoni non è altro che la proiezione dello specchio primario sul piano dell'apertura. Con riferimento alla notazione utilizzata in figura 2.10 possiamo ricavare la relazione geometrica

<sup>1</sup>Comunemente chiamato piano focale in questo caso non è più una superficie bidimensionale. La costruzione di rivelatori con superficie curva non è banale, a tale scopo è stata proposta da Conconi *et al.* (vedi bibl. [19]) una soluzione a "basso costo" che consiste nello spostare leggermente il rivelatore, ottenendo così una superficie più simile a quella focale. L'inconveniente è un leggero defocamento anche al centro del campo, ma ciò permette di guadagnare fino ad un fattore 2 in risoluzione angolare.

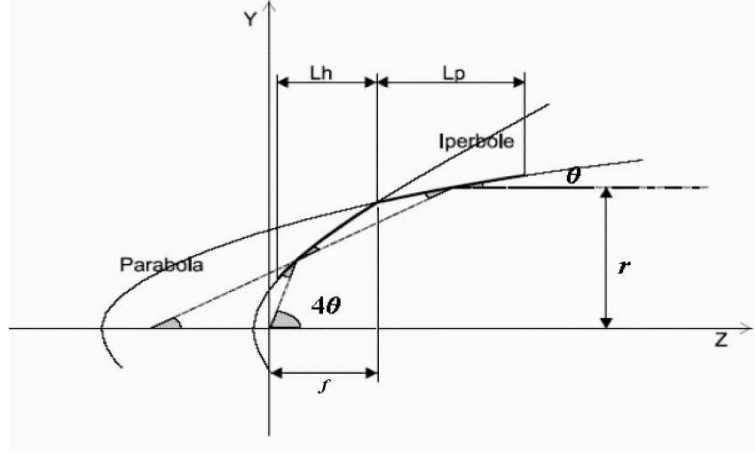


Figura 2.10: Geometria di un'ottica tipo Wolter I. Generalmente la lunghezza fisica delle due superfici riflettenti è identica,  $L = L_p = L_h$  ed il raggio  $r$  utilizzato nel calcolo dell'area è quello corrispondente alla giunzione dei due. La focale  $f$  viene misurata a partire da questa giunzione fino al piano focale.

che intercorre tra raggio dello specchio, lunghezza focale ed angolo di incidenza:

$$r = f \tan 4\theta \cong f4\theta \quad (2.21)$$

dove l'approssimazione utilizzata è valida nel caso in cui gli angoli siano molto piccoli. Il parametro importante è però l'area efficace  $A_e$ , definita come il prodotto fra l'area geometrica di raccolta dei fotoni e la riflettività dello specchio. Come già detto l'area di raccolta è la proiezione dello specchio primario sul piano del rivelatore:

$$A_{coll} = 2\pi r \Delta r = 2\pi r L_p \tan \theta \cong 8\pi f L_p \theta^2 \quad (2.22)$$

Generalmente lo specchio primario e quello secondario sono realizzati con la stessa lunghezza  $L = L_p = L_h$  ed il raggio  $r$  preso in considerazione è quello corrispondente alla giunzione dei due. Indicando con  $\mathcal{R}(E)$  la riflettività dello specchio otterremo:

$$A_e(E) = A_{coll} \mathcal{R}^2(E) = 8\pi f L \theta^2 \mathcal{R}^2(E) \quad (2.23)$$

dove  $\mathcal{R}(E)$  è elevato al quadrato per tenere in considerazione la doppia riflessione.

Per mantenere a valori accettabili  $\mathcal{R}(E)$  (vedi figura 2.3) lo specchio deve lavorare ad angoli di incidenza  $\theta(E) < \theta_c(E)$  molto piccoli. Il risultato è un'area molto ridotta (pochi  $\text{cm}^2$ ), generalmente non sufficiente a raccogliere abbastanza fotoni per rivelare le sorgenti più deboli. Con lo scopo di aumentare l'area efficace viene utilizzata la tecnica della *nidificazione* (vedi figura 2.11): tanti specchi concentrici e confocali, chiamati *mirror shell*, di raggio decrescente secondo l'equazione 2.21.

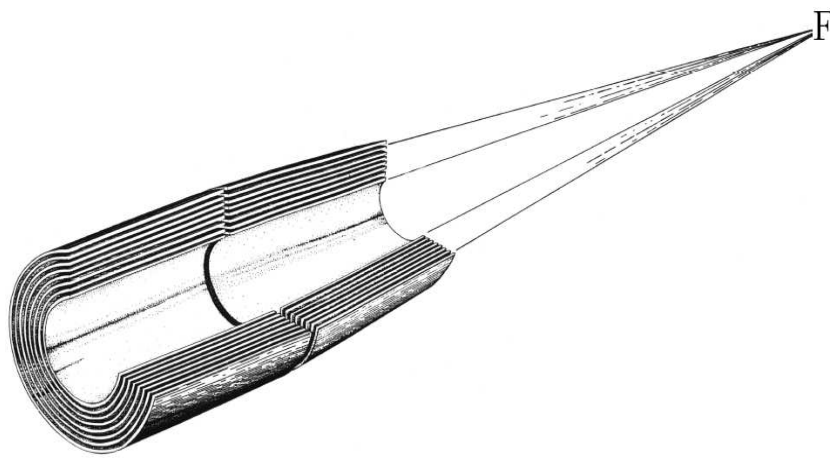


Figura 2.11: Serie di specchi concentrici con geometria Wolter I. Alloggiare un elevato numero di specchi uno dentro l'altro, tecnica chiamata *nidificazione*, consente di aumentare l'area di raccolta dei fotoni sfruttando meglio lo spazio che verrebbe comunque occupato dalla shell a raggio maggiore.

## 2.3 Altri parametri di merito delle ottiche per astronomia X

In aggiunta all'area efficace trattata precedentemente, vi sono altri importanti parametri di merito da considerare quando si progetta un telescopio X.

### 2.3.1 La risoluzione angolare

Così come per un telescopio ottico, la risoluzione angolare viene ricavata dalla Point Spread Function (PSF). Tuttavia le ottiche X risultano fortemente aberrate sia a causa di problemi geometrici intrinseci, sia a causa degli errori di profilometria ottica causati nella realizzazione.

Il problema della diffrazione è invece molto più limitato perché anche se abbiamo a che fare con fattori di oscurazione molto elevati, le lunghezze d'onda X sono estremamente piccole.

In astronomia X, dove si ha a che fare con sorgenti estremamente deboli e con aree di raccolta ridotte, è spesso più conveniente l'uso del parametro HEW (Half Energy Width) rispetto alla FWHM (Full Width Half Maximum). Questo anche perché difficilmente le PSF possono essere ricondotte a distribuzioni di tipo gaussiano.

I fattori limitanti la risoluzione possono essere catalogati in due classi (vedi bibl. [21]), proprio come nel campo dei telescopi ottici:

1. errori di figura, tra i quali rientrano le deformazioni, in rotondità e profilo, dello specchio dal disegno teorico;
2. microirregolarità superficiali.

### Aberrazioni dovute a problemi costruttivi

Per quanto riguarda gli errori di figura si fa generalmente riferimento ad errori di rotondità in fase e fuori fase (misurati lungo i vari piani di misura trasversali) ed errori di profilo (misurati lungo l'asse meridionale). Gli "sbilanciamenti" in fase della superficie dello specchio influenzano l'HEW della PSF come:

$$HEW \sim 2 \cdot 10^5 \frac{|\delta_1|}{f} \quad [arcsec] \quad (2.24)$$

dove  $f$  è la lunghezza focale, mentre  $\delta_1$  è la deviazione massima dal raggio medio. Quelli fuori fase invece rappresentano errori di pendenza della superficie. Una loro quantificazione sempre in termini di HEW è data da:

$$HEW \sim 2 \cdot 10^5 \frac{|\delta_2|}{L} \quad [arcsec] \quad (2.25)$$

dove  $L$  è la lunghezza della shell e  $\delta_2$  la massima deviazione differenziale tra il raggio misurato sul piano di ingresso e quello di uscita dello specchio. Di tali errori, generalmente dovuti a difetti meccanici nella realizzazione, quelli detti in fase sono generalmente trascurabili rispetto agli altri<sup>2</sup>. In aggiunta questi errori di rotondità possono parzialmente cancellarsi vicendevolmente dai due tronchi parabola-iperbole, ma l'integrazione della shell nella struttura portante potrebbe essere una nuova sorgente per questi errori.

Gli errori sul profilo meridionale sono anch'essi deviazioni dalla pendenza teorica della superficie dello specchio. Affliggono la qualità dell'immagine secondo la legge:

$$HEW \sim 2\delta_3 \quad [arcsec] \quad (2.26)$$

con  $\delta_3$  è indicata la FWHM della curva di distribuzione degli errori di pendenza del profilo. Tali errori possono a loro volta essere suddivisi in: power errors, dovuti a cambiamenti di concavità rispetto a quella nominale; regularity errors, ondulazioni attorno al profilo teorico con una lunghezza di scala dell'ordine di  $[0.1 \div 0.5] \cdot L$ . Questa lunghezza di scala può essere in qualche modo debolmente correlata con la lunghezza del tampone utilizzato nella macchina per la lavorazione fine del profilo. Generalmente le strutture con lunghezza di scala minore vengono appianate.

Sono da tenere in considerazione anche le deformazioni che possono sopraggiungere dopo la realizzazione dell'ottica a causa del suo utilizzo. In ambito spaziale i telescopi sono soggetti a diverse forze che tendono a deformarli: prima di tutte l'attrazione gravitazionale esercitata dalla Terra, lo spessore delle pareti del substrato gioca un ruolo fondamentale nella conservazione della forma; e poi le forti differenze termiche dovute al riscaldamento della faccia della shell rivolta al Sole, la conducibilità termica delle pareti è molto importante.

---

<sup>2</sup>Come si può vedere dalle due espressioni 2.24 e 2.25 che li quantificano gli errori in fase sono inversamente proporzionali alla focale  $f$  dell'ottica, solitamente molto maggiore della sua lunghezza  $L$ .

### Microirregolarità superficiali

Per quanto riguarda gli errori che rientrano nella seconda classe, la precisione con cui è rifinita a livello microscopico la superficie riflettente è alla base della definizione che si dà di “qualità di un’ottica”. Per fare un esempio di ciò cui vogliamo riferirci osserviamo il comportamento che ha un fascio di luce riflesso da uno specchio impolverato. Quello che si osserva sulla parete non è uno spot uniforme e ben definito, ma un’immagine più degradata.

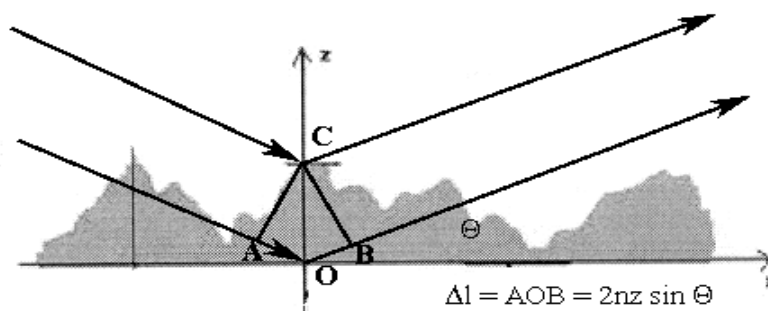


Figura 2.12: Rappresentazione di un ipotetico profilo per una superficie reale. La presenza di fluttuazioni rispetto ad un valore medio  $z_0$  introduce un sfasamento nei raggi riflessi. Nel caso in cui lo sfasamento di due raggi si somma e crea interferenza costruttiva in una direzione diversa dalla speculare, si origina il fenomeno dello scattering.

Una superficie reale  $z(x, y)$  presenta delle fluttuazioni rispetto all’altezza media  $z_0$ , contrariamente al caso ideale che viene descritto da una funzione  $z(x, y) = z_0$ . Tali fluttuazioni, generalmente, hanno una distribuzione di tipo Gaussiano e vengono quantificate con il parametro  $\sigma$ , l’rms della superficie. Anche supponendo valida la condizione di superficie liscia<sup>3</sup> descritta da  $2\pi\sigma \sin \theta_i \ll \lambda$ , la presenza di tali fluttuazioni introduce una variazione nella fase di due raggi riflessi (vedi figura 2.12). Questo *phase-shift* può tradursi in una condizione di interferenza costruttiva (in una direzione diversa da quella speculare) che genera lo *scattering* del fascio e la conseguente diminuzione di riflettività nella direzione  $\theta_i$ . In § 4.3.3, dove sarà trattato più estesamente il collegamento tra topografia superficiale e scattering, verrà anche mostrato come la direzione del raggio diffuso  $\theta_s$  sia collegata alla lunghezza d’onda spaziale  $\tilde{\lambda}$  della superficie dall’equazione dei reticoli.

In un’ottica per raggi-X la precisione che si deve raggiungere per limitare il più possibile i “danni” causati dallo scattering è dell’ordine di grandezza dell’ångström e la rugosità (vedi § 4.1) è la grandezza che ne tiene conto. È possibile dare una stima di come la rugosità influenzi lo scattering (e quindi l’*HEW*) perchè queste due grandezze sono legate fra loro

<sup>3</sup>Corrisponde al caso in cui la proiezione dell’altezza del profilo è molto minore della lunghezza d’onda del raggio incidente, limite della teoria descritta in [22].

dal *Total Integrated Scattering* definito come:

$$I_s = I_r \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{4\pi\theta_i\sigma}{\lambda} \right)^2 \right] \right\} \quad (2.27)$$

dove  $I_s$  ed  $I_r$  sono le intensità diffusa e riflessa,  $\theta_i$  è l'angolo di incidenza e  $\sigma$  l'rms (la rugosità). Ricordando la definizione di HEW,  $I_s = \frac{I_r}{2}$  e risolvendo per la  $\sigma$  troviamo:

$$\sigma^2 = -\lambda^2 \frac{\ln 1/2}{(4\pi\theta_i)^2} \quad (2.28)$$

Come vedremo nel § 4.1 dove è trattato estesamente il problema della rugosità e della sua caratterizzazione, questa è definita da  $\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} PSD(f)df$ . In prima approssimazione è possibile descrivere la  $PSD(f)$  con una legge di potenza, integrando si ottiene:

$$\sigma^2 = \int_{f_{min}}^{+\infty} Af^{-n}df = -A \frac{f_{min}^{1-n}}{1-n} \quad (2.29)$$

dove  $A$  è una costante di normalizzazione che dipende dallo strumento utilizzato e l'indice  $n$  varia tra  $]1 \div 3]$ . La lunghezza d'onda spaziale associata ad  $f_{min}$  equivale al raggio del disco di *HEW* ed è espressa da:

$$f_{min} = \frac{\cos \theta_i - \cos \theta_s}{\lambda} \approx \frac{\theta_i(\theta_s - \theta_i)}{\lambda} \quad (2.30)$$

approssimazione valida nel caso di angoli molto piccoli.

Uguagliando le due equazioni 2.28 e 2.29, risolvendo per  $\theta_s$  e noto che  $HEW = 2(\theta_s - \theta_i)$  otteniamo:

$$HEW = \frac{2\lambda}{\theta_i} \left[ \frac{(n-1) \ln 2}{16\pi^2} \frac{\lambda^2}{\theta_i^2 A} \right]^{\frac{1}{1-n}} \quad (2.31)$$

L'*HEW*, quindi la risoluzione angolare, è legato alla rugosità, cioè alla topografia della superficie. Poiché l'esponente di tale formula è negativo ( $1 < n \leq 3$ ) la risoluzione angolare peggiora all'aumentare dell'angolo di incidenza  $\theta_i$ , della costante  $A$  legata alla rugosità misurata dallo strumento<sup>4</sup> e dell'energia incidente.

È però molto importante sottolineare come questa espressione sia stata ricavata assumendo per la PSD della superficie un andamento a legge di potenza esteso su tutto il range spettrale possibile (ipoteticamente da  $+\infty$  a  $-\infty$ ). Nel § 4.1 e nel § 5.3 vedremo che la PSD qui assunta si discosta dal reale andamento della PSD di una superficie riflettente ottenuta per deposizione, che invece presenta una "gobba" attorno a  $\tilde{\lambda} \approx 1 \div 10 \mu m$ . L'effetto che questo ha sulla 2.31 è di non restituire i valori di HEW realmente corrispondenti

<sup>4</sup>Possiamo esprimere la costante di normalizzazione  $A$  in funzione della rugosità misurata, ad esempio, su un quadrato di superficie di  $10\mu m \times 10\mu m$  da un AFM come:

$$\sigma_{10\mu m}^2 = \int_{1/0.1}^{1/0.05} Af^{-n}df$$



### 2.3. ALTRI PARAMETRI DI MERITO DELLE OTTICHE PER ASTRONOMIA X 37

alla superficie in esame: questi saranno tanto diversi quanto più sarà pronunciata la gobba presente sulla PSD misurata.

Il problema della finitura della superficie riflettente (cioè alla rugosità  $\sigma$ ) collegato alla risoluzione angolare verrà ripreso nei capitoli successivi.

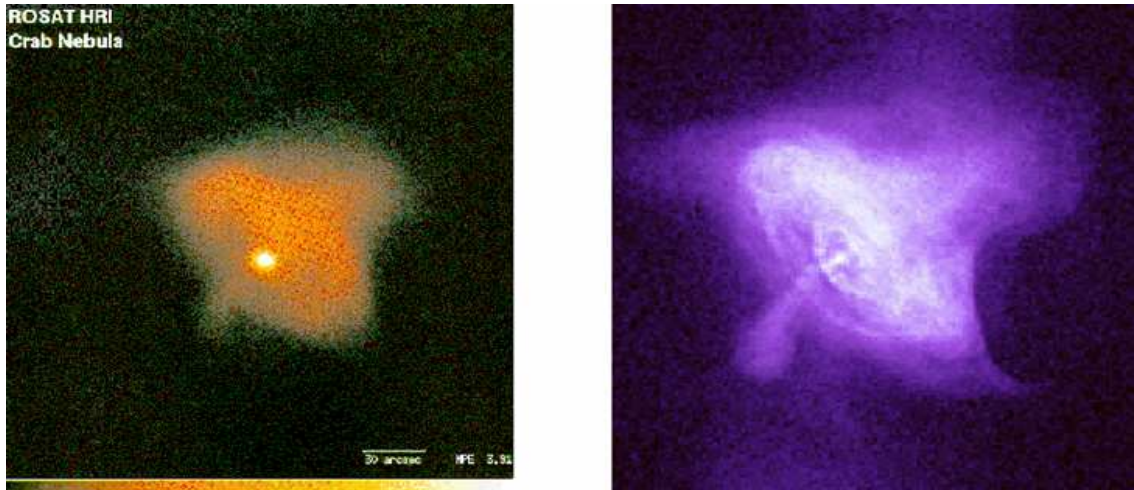


Figura 2.13: Due immagini della Crab Nebula nei raggi-X soffici effettuate dal satellite ROSAT (a sinistra) e da Chandra (a destra). Il notevole miglioramento della risoluzione angolare portato da quest'ultimo,  $HEW \sim 0.5''$  rispetto ai  $\sim 3''$  di ROSAT, ha consentito una visione molto più chiara degli oggetti, permettendo la risoluzione di molti dettagli nelle sorgenti estese come questa.

#### 2.3.2 La sensibilità in flusso

La sensibilità è uno dei parametri di maggior importanza nella progettazione di un telescopio per astronomia-X. L'utilizzo di specchi focalizzanti ha introdotto un miglioramento delle prestazioni.

Innanzitutto definiamo la sensibilità  $S$  come il minimo flusso, proveniente da una sorgente X, rilevabile al fuoco del telescopio. Appare chiaro come sia il *rumore di fondo* (background noise) a limitarne il valore. Nel termine background noise vengono generalmente raccolti due distinti tipi di rumore:

- il *fondo di apertura*, cioè tutti i segnali che entrano dall'apertura del telescopio, ma che sono estranei al segnale della sorgente da misurare;
- il *fondo intrinseco*, tutto quello che non "attraversa" l'angolo di vista del telescopio, ma che contribuisce al flusso della sorgente.

Per dare alcuni esempi pratici inseriamo il fondo cosmico diffuso (XRB) ed i raggi cosmici tra le sorgenti di rumore di apertura; mentre la corrente di buio prodotta dal rivelatore stesso tra le cause del rumore intrinseco.

Ciò che viene misurato è quindi la somma dei conteggi dovuti al rumore di fondo e quelli dovuti alla sorgente. Tenendo quest'ultima fuori dal campo di vista del telescopio è possibile acquisire una misura del background medio.

### Sensibilità in collimazione

Per un ricevitore semplicemente collimato sia  $A_d$  l'area del rivelatore e  $\Delta E$  il range energetico in cui è sensibile. Nell'intervallo di tempo  $\Delta t$  il numero dei conteggi dovuti al fondo risulta essere:

$$C_B = BA_d\Delta E\Delta t \quad (2.32)$$

dove  $B$  è il flusso del fondo. Essendo un conteggio (discreto) di fotoni  $C_B$  segue la statistica di Poisson per cui l'incertezza sulla misura è  $\sigma_{C_B} = C_B^{1/2}$ .

Analogamente, per una sorgente di flusso  $S_E$  avremo:

$$C_S = \eta_E S_E A_d \Delta E \Delta t \quad (2.33)$$

tenendo in considerazione pure l'efficienza quantica del rivelatore,  $\eta_E$ . Il dato che si ottiene dall'osservazione è la somma di 2.32 e 2.33, quindi  $C_S = (C_S + C_B) - C_B$ . Per la legge di propagazione degli errori l'incertezza sulla sorgente sarà pari a  $\sigma_{C_S} = \sqrt{\sigma_{C_S+C_B}^2 + \sigma_{C_B}^2}$ . Nel caso di sorgente debole,  $C_S \ll C_B$ , possiamo quindi scrivere  $\sigma_{C_S} \simeq \sqrt{2}\sigma_{C_B}$ .

Tenendo conto di quanto appena detto, la sensibilità di un telescopio a collimazione è data da:

$$S = \frac{s}{\eta_E} \sqrt{\frac{2B}{A_d \Delta t \Delta E}} \quad (2.34)$$

dove  $s$  indica il rapporto segnale/rumore.

### Sensibilità in focalizzazione

Nel caso di telescopio focalizzante il numero di fotoni emessi da una sorgente e rivelati non viene più a dipendere dall'area del detector, ma dall'area efficace  $A_e$  delle ottiche. Abbiamo quindi un numero di conteggi pari a:

$$C_S = \eta_E S_E \epsilon A_e \Delta E \Delta t \quad (2.35)$$

$\epsilon$  è la frazione dei fotoni riflessi che effettivamente cade nell'area del piano focale occupata dal rivelatore. Seguendo lo stesso procedimento adottato per i telescopi a collimazione ricaviamo l'espressione per la sensibilità:

$$S = \frac{s}{A_e \eta_E} \sqrt{\frac{2B \epsilon A_d}{\Delta t \Delta E}} \quad (2.36)$$

Il confronto delle equazioni sulla sensibilità ci dà una importante informazione. La 2.34, valida per telescopi a collimazione, è proporzionale ad  $A_d^{-0.5}$  quindi per migliorare di un fattore 10 il livello di sensibilità del telescopio si dovrebbe utilizzare un rivelatore 100

### 2.3. ALTRI PARAMETRI DI MERITO DELLE OTTICHE PER ASTRONOMIA X 39

volte più esteso. Ben diversa è la situazione presentata dall'equazione 2.36, la dipendenza è passata all'area efficace come  $A_e^{-1}$ . Questo permette miglioramenti della sensibilità senza dover aumentare le dimensioni dello strumento in maniera spropositata. Ricordiamo infatti che l'area efficace altro non è che il prodotto fra area geometrica di raccolta dei fotoni con la riflettività del materiale utilizzato, funzione dell'energia.

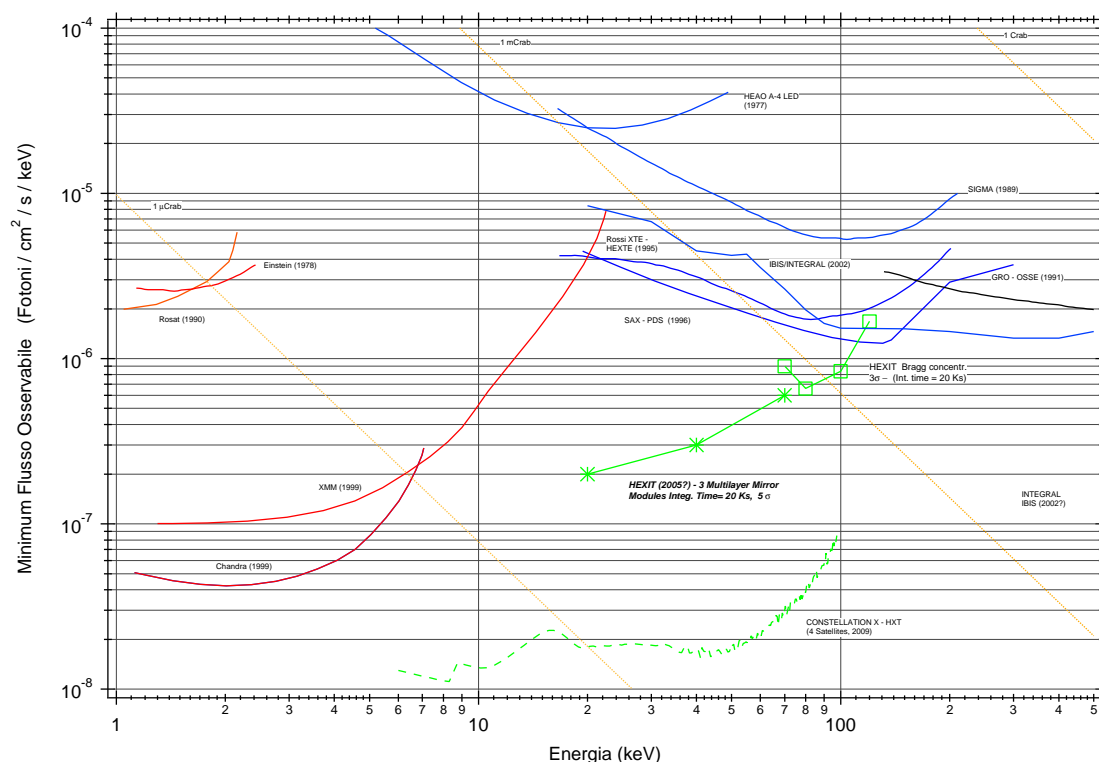


Figura 2.14: Curve di sensibilità mostrate da telescopi X. Sono riportate missioni sia passate, che presenti e future.

#### 2.3.3 Il campo di vista

Con il termine campo di vista FWHM generalmente si intende l'intervallo angolare  $\pm\alpha$ , con  $\alpha$  l'angolo di offset per cui l'area efficace diventa 1/2 di quella in asse. Questa corrisponde sommariamente all'angolo di incidenza dei raggi parassiali sulla superficie dello specchio, generalmente pochi decimi di grado.

## 2.4 Realizzazione ottiche a singolo strato per raggi-X molli

Il problema della realizzazione dei componenti di un qualsiasi strumento affianca da sempre ogni nuovo miglioramento tecnologico. Nell'ambito astronomico/spaziale, nel quale si posiziona lo studio relativo ai telescopi per astronomia-X, i problemi non sono di certo pochi. Oltre alla difficoltà intrinseca di realizzare un'ottica con i requisiti richiesti si aggiunge la questione del peso e delle dimensioni.

L'obiettivo finale è quello di ottenere un'ottica con grande area efficace, ottima risoluzione angolare e sensibilità per consentire lo studio di un numero sempre maggiore di oggetti deboli. Dal punto di vista meccanico si punta ad ottenere ottiche sottili e leggere, ma allo stesso tempo resistenti alle vibrazioni dovute alla messa in orbita e alle escursioni termiche alle quali sono sottoposti tutti gli strumenti che lavorano nello spazio.

Come mostra l'immagine 2.15 esistono più metodi per realizzare tali specchi, ognuno dei quali garantisce performance diverse alle ottiche. Volendone fare un sintetico elenco troviamo:

- ottiche realizzate con metodi di lavorazione ottica tradizionale;
- ottiche realizzate usando fogli sottili in Alluminio o vetro come substrati;
- ottiche realizzate con il metodo della replica.

Di seguito i tre diversi approcci saranno discussi brevemente.

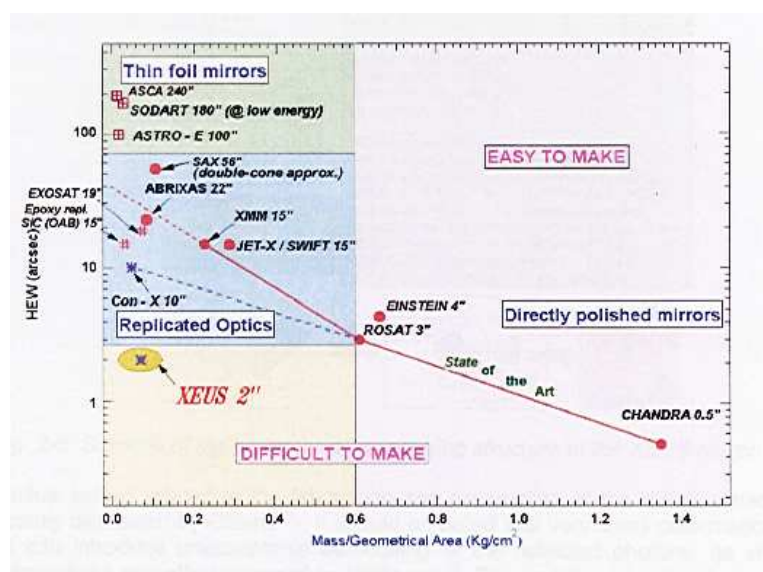


Figura 2.15: Risoluzione angolare (HEW) in funzione del rapporto massa/area geometrica delle ottiche. Il progresso tecnologico può essere individuato da spostamenti orizzontali o verticali. Un esempio è dato dal passaggio JET-X/SWIFT → XMM: per mantenere lo stesso HEW, ma diminuire il rapporto massa/area sono stati necessari 3 anni di lavoro.

### 2.4.1 La tecnica tradizionale

È la tecnica utilizzata nella realizzazione delle ottiche a bordo dei primi telescopi. Da Einstein a ROSAT fino a raggiungere il massimo delle prestazioni con Chandra. Il *substrato*, viene ottenuto da un blocco monolitico e lavorato con frese ad alta precisione fino a conferirgli la forma parabolica (in un caso) ed iperbolica (nell'altro). Quarzo e Zerodur sono i materiali preferiti a causa del bassissimo coefficiente di dilatazione termica (CTE) e della densità relativamente bassa. La superficie interna viene successivamente rifinita con macchine lappatrici utilizzando una polvere abrasiva calibrata, generalmente allumina<sup>5</sup>. Tale processo consente di raggiungere livelli di precisione della superficie, *microrugosità*, dell'ordine di qualche ångströms rms. In ultimo viene depositato un sottile strato (circa 100 nm) di materiale riflettente, generalmente Oro, Nickel, Iridio o Platino. La maggiore caratteristica delle ottiche costruite con questo metodo è l'ottima risoluzione angolare ottenibile, Chandra vanta un HPD di soli 0.5". Tuttavia per imporre il giusto profilo al materiale del substrato è necessario partire da spessi cilindri, cioè si ottengono ottiche i cui spessori sono alti, dell'ordine del centimetro. Il risultato finale è un telescopio con poche ottiche nidificate (vedi fig. 2.16) e quindi aree efficaci relativamente ridotte, sono però ottimi per lo studio di oggetti estesi come resti di supernova (SNR), ammassi di galassie, XRB che necessitano di alta risoluzione angolare. La tabella 2.1 riassume le principali caratteristiche dei maggiori satelliti che hanno a bordo questo tipo di ottiche.

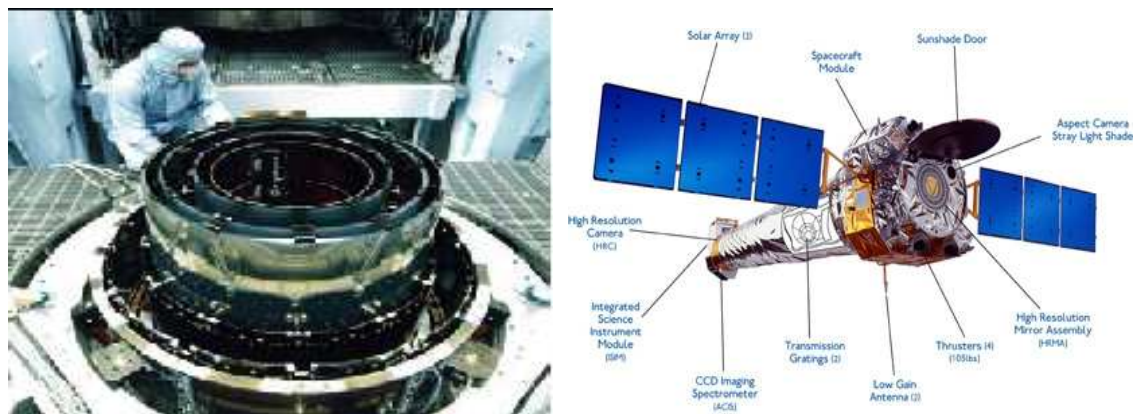


Figura 2.16: (sinistra) Fotografia dello specchio di Chandra. È ben visibile il ridotto numero di shell di cui è composto (Crediti: NASA). (destra) Visione d'insieme del satellite Chandra.

<sup>5</sup>Formula chimica  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . La dimensione dei grani varia in base al tipo di allumina utilizzata e dal produttore. Il range spazia da  $\sim 1 \mu\text{m}$  a qualche decina di nm.

Tabella 2.1: Alcune delle caratteristiche dei tre principali satelliti che montano ottiche prodotte con metodo tradizionale.

	Einstein	ROSAT	Chandra
profilo ottiche	Wolter/Schwartzschild	Wolter I	Wolter I
nr. di shells nidificate	4	4	4
area efficace	412 cm <sup>2</sup>	1150 cm <sup>2</sup>	1150 cm <sup>2</sup>
rugosità superficiale	non conosciuta	3 Å	7 Å
HPD	4"	3"	0.5"

### 2.4.2 Ottiche basate su fogli sottili

Contrariamente alle caratteristiche delle ottiche realizzate con la procedura descritta nel precedente paragrafo, è possibile ottenerne di estremamente sottili e leggere: le così dette “ottiche a fogli”. La geometria adottata non è più la Wolter I: si approssima il paraboloide e l’iperboloide con un doppio tronco di cono. Altra sostanziale differenza sta nel metodo realizzativo dei tronchi di cono: ognuno di essi è costituito da tanti settori lavorati singolarmente e poi uniti tra loro a formare la geometria desiderata. Questi segmenti, spessi solo pochi decimi di millimetro, possono essere in vetro o Alluminio ricoperti da uno strato di Oro o Platino.

La tecnica si presta ad ottenere ottiche buone in termini del rapporto massa/area geometrica, a scapito però di prestazioni non ottimali per quanto riguarda la risoluzione angolare. Questo è dovuto sia agli spessori molto ridotti dei substrati, che alla perdita della configurazione a simmetria cilindrica tipica delle strutture monolitiche. Entrambi questi fattori tendono ad aumentare gli errori di figura che quelli determinati in fase di assemblaggio.

Inoltre gli stress, sia meccanici nella fase di lancio, che termici una volta in orbita, possono introdurre un ulteriore peggioramento nella risoluzione angolare. Qualche minuto d’arco è di HEW è generalmente il valori di riferimento.

Il giusto profilo di ogni foglio viene ottenuto diversamente a seconda del materiale usato. Nel caso di lamine in Alluminio si utilizzano lastre piane della giusta dimensione per curvarle meccanicamente tramite calandratura. Lo strato riflettente può essere depositato direttamente sulla lamina in vetro/Alluminio oppure replicato sul substrato dopo la deposizione su un cilindro in vetro.

Nel caso del vetro, si utilizza un processo di slumping a caldo ottenuto su uno stampo ceramico posto in un forno. Si noti che l’utilizzo di questo metodo ha permesso di migliorare in modo abbastanza considerevole la risoluzione angolare rispetto all’Alluminio. Ad esempio per il progetto su pallone HEFT si sono ottenuti specchi con una risoluzione di circa 80 arcsec di HEW. La tecnica è esplorata anche per ottenere gli specchi per la missione XEUS e Con-X/SXT. In questo caso si pensa di ottenere performance molto spinte in risoluzione (HEW meno di 10 arcsec) migliorando la qualità degli stampi per lo slumping e con una successiva lavorazione di precisione (ad esempio con ion figuring) dei segmenti ottenuti.

Concludendo, questo tipo di ottiche pur avendo una bassa risoluzione angolare possono

vantare un altissimo filling factor: ampia area efficace in rapporto alle dimensioni geometriche; basso rapporto massa/area geometrica. Sono particolarmente indicate per misure di tipo spettroscopico dove la richiesta principale è una larga area efficace. Alcuni dati su telescopi con ottiche a lamina sono riportati in tabella 2.2.

Tabella 2.2: Caratteristiche di alcuni telescopi equipaggiati con ottiche a lamina.

	ASCA	Astro-E	SODART
profilo ottiche	doppio cono	doppio cono	doppio cono
nr. di shells nidificate	120	175	154
spessore shells	0.125 mm	0.155 mm	0.3 mm
area efficace @7 keV	600 cm <sup>2</sup>	250 cm <sup>2</sup>	1200 cm <sup>2</sup>
HPD	3.5'	1.5'	4'

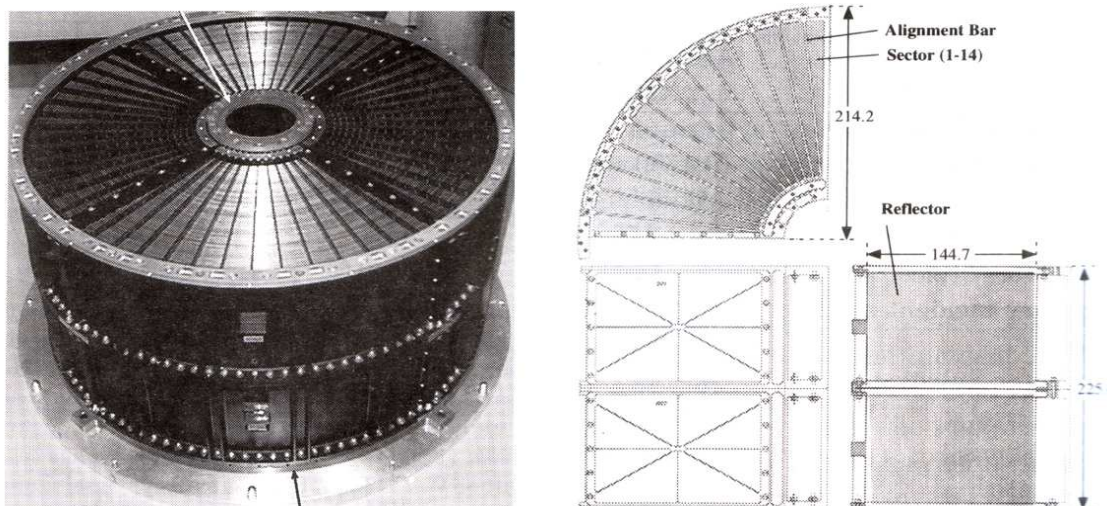


Figura 2.17: (sinistra) Uno dei moduli ottici del satellite Astro-E. (destra) Lo schema di assemblaggio dell'ottica.

### 2.4.3 La tecnica della replica

Le tecniche di replica permettono di ottenere specchi da caratteristiche intermedie: alto throughput e buona, anche se non eccellente, risoluzione angolare rispetto ai casi precedentemente discussi. La base di partenza è uno stampo superpulito, chiamato mandrino, sul quale far crescere la superficie riflettente che verrà poi trasferita su un supporto monolitico a simmetria cilindrica. I vantaggi delle ottiche realizzate per replica possono essere riassunti in breve come:

1. sono monolitiche, quindi il processo di assemblaggio è fortemente semplificato;
2. sono molto rigide e resistenti alle sollecitazioni meccaniche e termiche, proprio perché monolitiche;
3. il profilo dell'ottica riproduce molto fedelmente quello del mandrino, permettendo buone performance (HPD  $\sim 10''$ );
4. le shells che si possono ottenere sono molto sottili, con conseguente aumento del loro numero nidificato e quindi dell'area efficace;
5. il mandrino può essere utilizzato per ottenere più copie identiche dello stesso specchio;
6. possono avere ogni tipo di simmetria cilindrica.

Le possibili vie di produzione sono: l'applicazione dei substrati al mandrino tramite l'*elettroformatura del Nickel* oppure tramite il trasferimento del film riflettente su supporti in *materiali ceramici* leggeri precedentemente prodotti. Lo schema di figura 2.18 illustra la prima di queste.

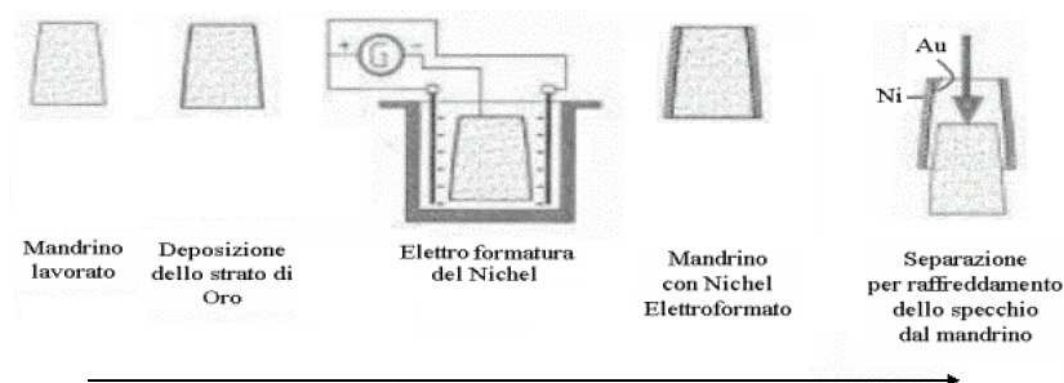


Figura 2.18: Percorso produttivo delle ottiche ottenute per replica con elettroformatura di Nickel.



### Elettroformatura del Nickel

Tale metodo è stato inizialmente sviluppato per gli specchi del satellite per astronomia in raggi-X Beppo-SAX e, una volta perfezionato, utilizzato anche per le ottiche di XMM-Newton e SWIFT. Il satellite XMM (vedi fig. 2.22) ha la maggiore area efficace con specchi prodotti con questa tecnica. Gli specchi del telescopio JET-X che sarebbe dovuto volare a bordo del satellite Spectrum-X/Gamma Observatory sono stati riutilizzati ed attualmente fanno parte del telescopio XRT, dedicato all'osservazione dell'afterglow dei GRB, a bordo di SWIFT. In tabella 2.3 le principali caratteristiche dei tre satelliti appena citati.

Tabella 2.3: Le specifiche tecniche delle ottiche realizzate con l'elettroformatura del Nickel a bordo dei tre satelliti Bappo-SAX, JET-X/SWIFT e XMM-Newton.

	SAX	JET-X/SWIFT	XMM
profilo ottiche	doppio cono	Wolter I	Wolter I
nr. di moduli	4	2	3
nr. di shells per monulo	30	12	58
diametro max	16.2 cm	30 cm	70 cm
diametro min	6.8 cm	19.1 cm	30 cm
lunghezza specchi	30 cm	60 cm	70 cm
spessore shells	0.2-0.4 mm	0.65-1.1 mm	0.47-1.1 mm
$A_e$ per modulo @7 keV	40 cm <sup>2</sup>	70 cm <sup>2</sup>	600 cm <sup>2</sup>
$A_e$ per modulo @1.5 keV	80 cm <sup>2</sup>	160 cm <sup>2</sup>	1400 cm <sup>2</sup>
lunghezza focale	1.85 m	3.5 m	7.5 m
range energetico	0.1 ÷ 10 keV	0.3 ÷ 10 keV	0.1 ÷ 15 keV
HPD	2'	20''	15''
angoli d'incidenza	0.23° ÷ 0.62°	0.39° ÷ 0.60°	0.28° ÷ 0.67°

Il processo produttivo segue un iter di lavorazione già utilizzato in passato, ma rivisitato e perfezionato da O. Citterio (vedi bibl. [23]) per le ottiche di SAX prima presso l'istituto IFCTR/CNR di Milano e successivamente all'Osservatorio Astronomico di Brera (INAF/OAB), istituto presso il quale si è svolto questo lavoro di tesi. Nel darne una descrizione dividiamo le varie fasi.

1. Produzione di un mandrino in Alluminio il cui profilo è il negativo della shell. Viene rivestito da un sottile (circa 100  $\mu\text{m}$ ) strato di *Nickel Kanigen*, una lega di Nickel con un 10% di Fosforo, applicato con un processo elettrochimico. Questo materiale è praticamente amorfo e permette di raggiungere un'ottimo livello di superpulitura.
2. La fase della lappatura consistente nella lavorazione del profilo del mandrino per ottenere una superficie superpulita. Anche questa procedura è stata perfezionata (vedi bibl. [24]) in OAB, dove allo scopo sono state utilizzate le macchine lappatrici Zeiss sviluppate per la realizzazione dei mandrini di XMM.  
Al mandrino, montato orizzontalmente sulla lappatrice tramite dei raccordi collegati a due dischi in Alluminio, viene applicata una rotazione assiale  $\omega \approx 0.68 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ . Sulla sua superficie vi è premuto (con pressione  $\sim 100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) un tampone che oscilla

longitudinalmente, atto alla rimozione del Kanigen. Oltre al materiale del tampone (pece o panno) anche le sue dimensioni, velocità e ampiezza dell'oscillazione sono parametri soggetti ad ottimizzazione. L'utilizzo di oscillazioni ampie ha il vantaggio di ridurre i tempi di lappatura e permette di ottenere superfici più uniformi. Difatti eventuali irregolarità del profilo, con lunghezza spaziale inferiore alle dimensioni del tampone, vengono spianate. Per contro se dovessero crearsi eventuali solchi, questi interesserebbero una maggior porzione della superficie. Questo "strofinamento" viene facilitato bagnando la superficie del mandrino con una soluzione acquosa di Allumina. In totale questa fase della lavorazione ha una durata media di 20 ore. Al termine la superficie del mandrino presenta una rogosità di pochi Å rms.

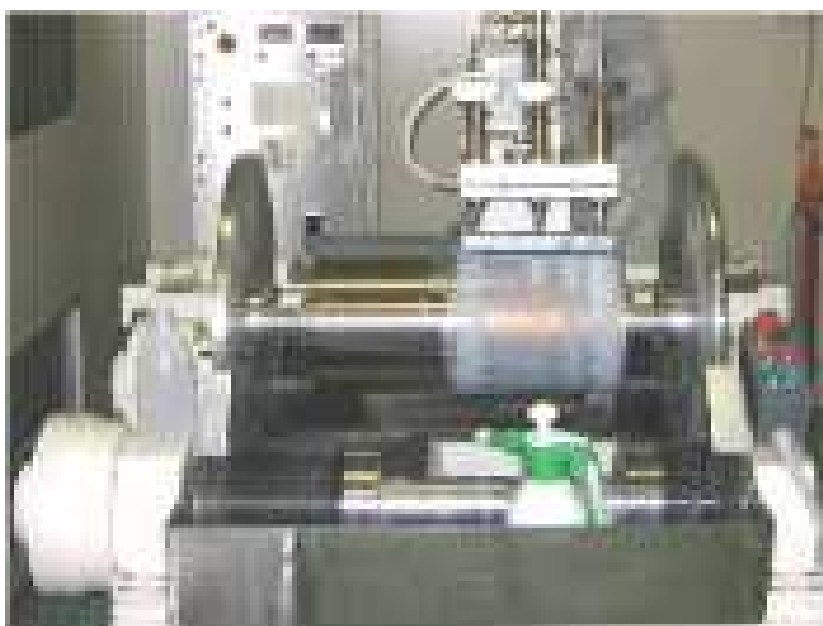


Figura 2.19: Lappatura di un mandrino con la macchina Zeiss ai laboratori dell'INAF/OAB.

3. Viene successivamente depositato per evaporazione un sottile strato ( $\sim 100$  nm) del materiale riflettente, generalmente Au.
4. Il mandrino così ricoperto viene posto in un bagno elettrolitico. Per elettroformatura crescono le pareti in Nickel dello specchio. Lo spessore può variare da  $150 \mu\text{m}$  a  $1.1$  mm in base alle specifiche di rigidità e peso dello strumento.
5. In fine lo specchio viene separato dal mandrino raffreddando quest'ultimo. Si sfrutta l'alto valore del CTE dell'Alluminio (circa il doppio rispetto al Nickel) e la bassa adesione tra lo strato d'Oro e la superficie del mandrino.



Figura 2.20: (sinistra) Un mandrino dopo il bagno elettrolitico. (destra) Separazione tra mandrino e specchio che avviene per raffreddamento. (Crediti: Media Lario Techn.)

Questa sequenza di operazioni viene ripetuta per ogni mandrino di differente diametro. Il risultato finale è l'insieme di tutte le shells che verranno nidificate una dentro l'altra a formare il modulo ottico del telescopio. In figura 2.21 è visibile un set di tali mirror shells.

Riutilizzando i mandrini è possibile la rapida e precisa riproduzione dello stesso tipo di specchio. Questa caratteristica è molto importante per rendere veloci i tempi di costruzione dei telescopi che ospitano più moduli identici, come ad esempio XMM.

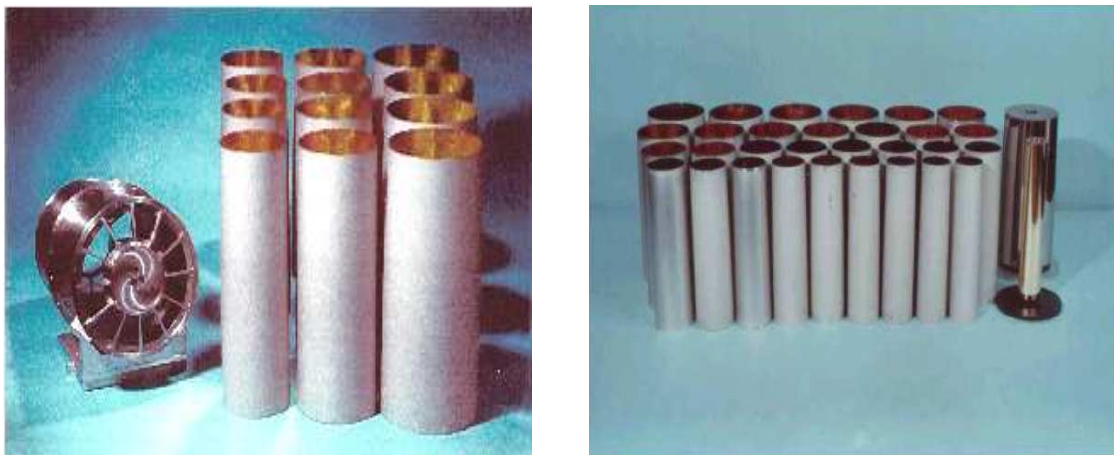


Figura 2.21: (sinistra) Le 12 mirror shells di JET-X prodotte per elettroformatura di Nickel con uno dei due *case* per l'integrazione. (destra) Le shells di una delle quattro ottiche di Beppo-SAX e due dei mandrini utilizzati per la replica.

È anche da sottolineare la precisione raggiungibile sulla superficie riflettente. Lo strato di Oro che rifletterà i raggi-X è a diretto contatto con la superficie superpulita del mandrino, situazione che ne garantisce il livello di bassissima rugosità ottenibile. Il processo di crescita di uno strato sottile può causare un aumento della microrugosità dalla superficie iniziale, che tende ad aumentare con lo spessore depositato (vedi capitolo 5), ma è proprio questo lato del film di Oro che viene tenuto fuori dal compito di riflettere e sul quale vengono fatte crescere le pareti di Nickel dello specchio.

Lo spessore delle pareti è uno dei parametri di fondamentale importanza nella progettazione di un telescopio. Il basso spessore permette di sfruttare meglio l'area a disposizione con una nidificazione più intensa, ma ne accentua anche la sensibilità alle deformazioni causate soprattutto dal processo di rilascio. Di conseguenza anche la risoluzione angolare è fortemente dipendente dallo spessore.

La fase di integrazione delle singole shells è una delle parti più delicate del processo lavorativo. Ogni specchio viene inserito ed incollato su un supporto meccanico a struttura radiale chiamato *spider* (ben visibile in fig. 2.22), partendo da quello più interno fino a quello esterno. Il corretto allineamento di ogni componente ottico viene controllato illuminando l'ottica con una sorgente di luce UV e monitorando il valore dell'HEW, posizionando l'ottica in verticale per minimizzare le deformazioni gravitazionali. Terminata l'integrazione dell'ultima shell viene montato anche lo spider frontale per conferire ulteriore stabilità al modulo ottico.

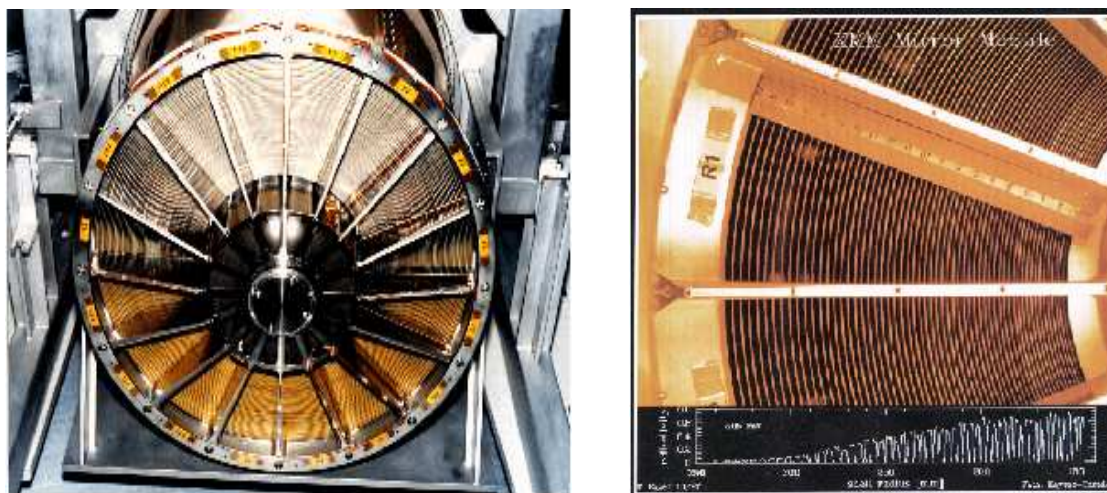


Figura 2.22: Uno dei tre moduli di XMM-Newton pronto per essere montato sul satellite. L'ingrandimento mette in evidenza l'alto tasso di nidificazione delle shells. (Crediti: ESA)

### Utilizzo di materiali ceramici

Con l'intento di migliorare il rapporto area di raccolta/massa è stata esplorata l'ipotesi di realizzare i supporti con materiali ceramici leggeri al posto del Nickel. Per alcuni futuri telescopi che richiedono aree efficaci sempre maggiori si è presentato il problema del considerevole aumento di peso delle ottiche che si andrebbe così a creare. Il supporto in Nickel non garantisce i limiti richiesti e la necessità di trovare altri materiali che conferiscano ugualmente rigidità, ma maggior leggerezza, ha portato la ricerca a concentrarsi sull'utilizzo di materiali ceramici quali il *Carburo di Silicio* SiC (vedi bibl. [25] e [26]) o il Berillio (già utilizzato per gli specchi di EXOSAT). La tecnica della replica rimane un valido processo produttivo anche utilizzando questi materiali.

Come mostra il diagramma in figura 2.23 le modifiche da apportare al processo sono limitate:

1. a partire dal mandrino superpulito con depositato lo strato di materiale riflettente (esattamente come nel caso precedente) se ne produce una copia in SiC leggermente più grande (circa 100-150  $\mu\text{m}$ );
2. il mandrino e la shell in materiale ceramico vengono inseriti uno dentro l'altro. Il piccolo gap tra i due viene riempito con una speciale *resina epossidica*;
3. la separazione della shell dal mandrino avviene esattamente come nel caso precedente, tramite raffreddamento.

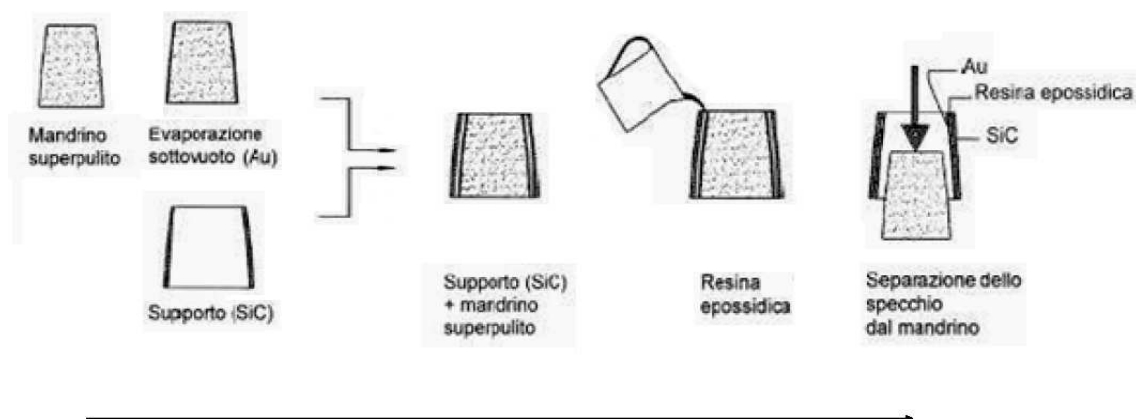


Figura 2.23: Realizzazione di specchi per replica tramite l'impiego di materiali ceramici in sostituzione dell'elettroformatura del Nickel

Notevoli sono i vantaggi ottenibili rinunciando al Nickel per questi altri materiali. La minor densità ( $3.2\text{-}3.4 \text{ g/cm}^3$ ) consente di produrre ottiche con spessori maggiori, fondamentali per dare stabilità e robustezza a specchi che potrebbero raggiungere i 5 m di diametro; a vantaggio torna anche la maggiore elasticità dei materiali ceramici, diminuendo la probabilità che gli stress introdotti durante la fase di separazione lascino deformazioni

permanenti; infine le frequenze di risonanza sono maggiori rispetto a quelle del Nickel, tutte le vibrazioni generate durante il lancio del satellite introdurranno un minor numero di deformità.

Per contro è obbligata la produzione e la lavorazione di un numero doppio di mandrini: uno sul quale viene depositato lo strato riflettente, l'altro leggermente più grande per generare il sostegno ceramico. Questo maggiore il costo ed il tempo di produzione di ogni singolo specchio. Un processo studiato a tale scopo è il *Chemical Vapour Deposition* che segue le fasi schematizzate in figura 2.24.

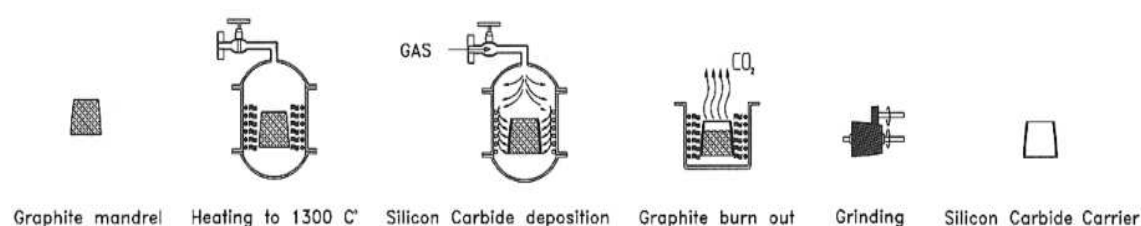


Figura 2.24: Processo produttivo del substrato in SiC chiamato Chemical Vapour Deposition.

Seguendo quanto appena descritto sono già stati prodotti presso INAF/OAB i primi prototipi di ottiche in SiC all'interno del progetto *Wide Field X-ray Telescope* (WFXT) verificando le aspettative. Utilizzando il più grosso dei mandrini di Beppo-SAX è stata ottenuta una shell con  $A_{eff}(1.5 keV) = 300 cm^2$  ed HEW < 15 arcsec.



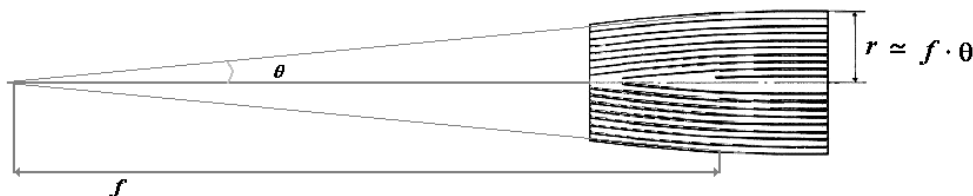
Figura 2.25: Prototipo di ottica realizzata per replica con substrato in Carburo di Silicio.

## Capitolo 3

# I telescopi per raggi-X duri

Nel capitolo precedente sono state esaminate le caratteristiche principali e le problematiche riguardanti i telescopi adottati per osservare gli oggetti celesti nel range energetico storicamente detto dei raggi-X molli,  $[0.1 \div 10]$  keV.

Fino ad ora l'osservazione del cielo oltre la decina di keV è avvenuta solo per mezzo di strumenti a vista diretta. In questo caso la radiazione non viene focalizzata, ma solo collimata e rivelata con una modesta sensibilità in flusso e capacità di imaging molto inferiori rispetto ai telescopi focalizzanti. La necessità di completare le osservazioni ad energie più elevate nel regime X e Gamma sta spingendo verso la ricerca di nuove soluzioni tecnologiche.



$$A_{\text{geo}} = \pi \cdot r^2 \propto f^2 \cdot \theta^2$$

Figura 3.1: Rappresentazione dell'area geometrica espressa dall'equazione 3.1 per un telescopio in configurazione Wolter I assumendo che il numero di shell nidificate sia tale da coprire interamente il buco centrale.

L'area efficace (vedi § 2.2.3 e figura 3.1) di un telescopio in configurazione Wolter I si può esprimere in prima approssimazione come:

$$A_{\text{eff}} = f^2 \cdot \theta_i^2 \cdot \mathcal{R}^2 \quad (3.1)$$

dove  $f$  è la lunghezza focale,  $\theta_i$  l'angolo di incidenza sulle ottiche ed  $\mathcal{R}$  la riflettività dello strato riflettente. Come visto nel § 2.1.1, alle alte energie l'angolo critico al di sotto del

quale si riesce a sfruttare la riflessione totale si riduce rapidamente. Per poter ottenere aree efficaci confrontabili con quelle dei telescopi per raggi-X soffici occorre quindi agire sulla lunghezza focale  $f$ . Portandola a valori alti, sopra i 10 metri, è possibile raggiungere diametri di apertura e quindi aree efficaci sufficientemente elevate.

In aggiunta a questa soluzione si può agire anche sulla capacità di riflessione dello specchio. Come già discusso, rivestimenti a singolo strato sono caratterizzati a riflettere da piccoli angoli di riflessione, molto piccoli ad energie superiori a 10 keV. I film multistrato, come vedremo nel corso del capitolo, permettono di aumentare l'intervallo angolare per il quale si verifica la riflessione dei raggi-X.

### 3.1 Specchi alla Bragg

La scoperta che i raggi-X possono essere diffratti viene dal premio Nobel Max von Laue il quale dimostrò matematicamente come il passaggio di onde luminose, i raggi-X, attraverso un reticolo di particelle periodico e cristallino potesse indurre il fenomeno della diffrazione. Nello stesso anno questa teoria venne anche verificata sperimentalmente da W. Friedrich e P. Knipping. Tale scoperta diede la definitiva conferma della natura elettromagnetica dei raggi-X e della natura reticolare dei cristalli (vedi bibl. [27]).

Solo pochi anni dopo William e Lawrence Bragg analizzarono la struttura dei cristalli utilizzando proprio la diffrazione dei raggi-X (vedi bibl. [28]). Analogamente alla struttura cristallina, anche un reticolo sintetico, costituito da strati paralleli di materiali a diverso indice di rifrazione, può diffrangere raggi-X. Semplificando la geometria, limitiamoci per ora al caso di due soli strati. Per soddisfare la condizione di interferenza costruttiva fra i raggi riflessi da due interfacce consecutive, la differenza di cammino ottico dei due raggi deve essere pari ad un numero intero di lunghezze d'onda.

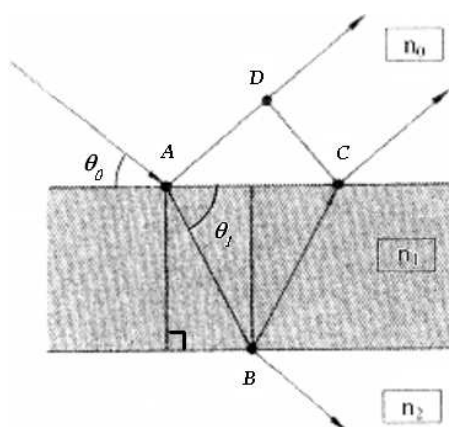


Figura 3.2: Interferenza in un singolo strato sottile.



Facendo riferimento alla figura 3.2, abbiamo quindi che la differenza di cammino ottico  $\Delta l$  è espressa da:

$$\Delta l = 2n_1\overline{AB} - n_0\overline{AD} = m\lambda \quad (3.2)$$

dove  $\overline{AB}$  ed  $\overline{AD}$  sono rispettivamente i cammini geometrici nei mezzi ad indice di rifrazione  $n_1$  ed  $n_0$ ,  $m$  è un numero intero positivo. Esplicitando le espressioni dei cammini ottici, indicando rispettivamente con  $\theta_0$  e  $\theta_1$  gli angoli di incidenza e rifrazione, otteniamo:

$$\overline{AB} = \frac{d}{\sin \theta_1} \quad (3.3)$$

$$\overline{AD} = \overline{AC} \cos \theta_0 = 2d \cot \theta_1 \cos \theta_0 \quad (3.4)$$

Sostituendo le espressioni appena trovate nella 3.2 e facendo uso della *legge di Snell*:

$$n_0 \cos \theta_0 = n_1 \cos \theta_1 \quad (3.5)$$

otteniamo:

$$\begin{aligned} m\lambda &= \\ &= 2n_1 \frac{d}{\sin \theta_1} - n_0 2d \cot \theta_1 \cos \theta_0 \\ &= 2n_1 d \frac{1}{\sin \theta_1} - 2n_1 d \cot \theta_1 \cos \theta_1 \\ &= 2n_1 d \left( \frac{1}{\sin \theta_1} - \frac{\cos^2 \theta_1}{\sin \theta_1} \right) \\ &= 2n_1 d \sin \theta_1 \end{aligned} \quad (3.6)$$

nota col nome di *legge di Bragg*. Per ogni angolo di incidenza  $\theta_1$  può esistere una distanza  $d$  dei piani per la quale si verifica interferenza costruttiva del raggio ad energia  $E = \frac{h}{\lambda}$ . La 3.6 è alla base del funzionamento degli specchi per raggi-X duri.

### 3.1.1 I multistrati periodici

Attualmente non si sono ancora sfruttati i cristalli per realizzare ottiche riflettenti per telescopi per astronomia in raggi-X. Nel mondo scientifico sono però presenti gruppi di ricerca che stanno studiando metodi per la realizzazione di ottiche di questo tipo.

Allo stato dell'arte esistono lenti, chiamate concentratori alla Laue, che utilizzano i cristalli in trasmissione per focheggiare i fotoni X. Al vantaggio di ridurre la superficie interessata alla rifrazione della radiazione si accosta l'inconveniente dell'efficienza. La radiazione deve attraversare il cristallo e l'assorbimento fotoelettrico diventa un fattore limitante al punto che solamente la parte molto energetica dello spettro X può essere efficientemente rilevata, ottiche di questo tipo sono difatti utilizzabili solamente oltre i 100 keV. Attualmente sono in fase di studio telescopi in raggi Gamma come Gamma-Ray Imager (vedi bibl. [29]) che sfruttano i concentratori alla Laue.

Oltre a quanto appena riportato è in fase di studio anche l'utilizzo dei cristalli nella configurazione Bragg, tali ottiche sono dette a mosaico. In questo caso la luce X verrebbe

riflessa e focalizzata da un'ottica ad incidenza radente il cui strato riflettente verrebbe ad essere costituito da materiali che mostrano una struttura cristallina (Si, Ge, HOPG). Un esempio di tali studi può essere trovato in [30] dove si vuole utilizzare HOPG (Highly Oriented Pyrolytic Graphite) come materiale riflettente. Tecnologicamente risulta però difficile ottenerne fogli cristallini molto sottili, oltre che le difficoltà nel dare la forma cilindrica allo specchio.

Una soluzione è quella di simulare la struttura di un cristallo naturale con un reticolo sintetico. Questo tipo di rivestimento è generalmente chiamato specchio *multistrato* o *multilayer*, ovvero una serie di bistrati costituiti da due materiali con un forte contrasto di densità e quindi di indice di rifrazione. Uno a densità molto alta detto *assorbitore*, tipicamente Mo, W, Pt o Ni e con il ruolo di riflettere l'onda incidente; un secondo più leggero, detto *spaziatore*, ad esempio Si o C, per mantenere i due strati riflettenti alla distanza che permette l'interferenza costruttiva. La singola coppia di strati è chiamata *bistrato*: lo spessore dell'assorbitore e dello spaziatore è indicato rispettivamente con  $d_h$  e  $d_l$ , il *periodo* è definito come  $d = d_h + d_l$ . Di grande importanza nella caratterizzazione di un multilayer è il rapporto tra lo spessore dell'assorbitore e quello totale del bistrato chiamato *fattore Gamma*:  $\Gamma = \frac{d_h}{d}$ ,  $0 < \Gamma < 1$ . Nella maggioranza dei casi un multistrato viene progettato con  $d_h \ll d_l$ , come verrà discusso successivamente.

Uno schema di quanto appena descritto è visibile nella parte sinistra di figura 3.3, mentre a destra ne viene mostrata una immagine fotografica TEM.

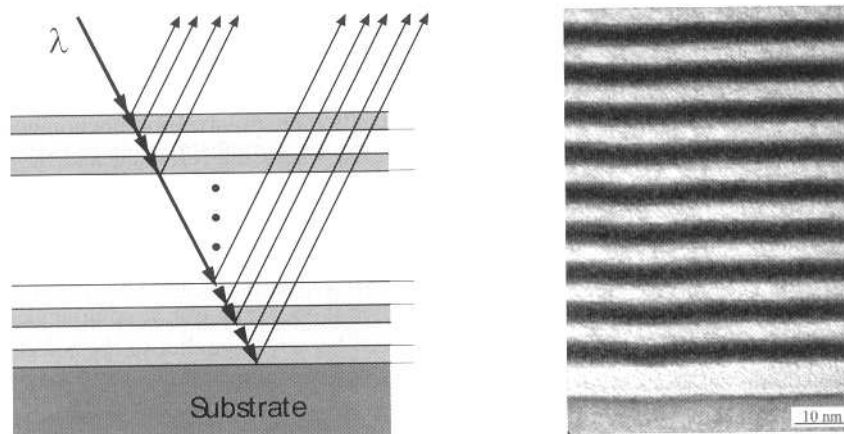


Figura 3.3: (sinistra) Illustrazione del concetto di multistrato: i raggi-X penetrano nella struttura e per determinati angoli di incidenza vengono riflessi con interferenza costruttiva dagli strati di materiale assorbitore. (destra) Sezione di un multistrato fotografato con il TEM (Transmission Electron Microscope): un fascio di elettroni viene fatto incidere sulla sezione di un campione multilayer, questa “luce” viene assorbita proporzionalmente alla densità del materiale (quindi meno dal materiale poco denso) rendendo possibile identificare le bande chiare con gli strati di materiale spaziatore (in questo caso Si).

L'idea alla base di un multistrato è semplice: se una singola interfaccia riflette poca radiazione, possiamo pensare di utilizzarne tante in parallelo per sommare i piccoli contributi di ognuna. Uno specchio costruito con queste specifiche permette un maggior ventaglio di angoli di incidenza per i quali la riflettività mantiene valori soddisfacenti. Ad esempio, fissando un valore energetico all'onda incidente, la struttura periodica del multilayer produce dei picchi di riflettività in corrispondenza degli angoli di incidenza che soddisfano la legge di Bragg. Tali picchi sono appunto noti con il nome di *picchi di Bragg*.

Invertendo il ragionamento e fissando un angolo di incidenza, ad esempio l'angolo critico del materiale assorbitore, il nostro specchio sarà in grado di riflettere efficacemente anche raggi ad energie elevate. Difatti la riflettività di ogni interfaccia diminuisce rapidamente dopo l'angolo critico, ma non si annulla completamente. Sommando in fase i piccoli contributi di ogni interfaccia si riesce a riflettere un'alta percentuale dell'onda incidente. I grafici di figura 3.4 mostrano un chiaro esempio di quanto appena spiegato.

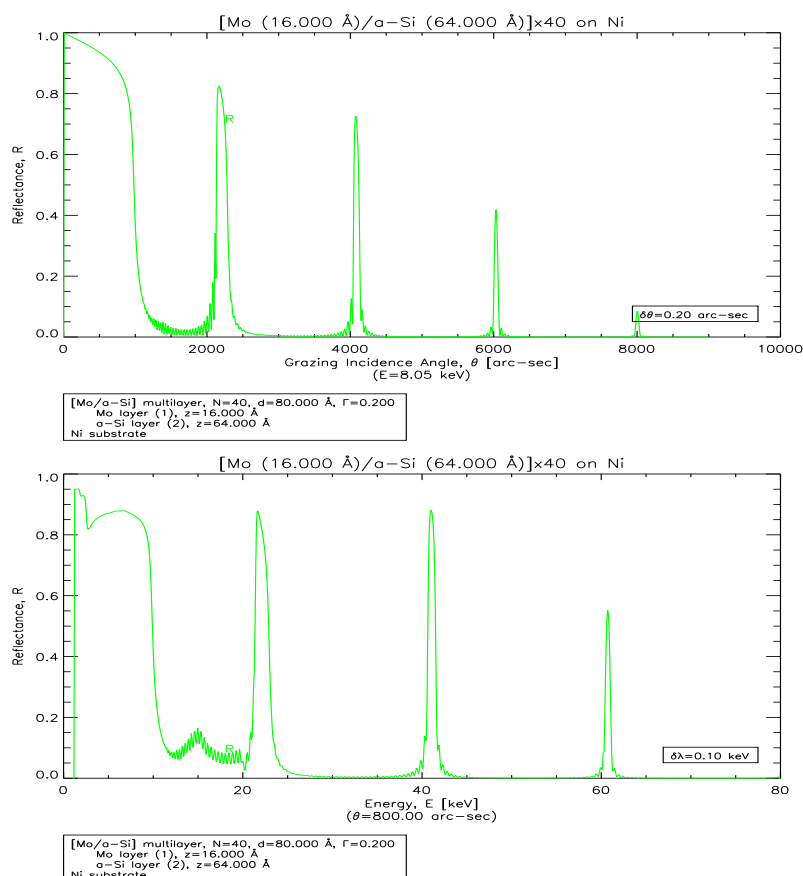


Figura 3.4: Riflettività di un multistrato in Mo/Si simulata con il software IMD (vedi bibl. [31]). (alto) Fissata l'energia dell'onda incidente a 8.05 keV la posizione angolare dei picchi segue la legge di Bragg. (basso) Analogamente fissando l'angolo di incidenza a 800".

L'espressione 3.6 data precedentemente per la legge di Bragg è strettamente valida nel caso di un cristallo, cioè una successione di piani riflettenti (assorbitore) e vuoto (spaziatore) perfettamente identici, distanziati di pochi ångströms e con un contrasto di densità ottimale. In una situazione del genere non si ha rifrazione fra uno strato ed il successivo.

Un multilayer non risponde esattamente a questa descrizione, dobbiamo inserire nel conto anche la rifrazione tra assorbitore e spaziatore per ottenere l'esatta posizione dei picchi di riflessione.

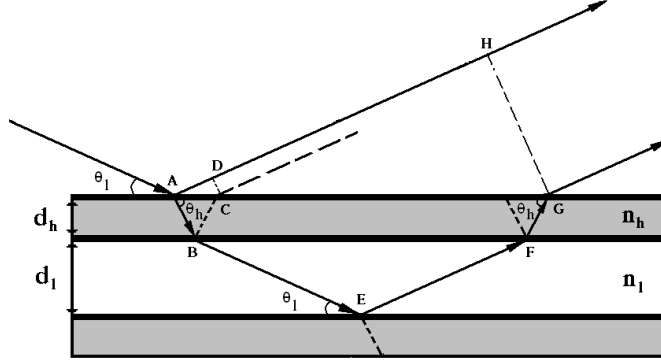


Figura 3.5: Cammino ottico di un raggio di luce attraverso un bi-strato.

Con riferimento alla figura 3.5 e seguendo la dimostrazione riportata in [32], con semplici considerazioni geometriche ricaviamo la condizione di interferenza costruttiva per ogni bi-strato:

$$2n_h \overline{AB} + 2n_l \overline{BE} - n_l \overline{AH} = m\lambda \quad (3.7)$$

dove:

$$\begin{aligned} \overline{AB} &= \frac{d_h}{\sin \theta_h} \\ \overline{BE} &= \frac{d_l}{\sin \theta_l} \\ \overline{AH} &= \overline{AG} \cos \theta_l = 2(d_h \cot \theta_h + d_l \cot \theta_l) \cos \theta_l \end{aligned}$$

Sostituendo nella 3.7 e svolgendo i calcoli otteniamo:

$$2n_h d_h \sin \theta_h + 2n_l d_l \sin \theta_l = m\lambda \quad (3.8)$$

Dalla legge di Snell 3.5 possiamo esprimere  $n_h \sin \theta_h$  come:

$$n_h \sin \theta_h = \left( n_h^2 - n_h^2 \cos^2 \theta_h \right)^{1/2} = \left( n_h^2 - \cos^2 \theta_i \right)^{1/2} \quad (3.9)$$

e analogamente per l'espressione di  $n_l \sin \theta_l$ . Approssimando ora l'indice di rifrazione a  $n_{h,l}^2 \approx 1 - 2\delta_{h,l}$ , la 3.8 diventa:

$$2d_h \left( \sin^2 \theta_i - 2\delta_h \right)^{1/2} + 2d_l \left( \sin^2 \theta_i - 2\delta_l \right)^{1/2} = m\lambda \quad (3.10)$$

Con le definizioni date precedentemente del fattore  $\Gamma$  e dell'angolo critico  $\alpha_c = \sqrt{2\delta}$  e ricordando che i picchi di Bragg vengono sempre osservati quando  $\sin^2 \theta_i \gg 2\delta_k$  con  $k = h, l$  possiamo scrivere la *legge di Bragg corretta per la rifrazione*:

$$2d \sin \theta_i \sqrt{1 - 2 \frac{\Gamma \delta_h + (1 - \Gamma) \delta_l}{\sin^2 \theta_i}} = m\lambda \quad (3.11)$$

Questa ci restituisce l'esatta posizione dei picchi di Bragg per un multistrato periodico.

Per quanto riguarda la riflettività, in letteratura è possibile trovare una rigorosa teoria formulata da Rouard nel 1937 (vedi bibl. [33]) e successivamente richiamata da Parrat, Underwood e Barbee che ne consente la modellizzazione. Qualsiasi tipo di multilayer può essere trattato, indipendentemente dalla distribuzione degli spessori, inserendo come variabili l'energia e l'angolo di incidenza. Partendo dall'espressione 2.3 della riflettività di Fresnel valida per un singolo strato si aggiunge il secondo che darà:

$$\mathcal{R}_2 = \frac{r_{21} + \mathcal{R}_1 e^{-1\Delta\phi_1}}{1 + r_{21} \mathcal{R}_1 e^{-1\Delta\phi_1}} \quad \Delta\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} 2d_1 n_1 \sin \theta_1 \quad (3.12)$$

dove abbiamo indicato  $\mathcal{R}_1 = r_{01}$  e con  $\Delta\phi_1$  il cambio di fase. Proseguendo con il successivo strato possiamo calcolare il nuovo valore della riflettività. Così fino allo strato N-esimo finale, ricorsivamente:

$$\mathcal{R}_{j+1} = \frac{r_{j+1j} + \mathcal{R}_j e^{-1\Delta\phi_j}}{1 + r_{j+1j} \mathcal{R}_j e^{-1\Delta\phi_j}} \quad \Delta\phi_j = \frac{2\pi}{\lambda} 2d_j n_j \sin \theta_j \quad (3.13)$$

La riflettività è data dal quadrato dell'ampiezza di riflessione  $R = |\mathcal{R}_N|^2$ . In prossimità del picco di Bragg in un multilayer ideale (cioè in assenza di assorbimento) tale grandezza è una funzione crescente del numero di bi-strati: linearmente per piccoli valori di N, man mano sempre più lentamente all'avvicinarsi del massimo che raggiunge asintoticamente.

Inoltre è possibile mostrare come la riflettività dell'm-esimo picco sia modulata dal termine  $\sin^2(\pi m \Gamma)$ , cioè il fattore Gamma determina l'intensità relativa dei vari picchi. In particolare avremo che tutti i picchi con  $m \propto \Gamma^{-1}$  verranno fortemente attenuati, vediamo come.

La riflettività del multistrato viene calcolata sommando sia i raggi dovuti alle transizioni spaziatore/assorbitore che assorbitore/spaziatore. Questi hanno la stessa intensità  $|E_{sa}|^2 = |E_{as}|^2$ , ma una differenza di fase pari a:

$$\Delta\theta = \pi + \frac{4\pi}{\lambda} \Gamma d \sin \theta = 2\pi \left( m\Gamma + \frac{1}{2} \right) \quad (3.14)$$

L'ampiezza totale che ne risulta è:

$$|E_{sa} + E_{as}|^2 = 2|E_{sa}|^2(1 + \cos \Delta\theta) = 2|E_{sa}|^2 \sin^2(\pi m \Gamma) \quad (3.15)$$

Solo nel caso particolare in cui  $\Gamma = 0.5$  non si hanno differenze nel cammino ottico e tutte le onde vengono sommate in fase. Questo tipo di configurazione è chiamata a *quarto*

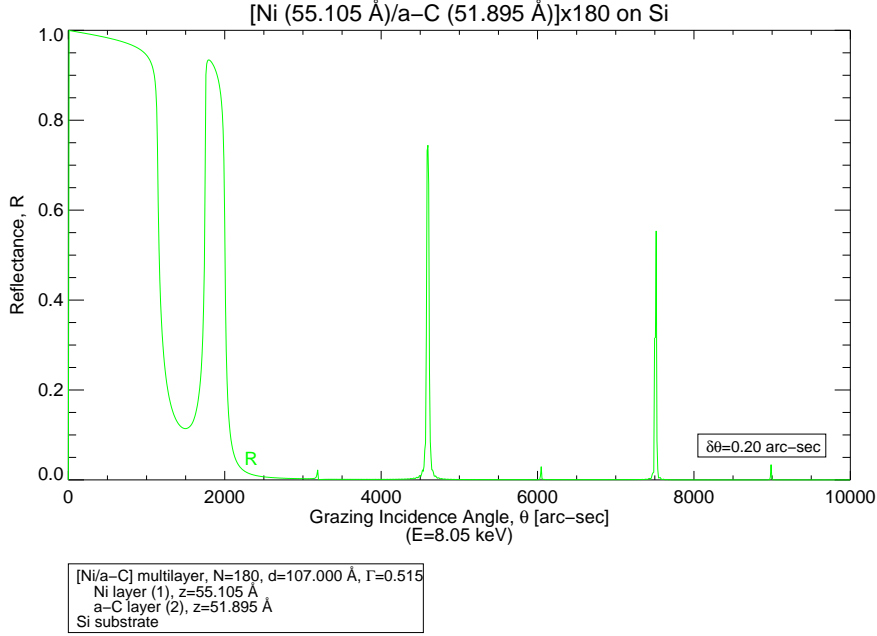


Figura 3.6: La riflettività di un multistrato in Ni/C. È evidente l'abbattimento del picco di secondo ordine, e dei suoi multipli, causato dal valore di  $\Gamma \simeq 0.5$ .

*d'onda*. Un chiaro esempio di questa situazione è mostrato dal grafico di riflettività visibile in figura 3.6.

Contrariamente a quanto ci si aspetterebbe questa è una soluzione raramente usata per le applicazioni astrofisiche. Infatti l'indice di rifrazione  $n$  contiene anche una parte immaginaria che tiene in conto dell'assorbimento. L'elevato spessore del materiale ad alto  $Z$  si tradurrebbe in un assorbimento troppo intenso del raggio incidente restituendo bassi valori di riflettività. La ricerca del miglior valore di Gamma è quindi una tappa fondamentale nella progettazione di un multilayer. Vinogradov e Zeldovich (vedi bibl. [34] e [35]), in un lavoro del 1977, hanno ricavato analiticamente

$$\tan \pi\Gamma = \pi \left[ \Gamma + \frac{\beta_l}{\beta_h - \beta_l} \right] \quad (3.16)$$

valida però in *incidenza normale*. Come si nota, la dipendenza dalla coppia di materiali scelti è basilare.

Ponendo ulteriore attenzione a quanto mostra il grafico in alto di figura 3.4 si nota anche la presenza di picchi secondari, che sono indice di buona regolarità del periodo del multilayer. Si può mostrare che il loro numero è pari a  $N - 2$  dove  $N$  rappresenta il numero di bi-strati del multilayer. Quindi il numero di picchi secondari che è possibile contare può essere utilizzato, in fase di caratterizzazione, come stima del numero di bi-strati di cui è costituito il multilayer.

Il potere risolutivo del multistrato, ovvero la larghezza a metà altezza del picco di Bragg, sarà allora dato dalla stessa equazione applicabile ai reticoli di diffrazione:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta\theta} \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} = \frac{1}{2} N_{max} m \quad (3.17)$$

dove  $N_{max}$  è il numero di bi-strati coinvolti nella riflessione. Maggiore risulterà il numero effettivo di bi-strati interessati all'assorbimento dell'onda, minore sarà la larghezza dei picchi (aumenta il potere risolutivo) e la riflettività dovuta al singolo strato.

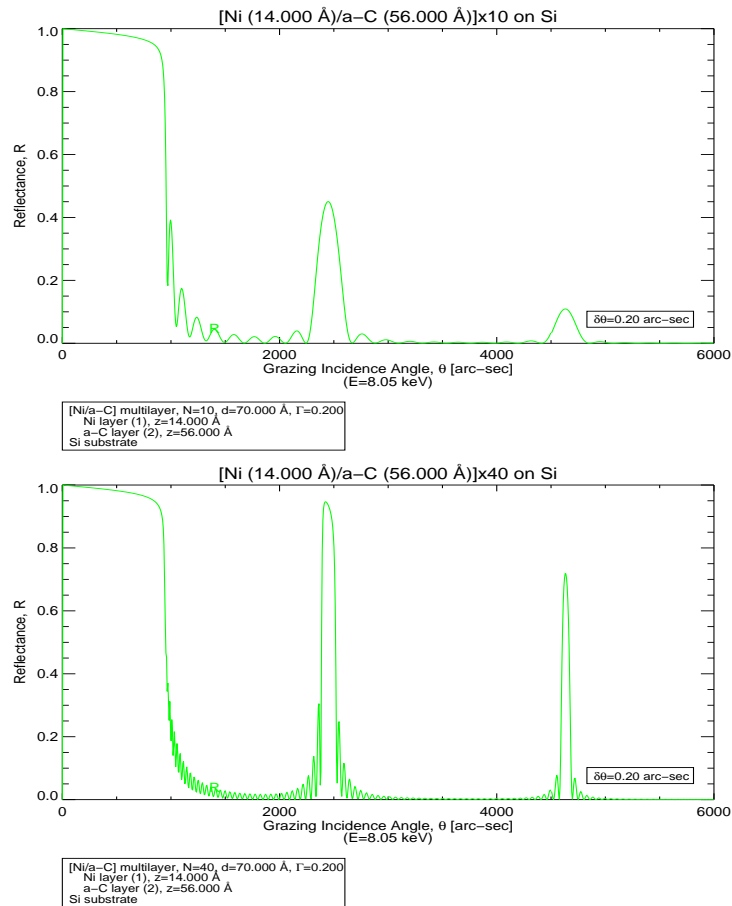


Figura 3.7: Riflettività di un multistrato in Ni/C. (sinistra) La presenza di pochi bistrati mette ben in evidenza i picchi secondari. (destra) Aumentando il numero totale di bistrati la distanza angolare dei picchi secondari si riduce notevolmente, mentre i picchi primari vengono amplificati e ristretti.

### 3.1.2 I multistrati graduati

I multistrati periodici appena descritti non vengono però generalmente impiegati nel campo della focalizzazione in applicazioni di astronomia in raggi-X duri perché la riflettività assume valori alti solo saltuariamente e per un ristretto range di angoli di incidenza prima di ridiminuire fortemente verso lo zero. Un allargamento della banda energetica a cui gli specchi sono sensibili è possibile grazie ad un'ottimizzazione degli spessori lungo la pila di bi-strati. Facendo variare il periodo di ogni bi-strato è possibile estendere la zona in cui la riflettività mantiene valori considerevolmente diversi da zero. Tali multistrati prendono il nome di *multistrati graduati* e le ottiche con un rivestimento di questo tipo vengono chiamate *supermirror*.

L'idea alla base è, per un dato angolo di incidenza, di riflettere l'energia del fascio incidente a diversi livelli entro il multilayer. Per fare questo si fanno variare gli spessori lungo la serie in modo tale che quelli minori risultino più in profondità nella struttura del multilayer. In questo modo le energie più elevate, che soffrono meno l'assorbimento fotoelettrico e penetrano maggiormente, saranno riflesse al termine della serie del d-spacing. A tal fine il numero totale di bistrati, solitamente oltre il centinaio, risulta essere molto maggiore di quanto necessario per un multilayer periodico.

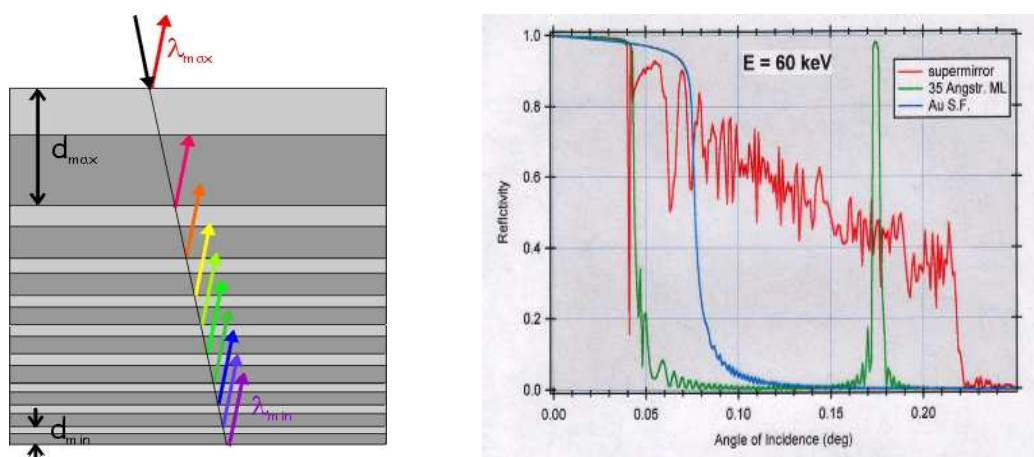


Figura 3.8: (sinistra) Schema di un multistrato graduato. Lo spessore di ogni bi-strato diminuisce andando dall'alto al basso della pila di strati. (destra) Riflettività a confronto: nella linea verde, dovuta ad un multilayer periodico, è ben evidente il primo picco di Bragg; la linea rossa (supermirror) mostra come la riflettività si estenda su un range angolare molto maggiore.

Il calcolo della riflettività totale di un multilayer graduato può essere effettuato utilizzando la teoria ricorsiva (equazione 3.13) menzionata precedentemente. Il termine  $d_j$  non è più costante, ma funzione del numero del bi-strato cui è riferito:  $d_j = d(j)$ . L'andamento del periodo lungo il multistrato è appunto la funzione che viene cercata per ottenere la curva di riflettività voluta. Generalmente in campo astrofisico lo scopo è massimizzare



l'area efficace dello specchio su un definito range energetico, quindi avere una curva di riflettività il più possibile continua in funzione dell'energia incidente.

Lo studio dei multilayer a larga banda fu inizialmente compiuto nell'ottico da Heavens e Liddell nel 1966 e da Mezei nel 1988 per i neutroni. L'idea di Mezei fu poi ripresa e generalizzata in un lavoro di Joensen *et al.* del 1995 (vedi bibl. [36]). L'esito dello studio portò a usare come metodo per descrivere l'andamento degli spessori di un supermirror la seguente legge di potenza:

$$d(j) = \frac{a}{(b + j)^c} \quad (3.18)$$

dove  $a$ ,  $b$  e  $c$  sono parametri liberi da ottimizzare. La funzione risultante è decrescente: gli strati più spessi situati in cima alla pila vengono coinvolti nella riflessione dei raggi ad energia minore; al contrario i più sottili, posti in fondo, entrano in gioco per i raggi più energetici che penetrano maggiormente nella struttura del multistrato.

Per le applicazioni nei raggi-X, dove l'assorbimento non è trascurabile, le migliori prestazioni si ottengono con un valore di  $\Gamma < 0.5$ . Un'altra limitazione viene dalla rugosità  $\sigma$  di interfaccia non inserita in questa analisi. La riduzione della riflettività causata da  $\sigma$  porta ad incrementare il numero di strati necessari aumentando anche l'assorbimento totale del multistrato.

Il problema dell'ottimizzazione di tali parametri non è banale. Il parametro  $a$  viene generalmente ricavato dalla legge di Bragg in base alla massima lunghezza d'onda che si vuole riflettere:  $a \simeq \frac{\lambda_{max}}{2 \sin \theta}$ . Il criterio di scelta degli altri due dipende dalla figura di merito. Ad esempio, volendo massimizzare l'area efficace su una determinata banda energetica mantenendo la riflettività il più possibile piatta in funzione dell'angolo di incidenza si è trovato che  $c = 0.25$  e  $-1 < b < 0$  (vedi bibl. [37]).

Nel disegno completo di uno specchio multilayer entrano numerose altre variabili che complicano considerevolmente il calcolo numerico. Molti codici scritti allo scopo di cercare la miglior soluzione al problema posto sfruttano algoritmi per la minimizzazione come *amoeba* o *downhill annealing*. Il primo consiste in una serie di piccoli movimenti random del set di  $N$  parametri che descrivono il multistrato. Uno di questi codici sviluppato per ottimizzare i parametri dei multistrati per le ottiche di HEXIT e XEUS (vedi bibl. [38] e [39]) riavvia amoeba, con un differente valore iniziale del set di parametri, ogni volta che questo trova una soluzione. Tale procedura chiamata *iterated simplex* permette di scartare le soluzioni dovute ai minimi locali.

*Downhill annealing* associa ad ogni punto dello spazio  $N$ -dimensionale dei parametri uno stato microscopico di  $N$  particelle: la ricerca del minimo viene compiuta come se si trattasse di un processo di termalizzazione ad una certa temperatura nel quale la figura di merito (ad esempio l'area efficace in un determinato intervallo di energia) ha il ruolo dell'energia e gli  $N$  parametri seguono la distribuzione di Boltzmann. Questo algoritmo è implementato nel software PPM (vedi bibl. [40]), sviluppato da A. Mirone (ESRF), per il FIT delle curve di riflettività.

### 3.2 Realizzazione di ottiche multilayer per raggi-X duri

Attualmente non esistono satelliti che ospitano telescopi focalizzanti per raggi-X duri. Tuttavia sono ormai pronte le tecnologie per permettere la deposizione di strati sottili adeguatamente uniformi e poco rugosi. I notevoli progressi compiuti negli ultimi dieci anni lasciano prevedere la messa in orbita dei primi telescopi focalizzanti i raggi-X duri entro breve tempo.

A questo scopo è rivolta la ricerca dell'“X-ray astronomy group” dell'Osservatorio Astronomico di Brera-Merate (INAF/OAB) presso il quale è stato svolto questo lavoro di tesi. L'obiettivo è l'estensione della tecnica di replica tramite elettroformatura del Nickel, descritta nel § 2.4.3, agli specchi con copertura multilayer. Sono stati realizzati diversi prototipi, al cui sviluppo ha partecipato pure l'autore di questa tesi, in preparazione alle future missioni in raggi-X duri. I risultati dei test sono esposti nel capitolo 6.

Diversi sono i metodi possibili. In Giappone, presso la Nagoya University, si sta sperimentando un'estensione della tecnica dei substrati sottili a cui viene associato un processo di replica del film multilayer. La deposizione del multistrato avviene sulla superficie di un mandrino, il substrato è costituito da fogli sottili di alluminio (come già fatto per ASCA e SODART) che verranno successivamente applicati al mandrino rivestito del multilayer. Sfruttando questa tecnica è stato completato InFOCuS (vedi bibl. [41]), un telescopio con risoluzione angolare di circa 3-4 arcmin.

Un altro metodo è stato seguito al California Institute of Technology (Caltech) da F. Harrison e F. Christensen. Utilizzando sottili fogli di vetro formati termicamente è stato realizzato il substrato suddiviso in segmenti. Il multilayer graduato utilizzato come superficie riflettente è stato depositato per magnetron sputtering (vedi bibl. [42]). Il telescopio realizzato, High Energy Focusing Telescope (HEFT) volato su pallone, è risultato avere una risoluzione angolare di 1,2 arcmin in termini di HEW.

Una valida alternativa ai precedenti metodi viene offerta dalla possibilità di estendere la replica tramite elettroformatura del Nickel alle ottiche multistrato. I vantaggi presentati dalla replica possono essere riassunti in:

- struttura monolitica dell'ottica che riduce gli errori di figura;
- semplificazione del processo di integrazione delle singole shells;
- possibilità di produrre in serie un elevato numero di moduli ottici di identiche prestazioni;
- non ci sono limitazioni, in linea di principio, al tipo di profilo longitudinale (Wolter I, doppio cono, etc).

I due possibili metodi sono schematizzati nelle figure 3.9 e 3.10. La prima idea prevede la deposizione del multistrato sul mandrino superpulito per poi far crescere le pareti della shell. In alternativa si sta esplorando la possibilità di far crescere il multistrato all'interno di un substrato in Nickel precedentemente ottenuto per replica.

### 3.2.1 Estensione della replica con elettroformatura di Ni: metodo diretto

Questo studio è portato avanti nel contesto del progetto ASI: “High energy payload preliminary project” che coinvolge vari istituti di ricerca tra cui INAF/OAB, IASF, Politecnico di Milano e le ditte Media Lario Techn. e LABEN. La finalità di tale studio è la realizzazione di un’ottica per raggi-X duri con specchi multilayer.

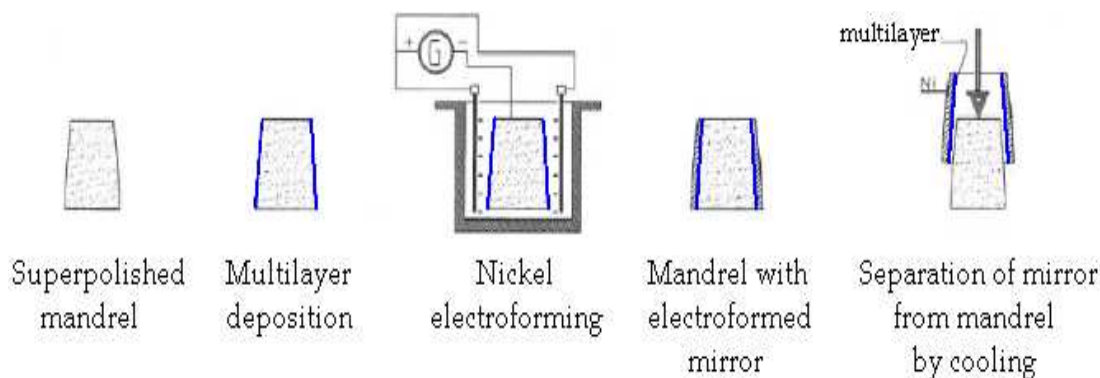


Figura 3.9: Rappresentazione della replica estesa alle ottiche multilayer. Si deposita direttamente il multilayer sul mandrino superpulito al posto dello strato di Oro. In ultimo avviene l’elettroformatura del Nickel che andrà a costituire le pareti della shell.

Differisce dalla tradizionale tecnica di replica delle ottiche solo nella fase di deposizione del materiale riflettente. Al posto del singolo strato in Oro viene depositato il multistrato. Infine, si prosegue con il bagno nella vasca di elettroformatura del Nickel per formare il substrato dello specchio.

La fase di elettroformatura e la successiva di separazione potrebbero sottoporre la delicata struttura del multistrato a notevoli stress che possono introdurre un degrado nelle performance ottiche. Per questo motivo è molto importante utilizzare un adeguato agente di rilascio che possa minimizzare tali problemi, facilitando il distacco della shell dal mandrino. Per contro non si hanno limitazioni sul diametro minimo delle ottiche realizzabili (vedi gli specchi per HEXIT), il processo coinvolge un piccolo numero di step ed è assente il problema del surriscaldamento del substrato, ulteriore fonte di stress.

Seguendo questa tecnica sono state realizzate due ottiche. Una con multilayer in Ni/C (vedi bibl. [43]) depositato per ion-beam sputtering (vedi § 3.3.2), l’altra con rivestimento in Pt/C (vedi bibl. [44]) depositato con e-beam evaporation. Il processo di deposizione sul quale è stato deciso di concentrare lo studio è il secondo menzionato. Una descrizione del metodo e dei motivi che hanno portato a questa scelta è rimandata al § 3.3.1. È però importante evidenziare come la risoluzione angolare, in termini di HEW, misurata alle basse energie abbia restituito i valori previsti dalla metrologia del mandrino ( $\sim 41$  arcsec). Questo valore, anche se non del tutto soddisfacente e dovuto principalmente alla presenza di microfessure tra il mandrino e le due estensioni, ha tuttavia evidenziato come il processo

di integrazione utilizzato sia in grado di mantenere pressoché inalterata la figura della shell. Ad energie maggiori si è tuttavia registrato un consistente aumento nei valori di HEW ( $45 \div 60$  arcsec) la cui causa è imputabile a scattering derivante maggiormente dai primi due strati depositati sul mandrino. Questi sono risultati essere più spessi e probabilmente anche con un più alto livello di microrugosità del previsto per via di un comportamento poco stabile avuto dalla sorgente di deposizione.

È perciò necessaria sia una più alta qualità superficiale del mandrino, presumibilmente ottenibile evitando l'utilizzo delle estensioni, che un miglioramento del processo di deposizione/replica per ridurre il livello di microrugosità superficiale e di interfaccia all'interno del film multilayer. Non di minor importanza anche l'impiego di un agente di rilascio appropriato per ridurre al minimo i possibili stress derivanti dalla separazione della shell dal mandrino.

### 3.2.2 Estensione della replica con elettroformatura di Ni: metodo “indiretto”

La strada indiretta è attualmente esplorata in collaborazione con l'*Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics* (CfA) di Boston e il *Marshall Space Flight Center* (MSFC) di Huntsville, USA.

La deposizione del multistrato avviene tramite una sorgente DC magnetron sputtering (vedi § 3.3.3) inserita all'interno della shell precedentemente replicata. Il lavoro è volto soprattutto allo sviluppo delle ottiche di Constellation-X/XHT e SIMBOL-X.

Questa soluzione salvaguarda il multistrato dagli stress derivanti dalla fase di elettroformatura e distacco, ma espone il substrato ad un potenziale riscaldamento di  $50-100^\circ\text{C}$  che avviene durante la deposizione. La causa è una ravvicinata distanza della sorgente di sputtering alle pareti della shell. Il successivo raffreddamento può produrre zone di micro-stress all'interno della struttura del multilayer. Altro svantaggio è dato da una limitazione meccanica: inserire la sorgente di sputtering all'interno della shell rende impossibile la produzione di specchi dal diametro ridotto. Fortunatamente questa limitazione non coinvolge le ottiche di SIMBOL-X in quanto saranno di diametro elevato (30-60 cm).

Seguendo questo approccio sono già stati prodotti e caratterizzati diversi prototipi. Alcuni su substrato replicato in Italia da Media Lario Techn. utilizzando le apparecchiature con le quali vennero realizzati gli specchi di XMM, altri prodotti dall'istituto NASA/MSFC.

Il multilayer graduato viene depositato all'interno di una shell replicata con pareti spesse circa  $150-200 \mu\text{m}$ . Il test di tale ottica (vedi bibl. [45]) ha fornito una risoluzione angolare prossima alle specifiche richieste dai telescopi coinvolti nel progetto, un incoraggiante risultato che lascia prevedere ulteriori miglioramenti in tempi brevi.

Una più dettagliata analisi dei risultati ottenuti dal gruppo di ricerca INAF-OAB/CfA con le shell multistrato così prodotte è rimandata al Capitolo 6.

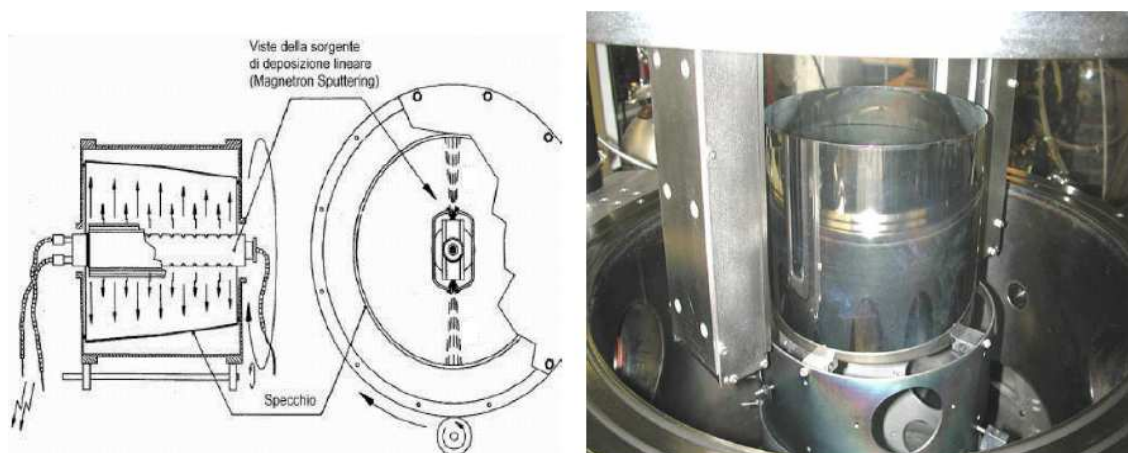


Figura 3.10: (sinistra) Schema della facility utilizzata per la crescita del multilayer all'interno di un substrato replicato con elettroformatura di Nickel. (Crediti: D. Garegnani) (destra) Fotografia della camera di deposizione per magnetron sputtering installata presso il CFA.

### 3.3 Metodi di deposizione di film sottili

Nel cammino di produzione che segue uno specchio per raggi-X, ricopre grande importanza la fase dedicata alla deposizione dei sottili strati di materiale riflettente, in particolare nel caso di coperture multilayer.

In tal caso, gli elementi da depositare sono alternativamente due con caratteristiche chimiche tendenzialmente ben diverse. Il monitoraggio degli spessori assume una importanza basilare: introdurre errori, anche di soli pochi ångströms, nell'altezza di uno strato impedisce il verificarsi di interferenza costruttiva compromettendo il profilo di riflettività atteso.

Infine, la presenza di microirregolarità nel substrato tende ad essere amplificata in seguito alla deposizione degli strati del film. Nel caso di copertura multilayer a larga banda, dove il numero degli strati è elevato e gli spessori molto ridotti, questo fattore può essere molto critico. Mantenere a valori molto bassi tale grandezza è di capitale importanza per ottenere multistrati funzionali, come mostra la seguente espressione per la riflettività in funzione della rugosità  $\sigma$ :

$$R_{\sigma} = r^2 \exp \left[ - \left( \frac{4\pi}{\lambda} \sigma n_1 \sin \theta_i \right)^2 \right] \quad (3.19)$$

conosciuta con il nome di *formula di Debye-Waller*, tiene conto della diminuzione di riflettività causata dallo scattering strato per strato nella formula ricorsiva per il calcolo della riflettività dei multilayer.

Dalle curve di figura 3.11 è ben visibile come la presenza di un alto valore di rugosità superficiale influisca abbassando drasticamente (1÷2 ordini di grandezza) la riflettività

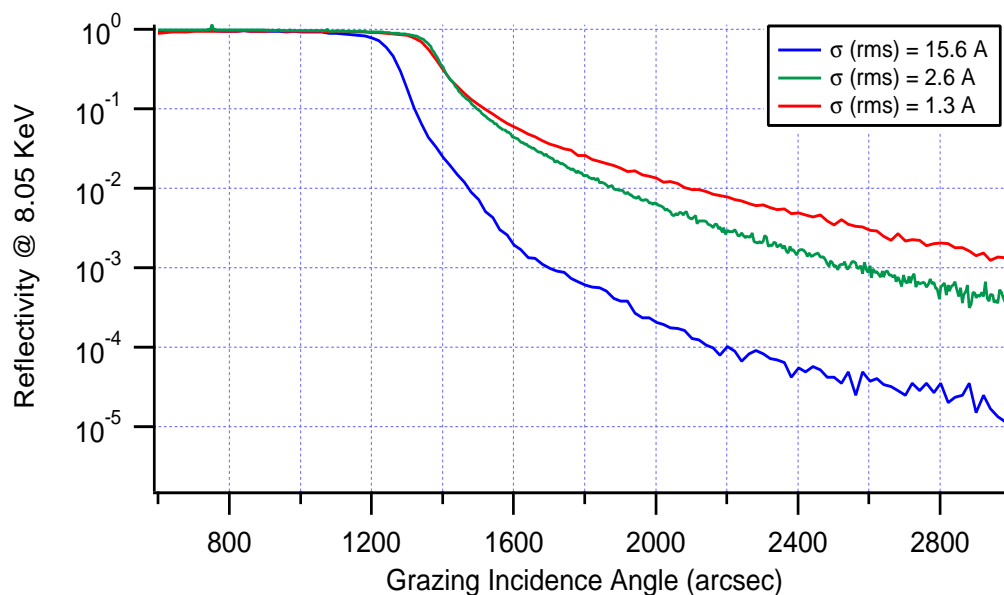


Figura 3.11: Misure di riflettività su tre diversi campioni in Ni lavorati portando la rugosità a valori man mano minori. La curva di riflettività segue una diminuzione esponenziale con l'aumentare dell'angolo di incidenza, nonché con il crescere della rugosità come descritto dall'equazione 3.19.

della superficie. Questo consistente abbattimento della riflettività porta a stabilire un limite superiore alla rugosità pari a circa  $5 \div 6 \text{ \AA}$  oltre il quale non è possibile ottenere curve di riflettività e quindi aree efficaci, tali da soddisfare le richieste (risoluzione angolare e sensibilità) dei futuri telescopi in raggi-X duri come SIMBOL-X o Con-X.

Nel presente paragrafo verrà data una descrizione delle caratteristiche dei principali metodi di deposizione utilizzati per i film multistrato.

### 3.3.1 Evaporazione con fascio elettronico (e-beam evaporation)

È probabilmente la tecnica più diffusa per depositare film sottili, adottata anche per la realizzazione degli specchi di XMM-Newton da Media Lario Techn., anche se di non semplice implementazione nel caso dei multilayer.

Il materiale da depositare, alloggiato in un crogiolo di materiale refrattario mantenuto sotto vuoto, è riscaldato per mezzo di un fascio di elettroni ad alta energia ( $5 \div 15 \text{ keV}$ ) e corrente (vari Ampère) accelerato direttamente sul materiale. Il contenuto evapora e successivamente condensa sul substrato. Il crogiolo invece viene raffreddato da un sistema a flussaggio di acqua. Uno schema di funzionamento è mostrato in figura 3.12.

Il processo di riscaldamento è molto efficace e consente una rapida deposizione dello strato riflettente. L'energia con cui gli atomi si vanno a posizionare sulla superficie

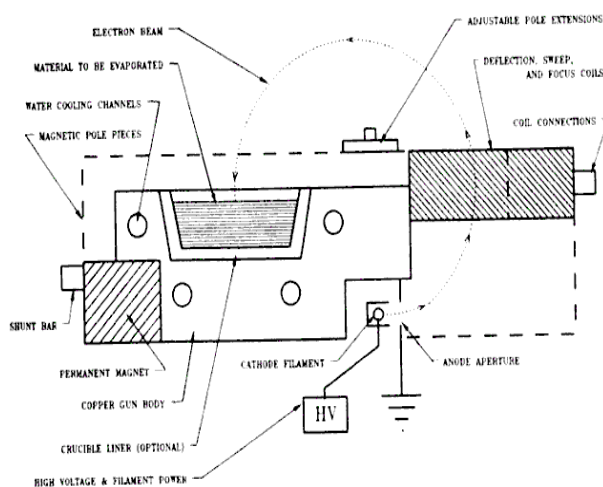


Figura 3.12: Schema di funzionamento di un sistema ad e-beam evaporation. Il fascio elettronico è deviato di  $270^\circ$  da un campo magnetico.

del mandrino, circa 0.1 eV, non è sufficientemente elevata da permetterne la diffusione superficiale.

È necessario un sistema di microbilance al quarzo per il monitoraggio in-situ dello spessore depositato. Un quarzo piezoelettrico viene posto dentro la camera di evaporazione e sottoposto al fascio di atomi. L'aumento di massa dovuto alla variazione dello spessore che man mano vi si deposita sopra produce una diminuzione della frequenza di oscillazione del quarzo (dell'ordine del MHz). Questa viene misurata per ricavarne l'informazione desiderata. La sensibilità di questa bilancia si attesta su variazioni di qualche Å per secondo, quindi molto buona in relazione alla precisione richiesta per gli strati singoli.

Nonostante la deposizione sia abbastanza anisotropa, si riescono a coprire vaste superfici come è stato per le ottiche di XMM. È però necessaria un'accurata configurazione della facility per l'utilizzo di tale metodo nel caso dei multistrati che richiedono un grado di uniformità elevato.

Come precedentemente menzionato tale metodo è stato scelto per la realizzazione di un prototipo di ottica con copertura multilayer in Pt/C (vedi bibl. [44]) perché permette la copertura di ampie superfici ad alti tassi di deposizione che si traduce in una rapida realizzazione di un vasto numero di ottiche. A livello industriale l'e-beam deposition è abbastanza diffuso, quindi la possibilità di non dover realizzare una facility dedicata consente di contenere i costi di produzione.

Un sistema Balzer di tale genere (vedi figura 3.13) è già installato presso la ditta Media Lario Techn. e fu efficacemente utilizzato in passato per gli specchi di XMM-Newton. Attualmente la camera a vuoto che ospita tale sistema è stata adattata alla deposizione di multilayer grazie alla presenza di un sistema multisorgente costituito di più crogioli, uno per ogni elemento da depositare del multistrato. Questo consente la deposizione del multilayer senza dover ventilare la camera al cambiamento del materiale da depositare. L'uniformità

della deposizione è ottenuta grazie ad una maschera di equalizzazione (butterfly mask) e mantenendo in rotazione il mandrino, mentre il controllo dell'altezza del materiale cresciuto avviene tramite un sistema retroattivo basato su microbilance al quarzo ed un sofisticato software che regola continuamente l'intensità del flusso elettronico per mantenere stabile il tasso di evaporazione. La facility è stata equipaggiata anche con una sorgente lineare di ioni (LIS) utilizzabile per favorire i processi di smoothing della superficie.

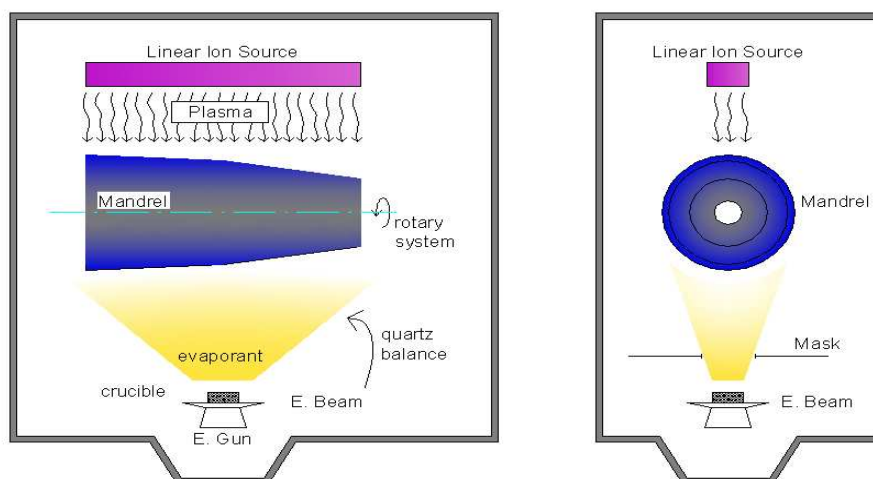


Figura 3.13: Schema di funzionamento del sistema di deposizione adottato. Il materiale (Pt, C, Ni, Mo, Si...) evaporato viene depositato, tramite un e-gun, su un mandrino tenuto in rotazione. Dalla parte opposta una sorgente lineare di ioni (LIS) contribuisce a migliorare la qualità dello strato depositato.

Per contro l'utilizzo dell'e-beam deposition non consente la stabilizzazione temporale del rate di deposizione a causa di varie ragioni quali grosse variazioni nella pressione della camera anche per piccole variazioni di temperatura e le variazioni della temperatura introdotte dai cambiamenti nella geometria superficiale del bersaglio da evaporare. Per risolvere questi problemi è perciò importante un controllo in-situ dello spessore compiuto, come già detto, tramite microbilance al quarzo. Un ulteriore svantaggio è dovuto all'impossibilità di regolare a piacimento l'energia cinetica delle particelle evaporate, che è determinata dalla curva della pressione di vapore del materiale. Questo si traduce in una minor densità del materiale depositato che può anche essere caratterizzato dalla presenza di pori con alcune inclusioni di gas.

Al fine di migliorare la qualità del film depositato si possono utilizzare delle varianti all'evaporazione introducendo dei sistemi di *Ion Etching* o di *Ion Assistance* come la LIS installata presso la facility di Media Lario sopra descritta. Questi apportano una maggior quantità di energia alla superficie da ricoprire, favorendo i processi di rilassamento delle microstrutture, che si traduce in un aumento della densità e della stabilità del film ed in un abbattimento della rugosità superficiale.



### 3.3.2 Ion Beam Sputtering, IBS

Il materiale da depositare viene fatto evaporare per bombardamento da un cannone ionico. In questo modo risulta molto più semplice controllare l'energia e la direzione del bombardamento. Generalmente vengono impiegati gas nobili, come  $\text{Ar}^+$  o  $\text{Kr}^+$ , per impedire reazioni chimiche di superficie. L'urto è elastico e gli ioni incidenti trasferiscono il loro momento agli atomi bersaglio. Per evitare evaporazione termica si abbassa la temperatura di quest'ultimo tramite un sistema di raffreddamento ad acqua. Naturalmente quanto più simile è la massa atomica dei due elementi (ione e atomo bersaglio) quanto più efficiente sarà il trasferimento di energia. Gli atomi così estratti vengono sottoposti ad un flusso elettronico che li farà depositare sul substrato.

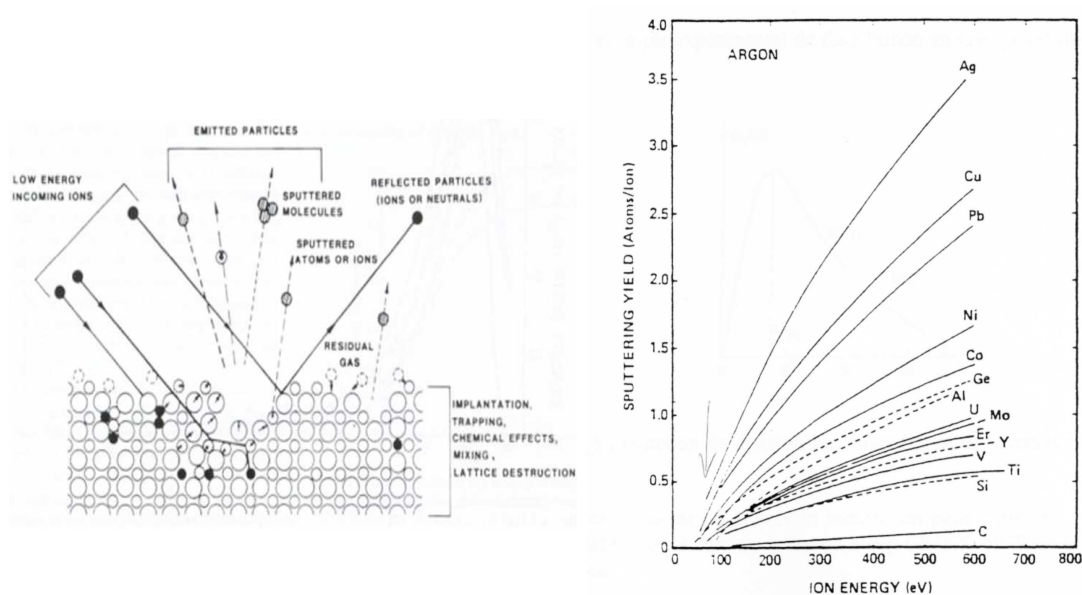


Figura 3.14: (sinistra) Interazioni dovute allo sputtering ionico che avvengono sulla superficie del bersaglio (Crediti: bibl. [46]). (destra) Curve del tasso di produzione per alcuni materiali sputterati in funzione dell'energia degli ioni incidenti.

Le caratteristiche del gas di atomi sputterati che si viene a formare dipendono fortemente dal tipo di "proiettile" usato, dalla sua energia cinetica, dall'angolo di incidenza, dalla natura del bersaglio.

Il tasso di produzione dello sputtering, numero di atomi liberati per ione incidente, è funzione dell'energia dei proiettili (vedi figura 3.14): aumenta dalle decine di eV fino a raggiungere il picco massimo a 10 keV. Ad energie ancora superiori gli ioni penetrano troppo a fondo nel bersaglio senza trasferire sufficiente momento agli atomi da estrarre.

Anche l'angolo di incidenza del fascio ionico gioca un ruolo importante: il tasso di produzione aumenta all'aumentare dell'angolo (proporzionalmente a  $\cos^{-1} \theta$ ) fino a raggiungere il massimo tra i  $60^\circ$  e gli  $80^\circ$ , incrementando ancora gli ioni vengono riflessi.

Il rate di deposizione rimane comunque considerevolmente minore di quanto ottenibile tramite evaporazione per e-beam.

L'elevata energia degli atomi liberati consente la deposizione di strati molto densi e quindi con alti indici di rifrazione. Inoltre lo spessore dei film depositati è ben controllabile grazie all'alta stabilità del tasso di evaporazione che è legato all'intensità del flusso ionico.

Affinché la deposizione sul substrato sia molto omogenea il fascio deve essere abbastanza grande da erodere uniformemente il bersaglio: la superficie da sottoporre a sputtering deve essere almeno un ordine di grandezza maggiore di quella che verrebbe usata in caso di evaporazione.

Una configurazione di cannoni ionici molto diffusa è fornita dalle sorgenti di tipo Kaufman, di cui uno schema è mostrato in figura 3.15. Dell'Argon viene ionizzato per mezzo di elettroni prodotti da un filamento e successivamente accelerati. Con questa configurazione si riesce ad ottenere un fascio con energie di diverse centinaia di keV ( $500 \div 2000$  keV). Il principale svantaggio di tale sistema è la presenza di sputtering dalle pareti contenitive della sorgente che introducono impurità.

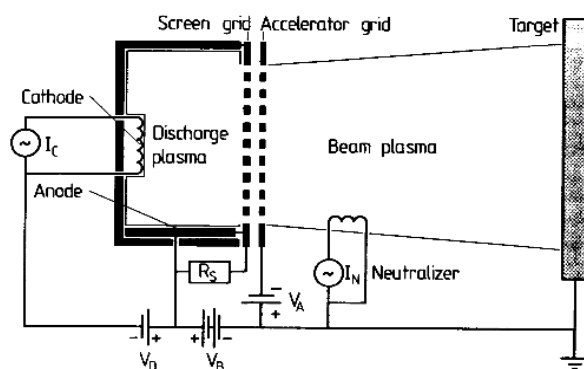


Figura 3.15: Configurazione alla Kaufman per una sorgente ionica.

La neutralizzazione del fascio può avvenire per mezzo di elettroni emessi da un filamento, che essendo però a sua volta bombardato, può diventare fonte di altre impurità. È quindi necessaria una schermatura, ad esempio utilizzando un gas non ionizzato (Plasma Bridge Neutralizer).

Il gas ionizzato viene tenuto ad una pressione di circa  $10^{-4}$  mbar, più alta di quanto utilizzato per i sistemi ad evaporazione ( $10^{-6}$  mbar). Come conseguenza, il libero cammino medio di una particella sputterata è molto minore: due ordini di grandezza in meno rispetto ad un sistema ad evaporazione. Proprio a causa di ciò la distanza tra bersaglio e substrato deve essere minima.

L'IBS può vantare una migliore direzionalità di deposizione rispetto agli altri metodi fin qui descritti tale da permettere la deposizione anche ad angoli vicini alla normale del substrato. Questa caratteristica è di grande importanza poiché la mancanza di direzionalità provoca l'effetto di ombreggiatura: primo responsabile dell'amplificazione della rugosità nei multilayer.

### 3.3.3 DC ed RF Magnetron Sputtering

Tecnica sviluppata per diminuire il riscaldamento del substrato ed incrementare il tasso di deposizione anche a bassi voltaggi. Il concetto di base è la possibilità di intrappolare e controllare elettroni liberi tramite l'utilizzo di un campo magnetico. L'intensità di quest'ultimo (200-500 G) è regolata in modo da non modificare significativamente la traiettoria degli ioni pesanti e degli atomi sputterati, gli elettroni invece rimangono confinati vicino al bersaglio e non bombardano il substrato. Altro vantaggio è la maggiore efficienza con cui si riesce a ionizzare il gas: gli elettroni intrappolati dal campo magnetico sono costretti a seguire un percorso chiuso. Il numero di collisioni tra gli atomi sputterati e gli ioni del plasma è limitato, ne consegue una maggior energia alle particelle liberate.

#### DC Magnetron Sputtering

Una delle configurazioni più efficienti è quella planare mostrata in figura 3.16. Al corpo in rame è fissata una superficie piana dove andranno alloggiate le placchette bersaglio da sputterare. I magneti sono inseriti nella parte posteriore del corpo e generano il campo magnetico, di forma semi-toroidale, di fronte alle placchette. Anche altre configurazioni possono essere adottate, l'importante però è che il campo magnetico sia perpendicolare al campo elettrico lungo il percorso chiuso per mantenere gli elettroni nel loop.

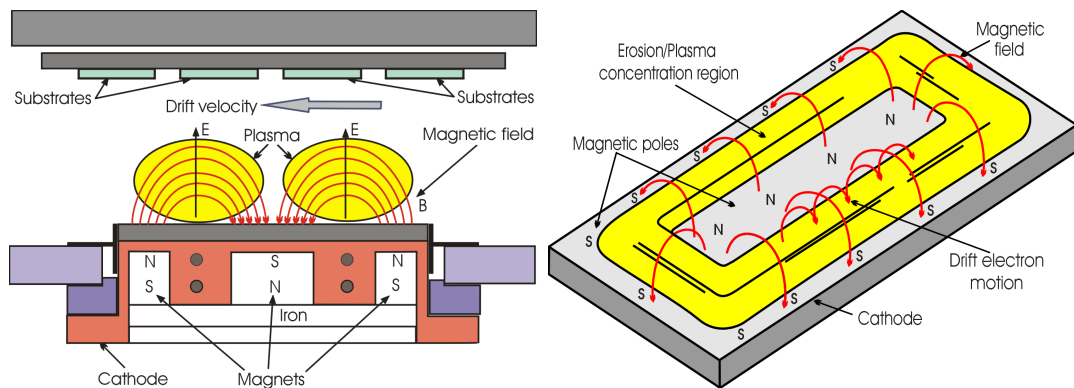


Figura 3.16: Schema di un Magnetron Sputtering in configurazione planare.

I campi magnetici possono essere generati sia da magneti permanenti, che tramite elettromagneti. Questi ultimi ne consentono la regolazione dell'intensità e quindi il controllo dell'estensione dei lobi della nuvola di plasma. Tanto più questi sono vicini al substrato tanto maggiore è l'energia con cui gli ioni condensano, è quindi possibile controllare le caratteristiche del film depositato variando l'intensità del campo magnetico.

L'uniformità di erosione e conseguentemente di deposizione non è elevata. Viene migliorata mettendo in rotazione il substrato, ma comunque l'omogeneità del film depositato rimane peggiore rispetto a quella ottenibile per mezzo dell'IBS.

Una facility basata su queste caratteristiche è stata appositamente costruita ed installata presso il CfA ed utilizzata per la deposizione dei multilayer sui prototipi di ottiche per

Con-X analizzate in questo lavoro. Nella figura 3.17 è possibile vedere tale struttura, la cui camera di deposizione ha dimensioni di circa 35 cm in altezza e 61 cm in diametro, al cui interno è alloggiata una shell ottenuta precedentemente per replica tramite elettroformatura del Nickel. La deposizione del multilayer (in atmosfera di Argon a  $\sim 2 \cdot 10^{-7}$  mbar) avviene nella parte interna di tali shell grazie a due sorgenti di sputtering del diametro di circa 7.6 cm. Il sistema meccanico per il supporto del substrato è collegato ad un sistema motorizzato in grado di ruotare, questo favorisce l'uniformità del film depositato.

La scelta di utilizzare questo metodo per la deposizione dei multilayer è dettata sia dalla disponibilità di una facility progettata appositamente per questo scopo già presente presso il CfA che dalle capacità mostrate dalle tecniche di sputtering nel produrre film uniformi e molto densi (alto indice di rifrazione), particolarmente adatti a riflettere i raggi-X. Per contro una facility basata sulla deposizione dei multilayer all'interno di shell precedentemente prodotte, come quella appena descritta, è soggetta ad un limite inferiore sul diametro minimo all'interno del quale è possibile realizzare la deposizione.



Figura 3.17: La facility di DC magnetron sputtering installata presso il CfA ed utilizzata per la deposizione dei multilayer all'interno delle shell precedentemente prodotte per replica. È possibile vedere una di queste shell con inserita nella parte interna la sorgente di sputtering.

### RF Magnetron Sputtering

Differentemente dal caso precedente, la sorgente del plasma è alimentata da una tensione alternata con radio frequenza di poco superiore a 13 MHz e la pressione alla quale è tenuto il gas all'interno della camera di sputtering ( $\sim 5 \cdot 10^{-6}$  mbar) è maggiore di quanto non necessario per il caso DC. Il substrato non viene fatto ruotare, ma l'uniformità di deposizione (migliore del 1%) è assicurata mediante una fine calibrazione dei parametri dell'esperimento. Il tasso di deposizione viene costantemente controllato da un sistema di microbilance. La rappresentazione di una facility del tipo descritto, installata presso i Laboratori Nazionali di Legnaro ed utilizzata per la deposizione di alcuni campioni analizzati dall'autore di questa tesi, è mostrata in figura 3.18.

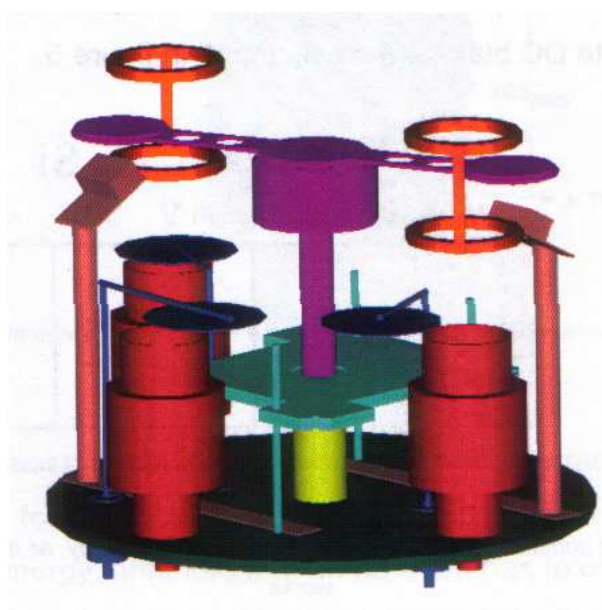


Figura 3.18: Vista interna della camera di RF sputtering installata presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. I tre tubi rossi sono le sorgenti di sputtering all'interno dei quali sono contenuti i targets (esempio Mo, Si), il sistema di ancoraggio dei campioni è in color porpora mentre in rosa si notano i due sistemi per il monitoraggio dello spessore depositato. Infine, i dischi blue sono gli shutters per l'apertura e la chiusura alternata delle sorgenti di sputtering. Una descrizione più accurata può essere trovata in [47].

Un particolare accorgimento utilizzato da V. Rigato (vedi bibl. [48]) durante la deposizione di alcuni campioni, la cui analisi effettuata dall'autore nel contesto di uno studio sull'evoluzione della micro-rugosità è esposta più avanti nel capitolo 5, è consistito nell'applicare una differenza di potenziale (da -75 V a 75 V) al substrato di deposizione. Tale bias, programmabile, favorisce il rilassamento delle strutture superficiali con conseguente diminuzione della rugosità, nonché permette una parziale incorporazione degli atomi del gas negli strati spaziatori abbassandone quindi la densità. Questo si traduce in un minor

assorbimento della radiazione incidente e quindi in un aumento della riflettività da parte del multilayer.

Lo studio di campioni realizzati con RF sputtering suscita grande interesse poiché, come vedremo dai risultati esposti nel § 5.7, sembra restituire risultati molto promettenti. In particolare possiamo anticipare che sembra concreta la possibilità di contenere, se non parzialmente abbattere, la crescita di rugosità comunemente osservata nella deposizione di film sottili. Tale fondamentale caratteristica è di cruciale importanza nella realizzazione di ottiche multilayer in vista dei futuri telescopi focalizzanti in raggi-X duri come SIMBOL-X che richiedono risoluzioni angolari e sensibilità al pari dei telescopi in raggi-X soffici. Proprio a tale scopo è prevista l'installazione di una facility di RF magnetron sputtering presso la ditta Media Lario Techn. già partecipe di collaborazioni con INAF/OAB per la realizzazione di ottiche riflettenti in raggi-X.

## Capitolo 4

# Strumenti e analisi per caratterizzazione campioni

Nei due capitoli precedenti si è cercato di fornire un quadro generale su ciò che concerne ai telescopi per raggi-X ed alle problematiche relative. L'aspetto che risalta è sicuramente la qualità delle superfici riflettenti. Riuscire a misurare in maniera precisa e affidabile la topografia di tali superfici, nonché la curva di riflettività degli specchi, è un passo obbligato e di grande importanza nell'indagare le caratteristiche di un'ottica.

La metrologia viene utilizzata sia sulle basse frequenze spaziali per determinare gli errori di figura dei campioni in esame (deviazioni dalla forma geometrica desiderata), che sulle alte frequenze per indagare le caratteristiche finali delle superfici riflettenti che possono introdurre scattering riducendo pesantemente la riflettività speculare degli specchi e la loro risoluzione angolare/qualità di imaging. L'intervallo di lunghezze d'onda spaziali sulle quali vengono effettuate tali misure è quindi molto ampio, dalle decine di cm a frazioni di  $\mu m$ .

Gli strumenti utilizzati per questo tipo di analisi delle superfici sfruttano fenomeni fisici differenti: metodi ottici per l'osservazione della microtopografia (Nomarski) o per misurazioni sulle basse frequenze spaziali (LTP), interferometria (WYKO) e le interazioni di van der Waals (AFM) per le misure della microtopografia. Infine misure in pencil beam (con fascio monocromatico sottile) per ottenere diagrammi di scattering collegabili alle proprietà topografiche (come vedremo nel proseguire del capitolo).

Ogni strumento metrologico è capace di indagare un particolare intervallo di frequenze spaziali, la parziale sovrapposizione di tali finestre permette di confrontare e confermare/smentire i risultati delle misure effettuate con strumenti differenti.

In aggiunta all'intrinseca difficoltà che accompagna l'acquisizione di ogni misura sperimentale, si aggiunge anche la particolare geometria degli oggetti qui analizzati. Difatti non solo si misurano campioni piani utilizzati in genere per studi preliminari, ma le ottiche hanno (come precedentemente descritto) una geometria cilindrica e sono spesso di notevoli dimensioni. Spesso, risulta quindi assai complesso misurarne le caratteristiche dello strato riflettente presente al loro interno.

Durante questo lavoro di Tesi è stata utilizzata la maggior parte della strumentazione

disponibile nei laboratori dell'Osservatorio di Brera al fine di ottenere delle caratterizzazioni complete dei campioni in esame.

## 4.1 Power Spectral Density

La caratterizzazione della superficie dei campioni avviene per mezzo dell'analisi del profilo altimetrico della stessa. Una superficie è perciò completamente descritta dal suo profilo bidimensionale, la funzione  $z = z(x, y)$  ci restituisce l'altezza di ogni punto sul piano  $(x, y)$  della superficie. Poiché le misure dei profili delle superfici superpulite utilizzate nel nostro studio mostrano una componente di tipo casuale, è lecito assumere che  $\langle z \rangle = 0$  e  $\langle z^2 \rangle > 0$ .

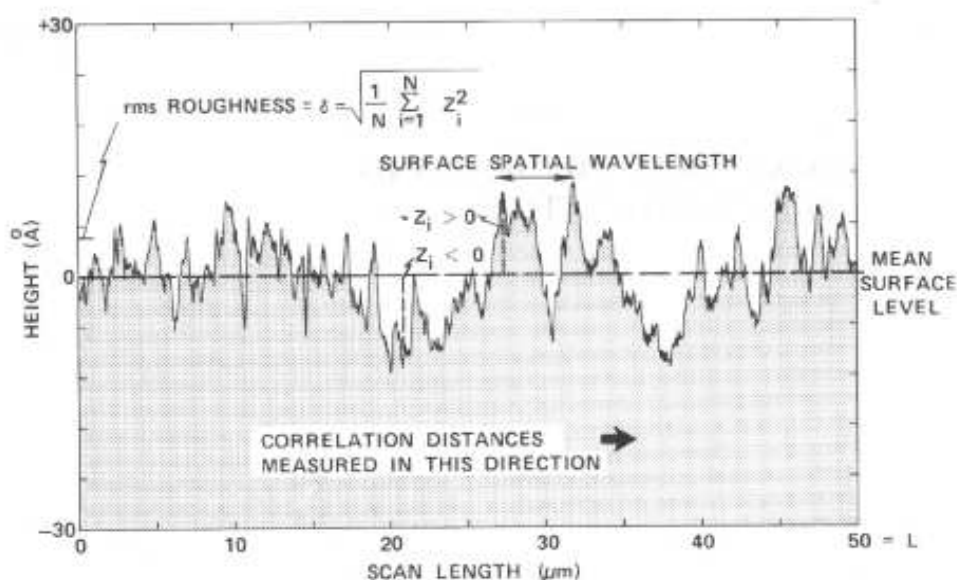


Figura 4.1: Esempio di profilo altimetrico di una superficie con indicate anche le principali quantità con cui viene descritto. (Da: bibl. [49])

Possiamo quindi scrivere per un rettangolo di superficie  $L_1 \times L_2$  che:

$$\langle z \rangle = \frac{1}{L_1 L_2} \int_0^{L_1} \int_0^{L_2} z(x, y) dx dy = 0 \quad (4.1)$$

$$\langle z^2 \rangle = \frac{1}{L_1 L_2} \int_0^{L_1} \int_0^{L_2} z^2(x, y) dx dy \quad (4.2)$$

L'espressione 4.2 è la varianza della superficie, la cui radice quadrata ne è la rms (*root mean square*) indicata con  $\sigma$ . Questo parametro è di grande importanza perché è il maggior indicatore della *rugosità* (o microrugosità) della superficie.



Riducendosi al caso monodimensionale è possibile riscrivere le precedenti espressioni come:

$$\langle z \rangle = \frac{1}{L_1} \int_{-\frac{L_1}{2}}^{+\frac{L_1}{2}} z(x) dx = 0 \quad (4.3)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{L_1} \int_{-\frac{L_1}{2}}^{+\frac{L_1}{2}} z(x) dx \quad (4.4)$$

Analogamente si definisce anche la *slope rms* come:

$$m^2 = \frac{1}{L_1} \int_{-\frac{L_1}{2}}^{+\frac{L_1}{2}} \left( \frac{dz}{dx} \right)^2 dx \quad (4.5)$$

che quantifica la pendenza del profilo, cioè restituisce il corrispondente valore rms della distribuzione di pendenze della superficie. Nei casi di nostro interesse tale parametro assume valori di qualche mrad, che si traduce in variazioni molto blande della superficie di circa 1 mm/m.

La *funzione di autocorrelazione* descrive invece la “casualità” della superficie, definita come:

$$K(x) = \frac{1}{L_1} \int_{-\frac{L_1}{2}}^{+\frac{L_1}{2}} z(y)z(x-y)dy \quad (4.6)$$

è una funzione pari che picca in  $x = 0$  dove vale  $k(0) = \sigma^2$  e decade esponenzialmente all'aumentare di  $x$ . La semi-larghezza di questa funzione, definita come il valore di  $x$  per il quale  $K(x)$  si riduce al valore  $\frac{\sigma^2}{e}$ , viene chiamata *lunghezza di correlazione*  $l_c$ . Ad esempio, una superficie totalmente randomica avrà quindi una  $K(x) = \delta(x)$  e conseguentemente una  $l_c = 0$ . In questa condizione sono valide le formule di uso pratico:

$$\sigma^2 = K(0) \quad m^2 = -\frac{d^2K}{dx^2} \Big|_{x=0} \quad (4.7)$$

In modo equivalente, possiamo descrivere una superficie anche utilizzando la *trasformata di Fourier* del profilo:

$$\hat{z}(f_x, f_y) = \frac{1}{L_1 L_2} \int_{-\frac{L_1}{2}}^{+\frac{L_1}{2}} \int_{-\frac{L_2}{2}}^{+\frac{L_2}{2}} e^{2\pi i(f_x x + f_y y)} z(x, y) dx dy \quad (4.8)$$

dove  $f_x$  ed  $f_y$  sono le frequenze spaziali lungo  $x$  ed  $y$ . Per il teorema di Parseval, la varianza della superficie precedentemente definita (equazione 4.2), sarà allora data da:

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L_1 L_2 |\hat{z}(f_x, f_y)|^2 df_x df_y \quad (4.9)$$

con estremi di integrazione portati all'infinito per il caso ideale. L'integrando di questa espressione viene chiamato *Power Spectral Density* o PSD, è una funzione reale e pari che rappresenta l'intensità delle componenti spettrali tra  $(f_x, f_y)$  e  $(f_x + df_x, f_y + df_y)$ . A

causa del modulo quadro che entra nella sua definizione non si è in grado di ricostruire il profilo originale della superficie (vengono cancellate le informazioni sulle fasi relative delle componenti spettrali) ma, come vedremo, fornisce ugualmente un potente strumento per lo studio delle proprietà statistiche di quest'ultima. In particolare, si ottiene che la PSD è una quantità molto importante per descrivere lo scattering in raggi-X.

Generalmente, nei casi che considereremo, le superfici utilizzate per riflettere i raggi-X saranno di morfologia isotropa (ovvero senza alcuna direzione preferenziale). È quindi conveniente lavorare con le formule monodimensionali  $PSD(f_x) = PSD(f_y) = PSD(f)$ , definite come gli integrali della PSD bidimensionale sulla variabile  $f_y$  o  $f_x$  rispettivamente.

È possibile dimostrare che le funzioni  $PSD(f)$  e  $K(x)$  sono l'una la trasformata di Fourier dell'altra:

$$K(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} PSD(f) e^{2\pi i f x} df \quad (4.10)$$

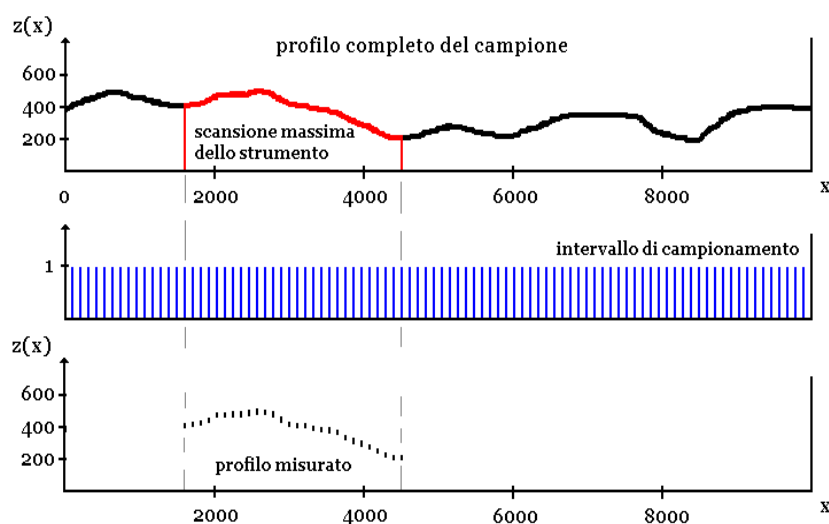


Figura 4.2: Effetti provocati dal campionamento introdotto dalle misure. La misura del profilo totale di una superficie viene innanzi tutto ridotta ad una porzione di questo. In aggiunta si passa da una funzione continua quale è quella che descrive il reale profilo ad un insieme di punti equispaziati.

Poiché misurare il profilo di una superficie si traduce nell'acquisire valori in un intervallo spaziale limitato e discretizzato, ne consegue che lo spettro delle frequenze che è possibile analizzare risulta pure discreto e limitato. Viene cioè introdotta una discretizzazione della superficie sotto esame: limitata dall'estensione massima della scansione consentita dallo strumento oppure delle dimensioni del campione in esame e discreta a causa del passo minimo con cui è possibile acquisire il dato. Questo limite alle frequenze consentite è espresso dal *criterio di Nyquist*:

$$\frac{1}{Nd} < |f| < \frac{1}{2d} \quad (4.11)$$

dove  $f$  rappresenta le frequenze spaziali sulle quali è possibile ottenere informazioni dalla misura,  $N$  il numero di punti del campionamento e  $d$  il passo (le dimensioni della superficie scansionata saranno allora  $L = Nd$ ). Le frequenze  $f_k$  sono esattamente  $N$ :

$$f_k = \pm \frac{1}{L}, \pm \frac{2}{L}, \dots, \pm \frac{N}{2L} \quad (4.12)$$

I grafici di figura 4.2 riassumono gli effetti causati dal campionamento: la limitazione della massima superficie misurabile, la presenza di un numero finito di punti dei quali si dispone informazione ed il valore discreto di tale informazione.

Operativamente quindi il calcolo della rugosità  $\sigma^2$  effettuato in tutti i codici prodotti si riduce ad una somma finita di  $N$  addendi:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N z_n^2 = \sum_{k=-N/2}^{+N/2} PSD(f_k) \Delta f \quad (4.13)$$

#### 4.1.1 Modello K-correlation

La maggior parte delle PSD derivate dalle superfici lavorate otticamente presentano un andamento tipico di un filtro passa-basso. Possono essere descritte da una funzione del tipo:

$$PSD(f) = \frac{A}{[1 + (Bf)^2]^{\frac{C}{2}}} \quad (4.14)$$

chiamata appunto modello K-correlation o modello ABC. Nel regime delle basse frequenze, cioè dove  $f \ll \frac{1}{B}$ , la curva mostra un andamento costante, mentre alle alte frequenze subisce una diminuzione a legge di potenza. L'andamento di una caratteristica PSD descritta dal modello appena citato (equazione 4.14) è rappresentato graficamente in figura 4.3.

Il parametro  $A$  è una costante di normalizzazione dell'intera curva,  $C$  è l'indice spettrale della legge di potenza alle alte frequenze, mentre il ginocchio della curva, in corrispondenza del quale si ha il passaggio basse-alte frequenze, è determinato dal valore del parametro  $B$ . Si può mostrare come nel caso in cui  $C = 2$  si ottenga esattamente  $B = 2\pi l_c$ , dove  $l_c$  è la lunghezza di correlazione definita precedentemente. Uno spettro di potenza i cui parametri sono quelli appena mostrati è di tipo *Lorenziano*, la cui funzione di autocorrelazione assume esattamente la forma di un esponenziale:

$$K(x) = \sigma^2 e^{-\frac{|x|}{l_c}} \quad (4.15)$$

Infatti, calcolandone la relativa trasformata di Fourier:

$$PSD(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2\pi i f x} K(x) dx = 2\sigma^2 \Re \int_0^{+\infty} e^{2\pi i f x - \frac{x}{l_c}} dx = \frac{2\sigma^2 l_c}{1 + (2\pi l_c f)^2} \quad (4.16)$$

si ottiene la PSD di forma desiderata.

Nei casi pratici, le superfici di interesse mostrano in generale un andamento approssimabile con una legge di potenza inversa:

$$PSD(f) \propto f^{-n} \quad \text{con } 1 < n < 3 \quad (4.17)$$

il cui modello è di tipo *frattale*, mostrano cioè delle strutture che si ripetono su diverse scale. Ad ogni valore intero dell'indice  $n$  viene attribuito un nome: *extreme*, *Brownian* e *marginal*. I frattali sono strutture tipiche in natura ed in particolare il caso  $n = 2$  mostra la caratteristica di essere *scale-invariant*, cioè l'ampiezza delle strutture su una superficie scala linearmente con l'ingrandimento di questa.

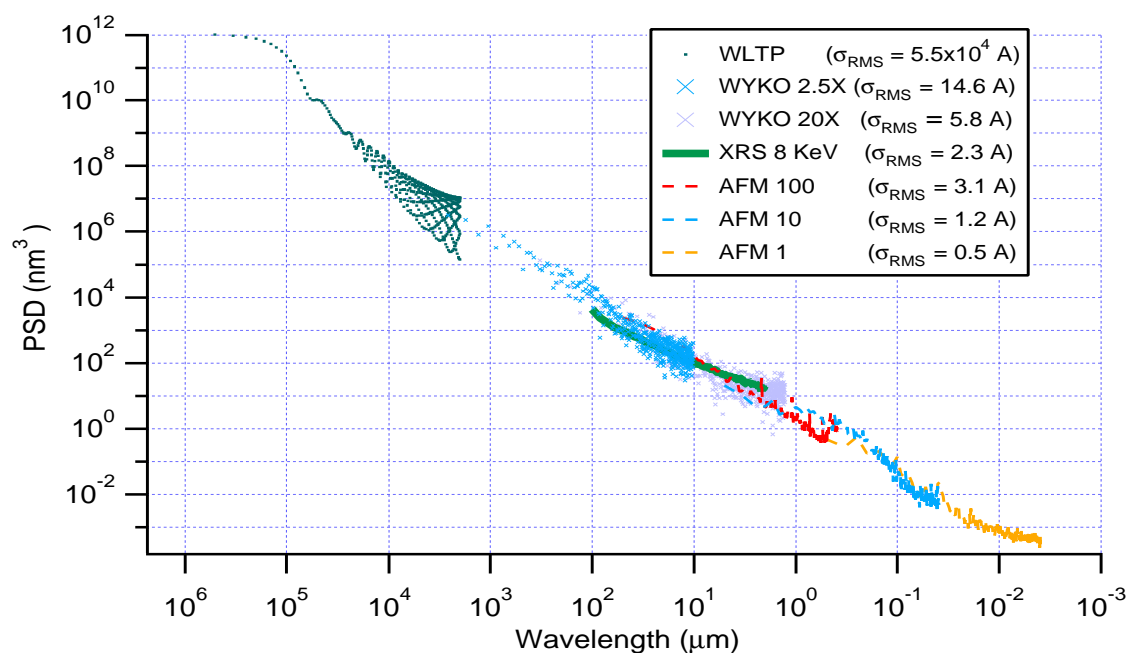


Figura 4.3: Andamento della PSD di tipo Lorenziano relativo ad un substrato in Si lavorato otticamente. Le misure sono state ottenute utilizzando tutti gli strumenti metrologici a disposizione presso OAB. Il ginocchio, corrispondente alla lunghezza di correlazione  $l_c$ , è situato nella regione misurabile con il profilometro LTP. Oltre tale valore l'andamento è una legge di potenza. (Crediti: D. Vernani)

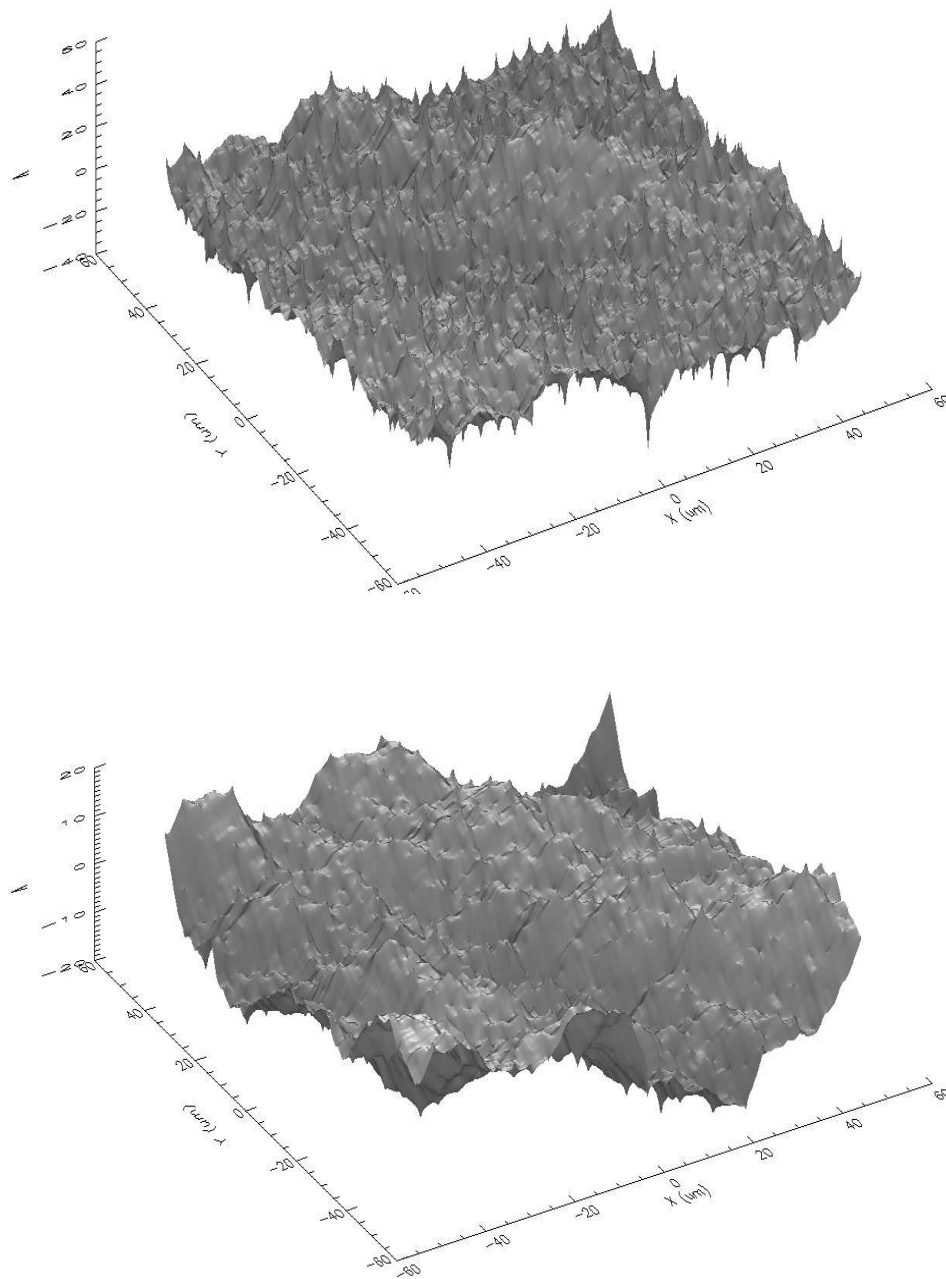


Figura 4.4: Esempi di due delle infinite superfici ricavabili assumendo un andamento della PSD di tipo frattale con indice  $n = 2,2$  in alto ed  $n = 3$  in basso. È visibile come il comportamento caratteristico tipico di un filtro passa-basso sia più accentuato quando l'indice di potenza è maggiore. (Crediti: D. Spiga)

## 4.2 Strumenti per caratterizzare superfici e film riflettenti ad OAB

### 4.2.1 Il microscopio a forza atomica, AFM

Il microscopio a forza atomica è uno strumento per la misurazione, con sensibilità in altezza inferiore all'ångström, della microtopografia di superfici solide di materiali sia isolanti che semiconduttori o conduttori.

La misura avviene a contatto utilizzando una sonda (probe) costituita da un'asta (cantilever) lunga mediamente poche centinaia di  $\mu m$ , alla cui estremità è montata una piccola punta (tip) acuminata, in Silicio, di forma all'incirca piramidale alta  $10\mu m$  e con raggio di poche decine di Å.

La grande varietà di sonde disponibili permette l'acquisizione di una notevole gamma di caratteristiche superficiali: dalla "pura e semplice" topografia (AFM) alle differenze in attrito (LFM), dalle possibili variazioni di campo magnetico (con punte rivestite con materiali metallici) a cambiamenti in aderenza, elasticità o inclinazione (Phase Contrast AFM). Alcuni esempi sono visibili dalle fotografie riportate nella figura 4.5.

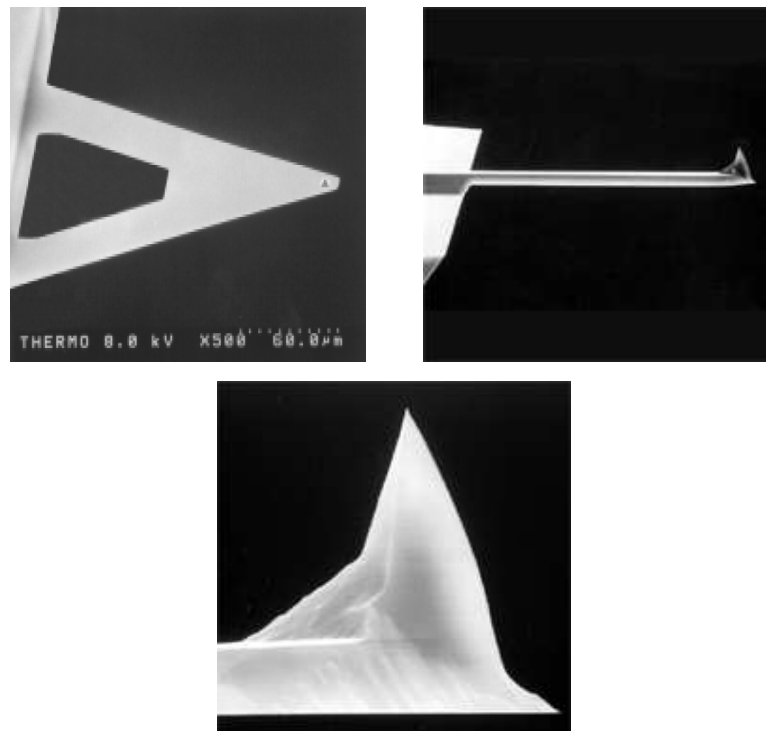


Figura 4.5: Tre micro fotografie di una sonda tipo per AFM. Nelle due a sinistra sono visibili le proporzioni fra cantilever (per *contact* e *non-contact mode*) e tip, mentre nell'ultima immagine viene zoomata la piccola punta piramidale con la quale lo strumento segue l'andamento dei profili superficiali. (Crediti: [www.veecoprobes.com](http://www.veecoprobes.com))

#### 4.2. STRUMENTI PER CARATTERIZZARE SUPERFICIE E FILM RIFLETTENTI AD OAB83

Una luce laser viene fatta incidere sul cantilever e riflessa su un detector suddiviso in quattro quadranti e sensibile alla posizione. Le variazioni che subisce la sonda nel seguire l'andamento della superficie sottostante si ripercuotono sulla posizione dello spot laser. Tali deviazioni dalla posizione di riposo vengono acquisite ed elaborate da una sofisticata elettronica di controllo per ricavarne la mappa topografica digitale della superficie.

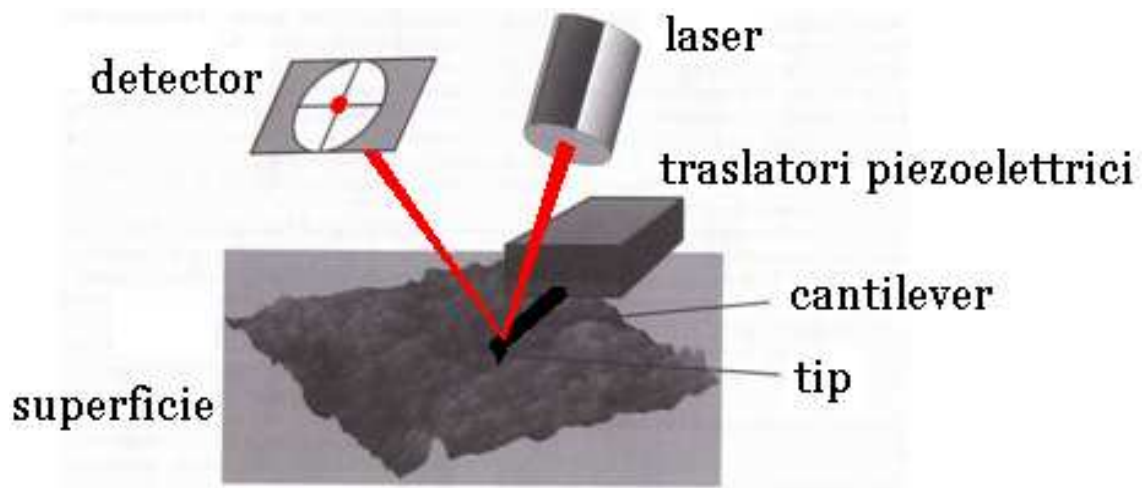


Figura 4.6: Rappresentazione del sistema di misura alla base del microscopio a forza atomica. La punta, posta a contatto con la superficie, viene traslata lungo il campione e le variazioni del profilo ne modificano la posizione in altezza che vengono rilevate tramite la riflessione di un raggio laser incidente sul cantilever.

Le forze che causano le flessioni del cantilever sono di varia natura. Quelle maggiormente interessate per le misurazioni della microtopografia sono quelle interatomiche di van der Waals. L'andamento di tali forze in funzione con la distanza non è lineare, ma segue invece due regimi: uno attrattivo ed uno repulsivo. Tale andamento è mostrato dal grafico di figura 4.7. La misura della microtopografia può quindi avvenire nei due differenti regimi con diversi metodi chiamati: *contact mode* e *non-contact mode*, cerchiamo di darne una descrizione.

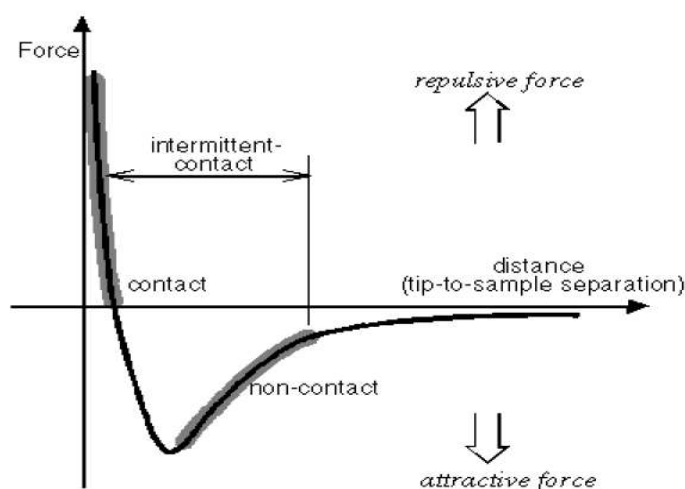


Figura 4.7: Andamento delle forze di van der Waals. Nel regime repulsivo, a pochi Å dalla superficie, l'AFM lavora in "contact mode". Per distanze maggiori, dell'ordine delle decine o centinaia di Å, le forze sono attrattive e l'AFM lavora in non-contact mode.

### Contact mode

Consiste nel porre a contatto diretto la punta e la superficie per effettuare una scansione bidimensionale. Quando la sonda si trova alla distanza del legame chimico ( $\sim 2 \text{ \AA}$ ) le forze di van der Waals diventano positive. Se la punta viene premuta ulteriormente la nuvola elettronica di ogni atomo contrasta ogni forza che spingerebbe gli atomi più vicini l'un l'altro. Ciò significa che il cantilever subisce una flessione.

In aggiunta a questo tipo di interazione si deve tener conto anche di altre due forze in gioco. Una di tipo capillare dovuta alla presenza di un sottile strato di condensa di vapore acqueo sulla superficie del campione (in qualsiasi ambiente è sempre presente una certa quantità di acqua). L'acqua, risalendo per capillarità sulla punta, esercita una forte forza attrattiva ( $10^{-8} N$ ). L'altra è la forza esercitata dal cantilever, paragonabile a quella di una molla compressa. In totale la forza che agisce tra superficie e punta è data allora dalla somma di queste tre componenti: la parte dovuta alla capillarità viene assunta costante, perché è teoricamente incomprimibile la distanza punta-superficie e uniforme lo strato di acqua che ricopre la superficie, la forza del cantilever è l'unica variabile e le forze di van der Waals che bilanciano le due appena citate. L'intensità della forza totale applicata è generalmente nel range  $10^{-7} \div 10^{-6} N$ .

La sonda viene tralata lungo le direzioni di scansione  $x$  e  $y$  da un sistema piezoelettrico in modo da mantenere costante o l'altezza dalla superficie o la forza esercitata dal cantilever. I profili sono quindi misurati o direttamente dalle flessioni del cantilever che si ripercuotono direttamente sulla posizione del laser oppure dalle variazioni di tensione applicate per mezzo di un circuito retroattivo collegato alla sonda atte a generare gli spostamenti in altezza che mantengono costante la forza.



#### 4.2. STRUMENTI PER CARATTERIZZARE SUPERFICIE E FILM RIFLETTENTI AD OAB85

In aggiunta, i profili misurati sono di fatto anche la convoluzione del profilo reale con la forma della punta utilizzata per la misura, più questa è piccola in raggio minore sarà il suo peso nell'andamento del profilo rilevato. Poiché la punta viene trascinata sulla superficie è possibile sia un danneggiamento della superficie, un cantilever con una costante elastica troppo elevata può esercitare forze tali da deformare la superficie del campione, che un deterioramento della punta stessa (generalmente un arrotondamento). Lavorare con punte usurate introduce quindi un errore, chiamato *tip imaging*: le strutture superficiali tendono ad apparire simili alla forma della punta in uso (vedi figura 4.8).

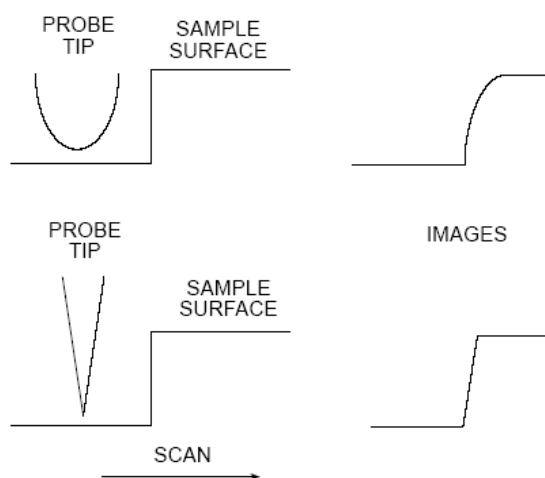


Figura 4.8: Errori introdotti con l'utilizzo di punte usurate. (Crediti: Veeco Instruments.)

#### Non-contact mode

Detto anche *tapping mode*, evita qualsiasi contatto tra campione e punta limitando quindi gli eventuali danneggiamenti della superficie ed allungando il tempo di vita della sonda stessa. È in generale il metodo utilizzato per la caratterizzazione delle superfici riflettenti. Al cantilever, mantenuto ad una distanza di qualche decina o centinaia di Å, è applicata una tensione alternata che ne induce una vibrazione di qualche centinaio di kHz (tipicamente  $100 \div 400$  kHz) vicina alla sua frequenza di risonanza. La forza che viene quindi applicata tra punta e superficie è molto bassa, dell'ordine di  $10^{-12}$  N, indicata per misurare campioni elastici o particolarmente morbidi. I cantilever utilizzati per questa tecnica di misura devono necessariamente essere più rigidi di quanto non lo siano nel contact mode, per evitare che il regime attrattivo delle forze di van der Waals nel quale operano non lo spinga in contatto con la superficie.

La sonda, traslata da un sistema piezoelettrico, sente le asperità superficiali che tendono a modificarne l'ampiezza dell'oscillazione. Difatti la frequenza di risonanza del cantilever è proporzionale alla radice quadrata della sua costante elastica. Quest'ultima è legata al gradiente della forza esercitata tra cantilever e superficie che varia con la distanza come

già mostrato dal grafico di figura 4.7. Quindi una variazione nella frequenza di oscillazione può essere tradotta in una variazione della distanza punta-superficie.

Un sistema retroattivo monitora queste variazioni mantenendo le oscillazioni e quindi la distanza punta-superficie costanti. I movimenti in  $z$  della sonda vengono utilizzati per generare la mappa topografica del campione.

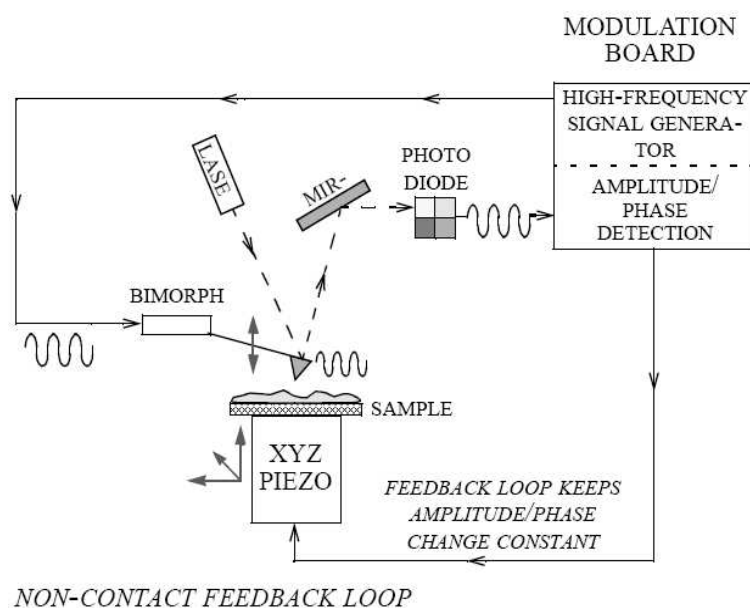


Figura 4.9: Schema a blocchi sul funzionamento del microscopio a forza atomica in configurazione non-contact. (Crediti: Veeco Instruments)

### Analisi dati

I dati sono ottenuti scansionando aree da  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ ,  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  e  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  successivamente l'una all'altra sulla stessa porzione di superficie. Per ogni campione vengono effettuati più set di misure per ottenere un dato statisticamente corretto e libero da eventuali caratteristiche locali della superficie esaminata. Le risoluzioni tipiche sono di 400-500 punti per profilo, sia orizzontale che verticale.

Le immagini bidimensionali ottenute subiscono una elaborazione, effettuata tramite il software in dotazione con lo strumento e chiamata *levelling*, che consiste nella sottrazione di un polinomio al fine di ottenere un'immagine piatta pronta per la successiva estrazione del dato scientifico di interesse: il profilo medio della superficie.

Analogamente a quanto già descritto sul trattamento dei dati del profilometro WYKO, anche l'analisi di queste scansioni è mirata all'estrazione delle Power Spectral Density e dei relativi valori di rugosità. A tale scopo sono stati scritti da D. Spiga e dall'autore alcuni codici ad hoc, utilizzando il linguaggio IDL, in grado di trattare sia le misure effettuate con Digital AFM che con Explorer AFM, i due microscopi a forza atomica di cui è dotato

#### 4.2. STRUMENTI PER CARATTERIZZARE SUPERFICI E FILM RIFLETTENTI AD OAB87

INAF/OAB. I dati in output, dei files ASCII contenenti le PSDs monodimensionali e il valore delle rugosità, sono ottenuti a partire dalle mappe digitali delle singole scansioni per estrazione e trasformazione di Fourier dei profili. In fine si uniscono le PSDs ottenute dall'elaborazione delle tre scansioni per ottenere un'unica curva che descriva la superficie nel suo insieme (per l'intervallo spettrale indagato). Le operazioni appena descritte vengono ripetute per ogni set di misure.

Durante il periodo trascorso per realizzare questo lavoro di ricerca e sviluppo della tecnologia multistrato è stato necessario acquisire le competenze tecniche per utilizzare autonomamente questo tipo di strumento, nonché le nozioni sulla fisica che si è in grado di ricavare dalle misure effettuate. Non da ultimo si è reso di grande utilità anche lo studio teorico dei principi di funzionamento, sopra descritti, su cui è basato.

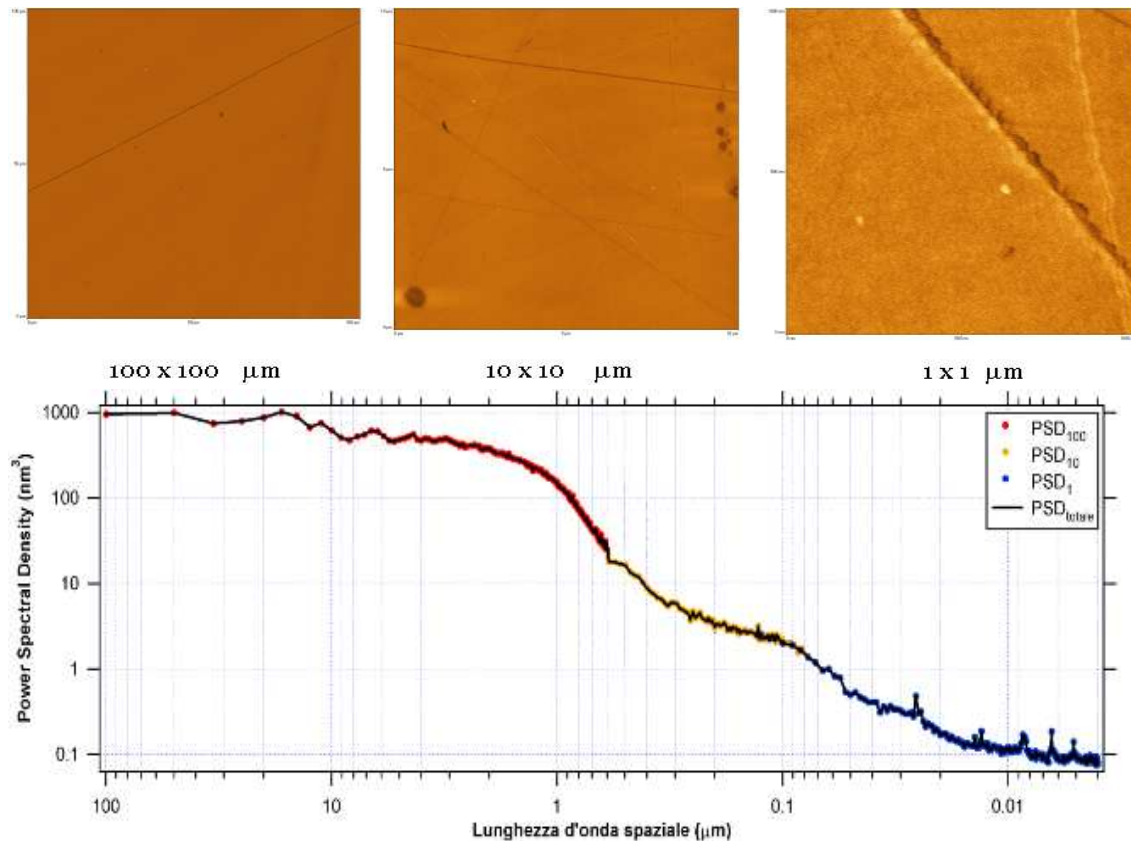


Figura 4.10: Immagini bidimensionali di un campione di Nickel superpulito misurate con l'AFM Explorer della Veeco Instruments. Si nota come aumentano i particolari su piccola scala scansionando la superficie in porzioni sempre ridotte. Il grafico mostra le PSD, elaborate dai codici IDL, ottenute dall'estrazione dei profili delle tre immagini. Sovraimpressa la PSD totale risultante dall'unione delle tre misure.

### I due AFM disponibili presso INAF/OAB

I laboratori di metrologia dell'Osservatorio di Brera dispongono di due microscopi a forza atomica di tipo "Stand-alone" come mostrato in fotografia 4.11. Il primo di questi, StandAlone<sub>TM</sub> MultiMode<sub>TM</sub> AFM SAMM-1 della ditta Digital Instruments, è di forma tubolare molto compatto e leggero. Ha uno scanner fisso in grado di compiere misure su aree superficiali le cui dimensioni sono liberamente definibili dall'utente nell'intervallo da  $100 \times 100 \mu m^2$  a  $1 \times 1 \mu m^2$ . Può lavorare sia in contact mode che in non-contact mode, misurando variazioni di altezze fino ad un massimo di  $10 \mu m$  con una precisione di  $1 \text{ \AA}$ .

Il secondo e più nuovo strumento è il modello Explorer della ditta americana Veeco, più pesante ed in parte meno pratico del precedente ha il vantaggio di consentire l'acquisizione contemporanea di un'ampia gamma di grandezze, legate alla superficie in esame, oltre alla topografia (differenze di campo magnetico, di aderenza, attrito. . .). La sensibilità in altezza delle misure è ottimizzabile grazie alla possibilità di utilizzare scanner diversi e realizzati appositamente in funzione di determinati intervalli di misura. L'AFM a disposizione presso INAF/OAB dispone di due scanner: uno analogo a quello montato su Digital AFM, mentre il secondo consente accurate misurazioni da  $2 \times 2 \mu m^2$  fino a  $200 \times 200 nm^2$ . Per contro la necessità di dover cambiare scanner per le misure sotto i  $2 \mu m$  introduce la presenza di tempi morti durante le misurazioni dovuti appunto all'operazione di sostituzione dello scanner e riallineamento del fascio laser sul cantilever.

È tuttavia da evidenziare che entrambi gli AFM sono, come già detto, molto versatili perché di tipo "Stand-alone". Questo consente il loro utilizzo anche per le misure di campioni curvi e di non facile accesso come l'interno di una mirror shell oppure di superfici estremamente delicate come quella esterna di un mandrino.

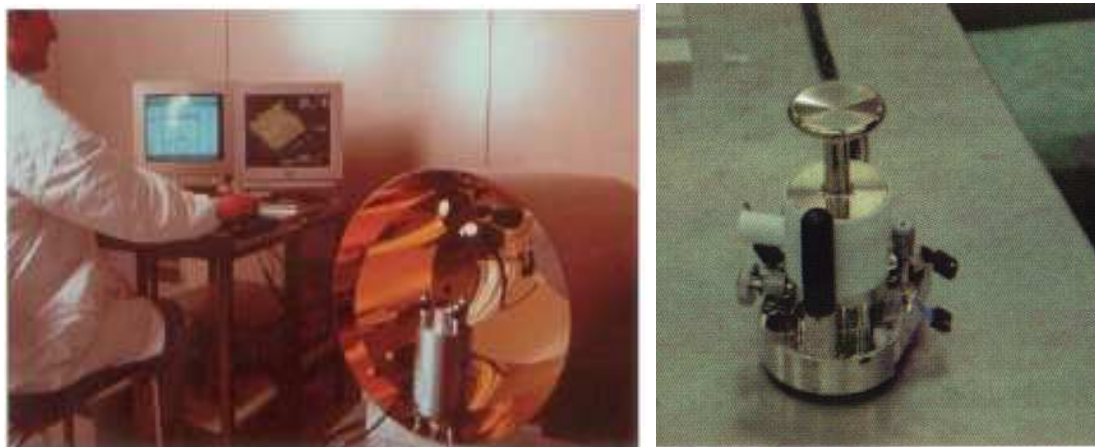


Figura 4.11: (sinistra) Fotografia dell'AFM Digital posto all'interno di una shell per la misura della microtopografia dello strato riflettente in oro. (destra) Fotografia dell'AFM Explorer, il secondo in dotazione nei laboratori di INAF/OAB.

### 4.2.2 Il profilometro ottico WYKO

Il profilometro ottico WYKO topo-2D viene utilizzato per le misure di microtopografia delle superfici nell'intervallo di lunghezze d'onda spaziali da circa  $10\ \mu\text{m}$  fino a 5 mm. Il principio di funzionamento sfrutta l'interferenza tra due fasci di luce incidenti rispettivamente sul campione da misurare e su una superficie di riferimento. I due fasci luminosi sono prodotti a partire da una comune sorgente di luce policromatica che viene collimata e filtrata. Il fascio viene diviso in due raggi coerenti che vengono indirizzati sui due target (misura e riferimento): dopo la riflessione vengono ricombinati all'interno dell'interferometro che è dotato di un CCD sensibile alla posizione. L'analisi della spaziatura tra le frange di interferenza è in grado di restituire il profilo della superficie.

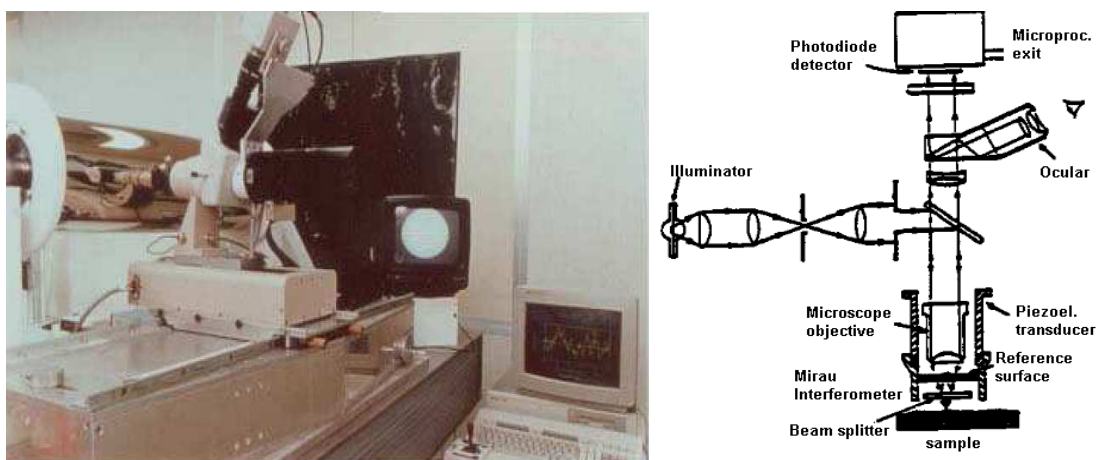


Figura 4.12: (sinistra) Fotografia del profilometro ottico WYKO topo-2D installato presso OAB. Il sistema è utilizzato per la misurazione di profili microtopografici su mandrini o campioni di vario genere. (destra) Schema generale di funzionamento del profilometro WYKO.

Le misure possono essere effettuate utilizzando due teste ottiche a diverso ingrandimento, 20X e 2.5X, in grado di campionare 1024 punti in 0.66 e 5.28 mm di scansione rispettivamente. Le misure generalmente vengono acquisite in diversi punti del campione e le PSDs ottenute mediate per eliminare la dipendenza da eventuali caratteristiche locali della superficie. I file prodotti dal sistema di controllo dello strumento, una Pascal Workstation HP 382, vengono trattati con un software fornito dal produttore per renderli compatibili con lo standard IBM. Il dato si presenta sotto forma di matrice con la posizione sulla superficie nella prima colonna ed il relativo valore di altezza nella seconda. Poiché può essere presente un errore sistematico di pendenza dovuto all'imprecisione nel posizionamento del campione rispetto al fascio incidente viene effettuata una regressione lineare ai minimi quadrati al fine di ricondurre le altezze al reale valore rispetto al livello superficiale medio. La figura 4.13 mostra un esempio del risultato di tale procedura.

Infine, per mezzo dell'analisi di Fourier, si ricava la PSD della superficie. A questo scopo

è stato utilizzato un apposito codice Fortran sviluppato dal Dr. F. Mazzoleni (INAF/OAB) negli scorsi anni.

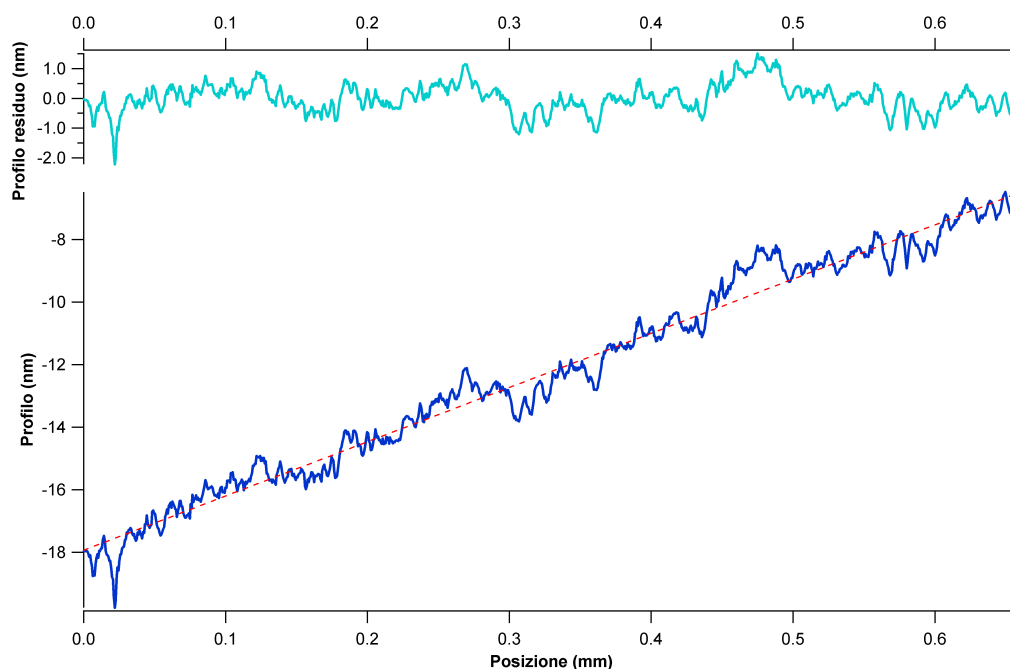


Figura 4.13: Esempio grafico della procedura utilizzata per la riduzione dei profili ottenuti con il profilometro WYKO. È visibile un profilo del mandrino n.8 del progetto JET-X misurato con ingrandimento 20X, il relativo fit lineare ed il profilo risultante dall'analisi svolta.

### 4.2.3 Il microscopio a contrasto di fase Nomarski

Il microscopio ottico Nomarski amplifica il contrasto relativo ai dettagli superficiali utilizzando luce polarizzata. Un semplice schema dello strumento è riportato in figura 4.14. Il fascio di luce in ingresso viene polarizzato e diviso in due da un prisma Wollaston<sup>1</sup>, le polarizzazioni dei due fasci sono ora ortogonali l'un l'altra. Entrambi i fasci vengono focalizzati sulla superficie del campione distanziati di circa 1 mm. Per riflessione dalla superficie in esame questi attraversano nuovamente il primo Wollaston (che li riunisce) e vanno a formare un'immagine. Ogni colore o ombra dell'immagine prodotta è associata ad una determinata variazione di fase. Con la giusta combinazione di un ritardatore/polarizzatore è possibile eliminare il "colore di fondo" lasciando solo quello generato dalle imperfezioni della superficie. Quindi ogni struttura che presenta variazioni in altezza, in pendenza o

<sup>1</sup>Il prisma Wollaston è costituito da due prismi ortogonali, generalmente in calcite o quarzo, uniti tra loro. I loro assi ottici sono perpendicolari l'un l'altro e perpendicolari anche alla direzione di propagazione del raggio incidente. (da <http://www.sciner.com/Opticsland/Wollaston.htm>)

nella costante ottica introduce una differenza di fase tra i due fasci e viene visualizzata. Il microscopio Nomarski è generalmente utilizzato per fotografare le superfici e analizzarle per ricavarne informazioni qualitative sulle altezze ed inclinazioni.

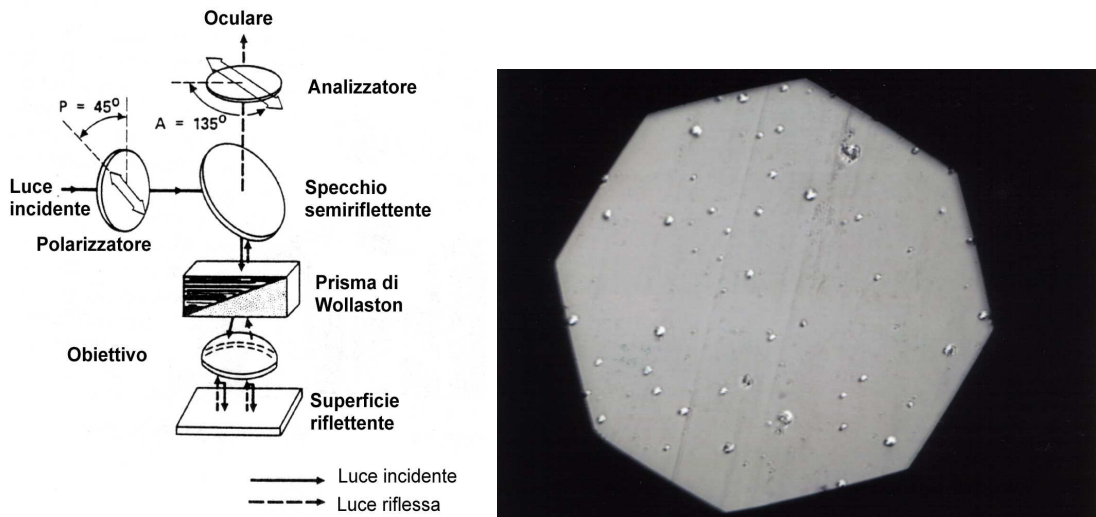


Figura 4.14: (sinistra) Schema ottico di un microscopio di tipo Nomarski. (destra) Superficie di un multilayer fotografata con il microscopio a contrasto di fase Nomarski. Le strutture circolari che si vedono sono causate dalla delaminazione del campione.

È bene porre una attenzione particolare nel caso in cui si stia analizzando una superficie costituita da strutture con forti variazioni nella costante ottica: variazioni nell'onda riflessa provocate da materiali assorbenti possono essere interpretate erroneamente come variazioni di altezze. Quindi anche una superficie perfettamente piana può presentare ombreggiature interpretabili come differenze di altezze. Altro problema può sorgere con le superfici trasparenti a causa della bassa riflettività del campione e dallo scattering che può venire dal suo lato posteriore. Per questo genere di superfici viene utilizzata una variante di questo strumento, il Total Internal Reflection Microscope. In questa configurazione il campione è illuminato anche dal lato posteriore, ad un angolo vicino a quello critico, con una luce laser polarizzata ortogonalmente al piano di incidenza. Le imperfezioni di entrambe le superfici diffondono la luce fuori dalla superficie del campione dove viene osservata tramite un microscopio ottico.

#### 4.2.4 Il profilometro a lunga traccia, LTP

Il profilometro LTP (vedi figura 4.15) è un sensibile strumento per misurare le pendenze/angoli nei profili superficiali di superfici piate, sferiche o asferiche fino ad 1 metro di estensione. È basato sul concetto originale di Von Bieren sull'interferometria con fascio sottile (vedi bibl. [50]) e fu poi sviluppato da Tackacs *et al.* (vedi bibl. [51]).

Il principio di funzionamento è basato su due sottili fasci laser che si muovono lungo

tutta la superficie dello specchio da misurare, la direzione del fascio riflesso varierà in accordo con le variazioni locali di pendenza della superficie. Una lente a trasformata di Fourier converte la variazione di angolo in una variazione di posizione sul suo piano focale; tale posizione del fascio laser focalizzato viene poi registrata da un rivelatore di tipo *linear array*. Di questa informazione ne viene fatto un FIT per poi restituirne l'andamento locale della pendenza dello specchio.

Questo strumento, se ben calibrato, è in grado di misurare pendenze di circa 5 mrad con una precisione migliore di 30 nm rms. È possibile quindi avere informazioni sugli errori di figura nei mandrini, negli specchi o su qualunque superficie riflettente si intenda esaminare.

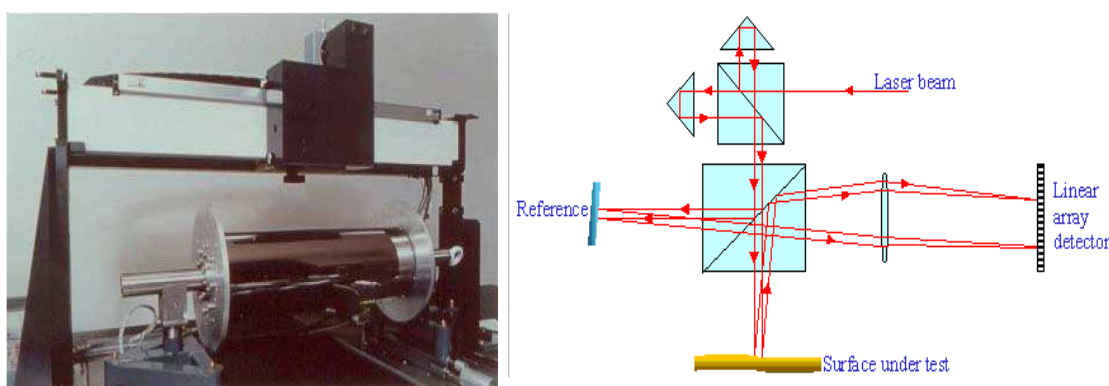


Figura 4.15: (sinistra) Fotografia del profilometro a lunga traccia LTP installato ad OAB durante la misura di un mandrino. (destra) Percorso ottico del fascio di luce utilizzato per la misura.

I dati grezzi acquisiti dall'LTP sono un profilo in intensità luminosa, registrato dai pixels durante la scansione, che dovrà essere convertito in valori di pendenza come funzione della posizione di acquisizione del dato lungo il campione. Questo avviene sottraendo il profilo ricavato da un campione di riferimento al dato relativo al campione in misurazione. Viene anche sottratto un polinomio<sup>2</sup> per correggere eventuali errori introdotti da un allineamento poco accurato. Così ottenuto il profilo in altezza del campione in esame si applica l'analisi di Fourier per portarsi nel dominio delle frequenze e ricavare la PSD. L'intervallo di frequenze spaziali caratteristico del profilometro a lunga traccia è  $[10^{-6} \div 10^{-3}] \mu m^{-1}$ .

È anche possibile ricavare il raggio di curvatura della superficie misurata, il che fornisce importanti informazioni sullo stress delle coperture riflettenti una volta applicate ai substrati.

<sup>2</sup>In genere si sottrae un polinomio di grado 0 al dato di slope che equivale alla sottrazione di un polinomio di grado 1 al dato di altezza, poiché il profilo in altezza si ricava integrando quello in slope.



### 4.3 Metrologia di superfici tramite misure in raggi-X

Lo strumento installato in OAB è il diffrattometro modello D1 della ditta Bede Scientific. I raggi-X emessi dalla sorgente vengono monocromatati e collimati prima di colpire il campione. Il raggio riflesso oppure diffuso è rivelato da un fotomoltiplicatore. Nella figura 4.16 sono evidenziati i principali componenti dello strumento, tra cui i cristalli monocromatori e le fenditure, il percorso che segue la radiazione e l'alloggiamento del campione.

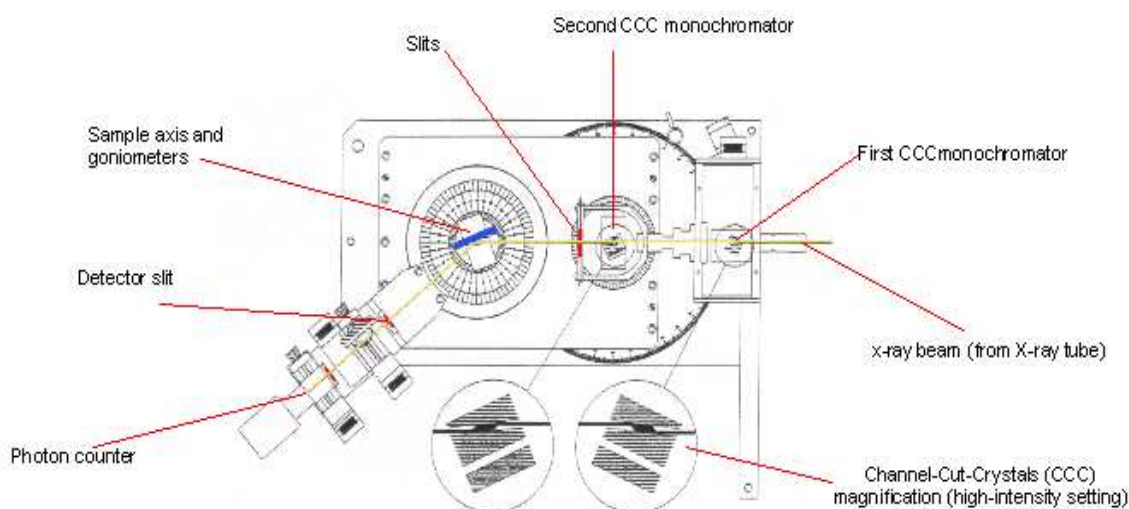


Figura 4.16: Schema geometrico del diffrattometro Bede D1 installato in OAB ed utilizzato per la caratterizzazione in raggi-X dei campioni.

La sorgente a raggi-X è costituita da un tubo di vetro o ceramica sottovuoto nel quale vengono accelerati linearmente elettroni sfruttando delle alte differenze di potenziale ( $\sim 10\text{kV}$ ). Tali elettroni vengono fatti incidere su un bersaglio, l'anodo del tubo, di un materiale scelto ad hoc. Si generano raggi-X di spettro continuo per bremsstrahlung dalla decelerazione degli elettroni causata dai nuclei atomici dell'anodo. Se l'energia degli elettroni è sufficientemente elevata la componente continua sarà sovrapposta alle righe di emissione caratteristiche del materiale utilizzato come anodo. La riga di intensità maggiore è solitamente la  $K_\alpha$ : gli elettroni accelerati strappano gli elettroni più interni della nuvola elettronica degli atomi dell'anodo provocando una serie di decadimenti a catena da parte degli elettroni ad energie maggiori, dal decadimento  $L \rightarrow K$  si genera la riga che viene qui sfruttata. Il diffrattometro utilizzato per le caratterizzazioni effettuate durante questo lavoro è dotato di tre tubi a raggi-X: uno con anodo in Rame la cui energia della  $K_\alpha$  è  $8.05\text{ keV}$ , uno con anodo in Molibdeno a  $17.47\text{ keV}$  ed un terzo in Tungsteno con un continuo fino oltre  $50\text{ keV}$ . La limitata distanza sorgente-rivelatore e le elevate energie emesse in corrispondenza delle righe permettono di non lavorare in condizioni di vuoto, essendo trascurabile l'assorbimento dell'aria.

Per poter utilizzare esclusivamente l'emissione della riga  $K_\alpha$ , il fascio di fotoni X ne-

cessita di essere monocromatizzato e collimato. A tal fine si sfruttano uno o due cristalli in Silicio (accoppiati ad una fenditura) per diffrazione alla Bragg. La collimazione avviene invece per mezzo di una fenditura larga  $50 \mu\text{m}$ . Una seconda fenditura, di dimensioni maggiori, può essere posta in fronte al rivelatore per diminuirne l'accettanza angolare. I cristalli, intercambiabili in base al tubo in utilizzo, possiedono due canali (vedi figura 4.17): uno ad alta risoluzione, uno ad alta intensità. Il primo sfrutta quattro riflessioni interne e restituisce un fascio di circa 8 arcsec in larghezza (FWHM), mentre dal secondo canale (con sole due riflessioni) si ottengono 20 arcsec (FWHM). Tutte le misure sono state effettuate sfruttando il canale ad alta intensità. La dispersione in energia dopo la monocromazione del fascio si attesta su una risoluzione energetica  $\frac{\Delta E}{E} \approx 10^{-4}$ .

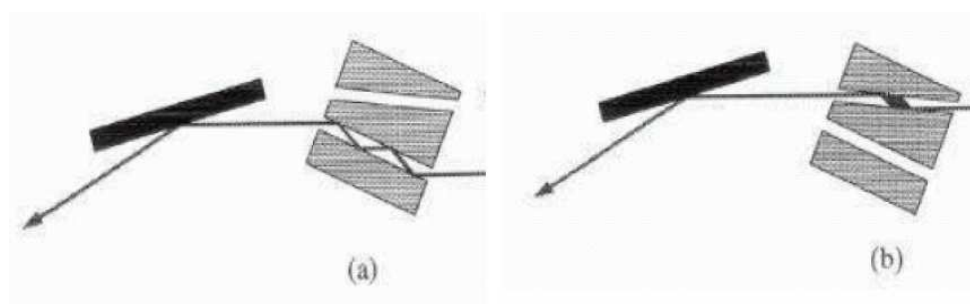


Figura 4.17: I due canali presenti nei cristalli di Silicio utilizzati per la monocromazione nel diffrattometro Bede. In a) si mostra l'utilizzo del canale ad alta risoluzione, in b) quello ad alta intensità.

La larghezza della fenditura posta dopo i cristalli determina la dimensione laterale del fascio di radiazione e la sua "impronta" sulla superficie del campione. Il rapporto fra dimensione laterale del fascio e dimensione del campione assume particolare importanza nelle misure di riflettività in cui viene fatto variare l'angolo di incidenza del fascio sul campione. Chiamando  $2L$  la dimensione del campione ed essendo  $r$  quella del fascio che incide sulla metà della precedente lunghezza, avremo un angolo minimo di incidenza per il quale si verifica la copertura totale del campione dato da:

$$\sin \theta_{inc} = \frac{r}{L} \quad (4.18)$$

Per angoli minori una parte del fascio non incide sul campione e viene persa. Tale effetto è chiamato *di footprint*. Campioni di piccole dimensioni necessitano quindi di fenditure particolarmente strette onde limitare tale perdita di conteggi. Ad esempio, con la fenditura di  $50 \mu\text{m}$  disponibile un campione lungo 10 cm manifesta effetto footprint fino ad un angolo di incidenza pari a circa 200 arcsec.

Il rivelatore è costituito da un cristallo scintillatore YAP(Ce) accoppiato ad un fotomoltiplicatore. La sua efficienza di rivelazione deve essere ottimizzata in base al tubo in uso, modificando i valori di tensione e le soglie di detezione minima e massima. Con il giusto settaggio dei parametri si riesce ad ottenere un rumore di soli 0.3 fotoni al secondo

misurato integrando e mediando su un tempo di 10 secondi. La risposta in efficienza è lineare fino a circa 300000 conteggi al secondo, per effettuare misure anche a regimi più spinti è quindi necessario estrapolare l'esatto valore del flusso incidente. Il metodo utilizzato consiste nel porre un materiale, con coefficiente di assorbimento noto, in fronte al rivelatore per limitarne il numero di fotoni incidenti.

Lo strumento è dotato anche di una camera che viene utilizzata durante le fasi di allineamento del campione sull'asse ottico del diffrattometro.

Con il diffrattometro per raggi-X Bede D1 è possibile misurare riflettività in incidenza radente e scattering di superfici, singoli strati e multistrati. Nei seguenti paragrafi verranno illustrate tali misure e le tecniche per risalire alle informazioni fisiche in esse contenute.

#### 4.3.1 Le misure di riflettività, XRR (*X-Ray Reflectivity*)

L'accurato posizionamento del campione sull'asse ottico è la prima operazione da eseguire. La retta ideale che unisce sorgente e rivelatore deve incontrare il campione nella sua parte centrale; in aggiunta questo deve anche essere parallelo al fascio tale da ottenere un oscuramento netto e uniforme (per limitare il più possibile l'effetto footprint).

La misura di riflettività in incidenza radente avviene ruotando il campione attorno all'asse del goniometro su cui è montato, in tal modo aumenta gradualmente l'angolo di incidenza del fascio sulla superficie test. Il raggio riflesso specularmente è seguito dal rivelatore che si trova ad un angolo doppio di quello di incidenza, rispetto alla direzione del fascio diretto. Questo movimento è chiamato  $\theta/2\theta$ .



Figura 4.18: Movimento  $\theta/2\theta$  utilizzato per le misure di riflettività in incidenza radente. Il rivelatore si trova ad un angolo doppio rispetto alla direzione del beam diretto.

Il dato ottenuto viene salvato sotto forma di matrice a due colonne (posizione angolare e conteggi) e dovrà essere normalizzato al valore del flusso incidente registrato ad inizio e fine misura (per controllare un'eventuale decadimento del flusso o variazione di efficienza del rivelatore). Tale curva di riflettività (rocking curve) è legata alle caratteristiche fisiche e geometriche della superficie che l'ha prodotta.

L'analisi viene generalmente effettuata con l'ausilio di IMD (vedi bibl. [31]), software che simula le curve di riflettività partendo da modelli teorici, si ricavano i valori delle quantità fisiche di interesse. Risulta quindi di particolare utilità per verificare la struttura

interna dei multistrati ricavando il periodo ed il fattore  $\Gamma$ , così come il valore di rugosità che meglio restituisce i valori di riflettività osservati.

Un altro software utilizzato sempre per la modellizzazione delle curve di riflettività misurate è PPM (Phytonic Program for Multilayer) realizzato da A. Mirone (ESRF). Tale software consente, in maniera semi-automatica, di ricavare i parametri dei multilayer: è necessario fornire (per mezzo di un file scritto nel linguaggio xml) la struttura del multistrato la quale può essere più o meno complicata (ad esempio un comune valore per lo spessore di tutti gli strati della pila oppure lasciarlo variabile per ogni singolo strato) ed un range nel quale far variare i valori dei parametri che si vogliono trovare. L'algoritmo del software muove i parametri liberi all'interno dei range inseriti fino a minimizzare il  $\chi^2$  e salva la configurazione trovata in un nuovo file xml.

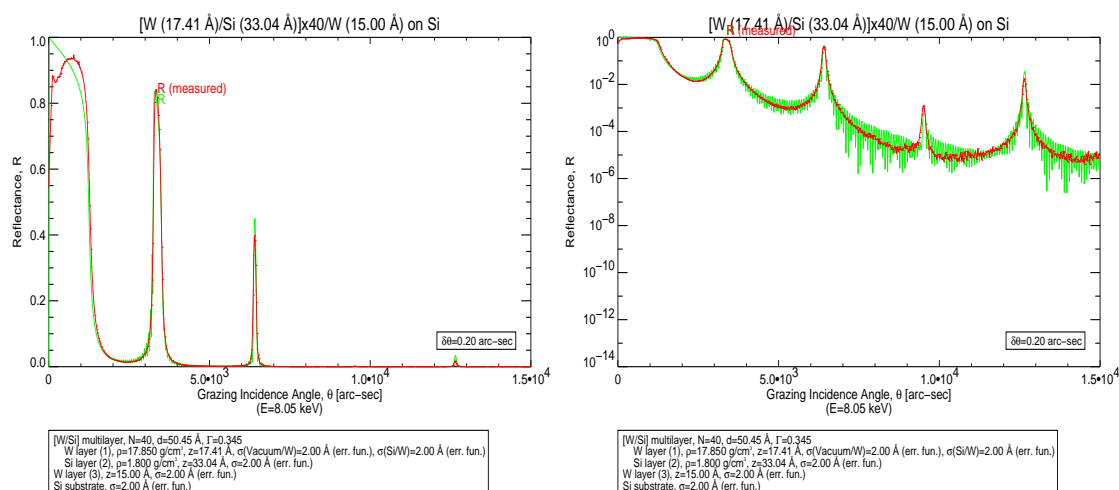


Figura 4.19: Curva di riflettività simulata con IMD (verde) confrontata con il dato misurato (rosso). Sotto i grafici è riportata la struttura del multilayer che restituisce tale andamento.

### Rugosità vs diffusione

Uno dei parametri fortemente coinvolti nell'analisi delle misure di riflettività è rappresentato dalla rugosità superficiale e di interfaccia. Come già mostrato dall'equazione 3.19 di Debye-Waller, la presenza di rugosità influisce sulla riflettività speculare di una superficie riducendola per effetti di diffusione. L'intensità del raggio riflesso diminuisce, i fotoni persi vengono distribuiti in un ventaglio di angoli attorno alla direzione del raggio speculare. Questo fenomeno è chiamato riflessione non speculare o *scattering*.

A differenti tipi di profili sono associati diversi tipi di imperfezioni delle interfacce, per i multistrato tipicamente la distinzione è fatta tra:

- diffusione, un graduale passaggio da uno strato al successivo causato da una variazione nella composizione dell'interfaccia. Questo tipo di difetto tende a diminuire la riflettività, ma non è associata a scattering;
- rugosità, dovuta ad un brusco cambiamento dell'altezza del profilo.

Solitamente il parametro efficace nel determinare la riduzione della riflettività è costituito dalla somma quadratica di questi due fattori, ovvero:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_d^2 + \sigma_r^2} \quad (4.19)$$

IMD permette sia di trattare esplicitamente i due contributi che di utilizzare un unico valore di rugosità corrispondente alla precedente somma in quadratura.

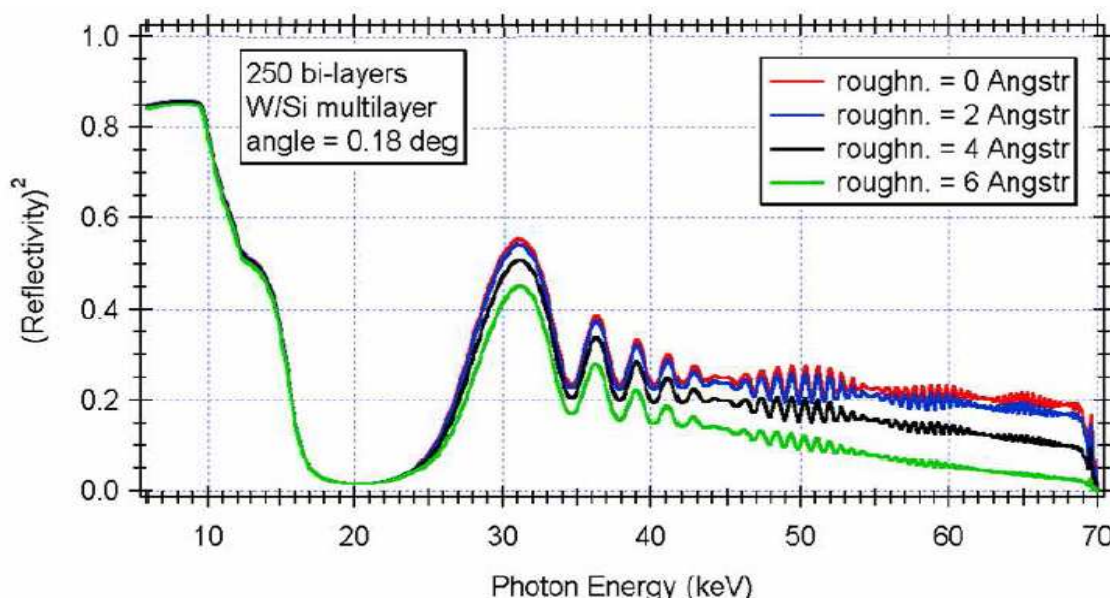


Figura 4.20: Riflettività teoriche in funzione dell'energia per un multilayer a larga banda per diversi valori di rugosità.

#### 4.3.2 Le misure di scattering, XRS (*X-Ray Scattering*)

La condizione di partenza è sempre di allineamento tra campione ed asse ottico/fascio di fotoni, come nel caso delle misure di XRR. La misura di scattering avviene utilizzando la configurazione *detector scan*: si imposta un angolo di incidenza sulla superficie e si esegue una scansione con il detector nel piano di incidenza a partire dall'angolo corrispondente al raggio speculare aumentando progressivamente l'angolo.

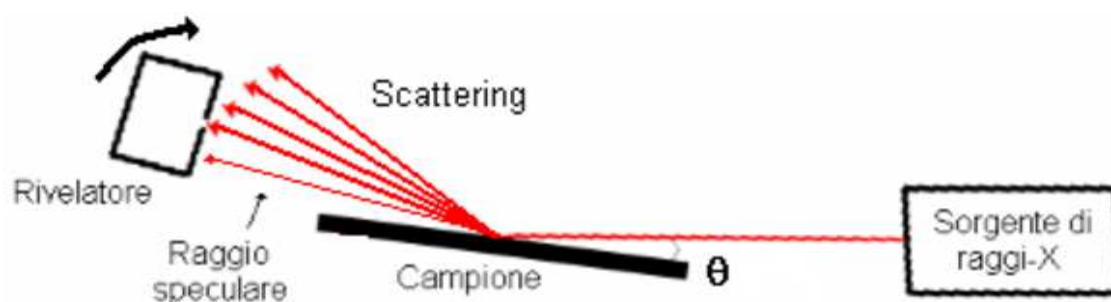


Figura 4.21: Movimento utilizzato relativo alla configurazione “detector scan” nelle misure di scattering. L’angolo di incidenza sul campione è fisso, il detector si muove verso angoli esterni al raggio riflesso specularmente.

Il dato ottenuto, sempre sotto forma di matrice a due colonne (posizione angolare e conteggi), può essere interpretato secondo quanto discusso in [52], [53] e § 4.3.3 solo nel caso di scattering da singola superficie. L’analisi dello scattering generato da multistrati necessita della conoscenza delle PSDs delle singole interfacce o l’assunzione di una percentuale di correlazione, per le PSDs intermedie, fra quella del substrato e quella della superficie esterna. Parte del lavoro effettuato nell’ambito di questa tesi è rivolto alla determinazione delle PSDs intermedie di ogni interfaccia, indispensabili per l’interpretazione dello scattering da multilayer e, come verrà esposto in seguito (vedi capitolo 5), per lo studio dell’evoluzione della rugosità in seguito a deposizione di film sottili.

Tale tipo di misura annovera alcuni vantaggi: consente di indagare una porzione estesa della superficie analizzata diminuendo il peso che può essere introdotto da eventuali caratteristiche locali; è meno esposta all’introduzione di errori dovuti alle condizioni in cui si opera, vibrazioni, eventuale polvere o il sottile strato d’acqua non influenzano lo scattering alle lunghezze d’onda dei raggi-X.

Limitatamente al caso di una superficie semplice, è possibile ottenere informazioni sulla topografia di questa ricavandone la PSD dalla curva di scattering misurata. Il range di frequenze spaziali indagabili con questa analisi si colloca a cavallo tra la profilometria ottica (WYKO) e la microscopia a forza atomica (AFM).

### 4.3.3 Il legame scattering-topografia di superficie

Le equazioni 2.3 di Fresnel descrivono l’ampiezza di un’onda riflessa solo nel caso teorico di superficie perfettamente liscia. La formula 3.19 di Debye-Waller esprime invece lo smorzamento esponenziale che questa subisce a causa della presenza di rugosità nelle superfici reali. La radiazione che viene sottratta al raggio speculare è ridistribuita in tutte le altre direzioni che, come descritto in precedenza, dà luogo al fenomeno chiamato *scattering*. La caratterizzazione di una superficie non può quindi avvenire solo tramite lo studio della riflessione speculare, ma è molto utile tener conto anche della radiazione non speculare.

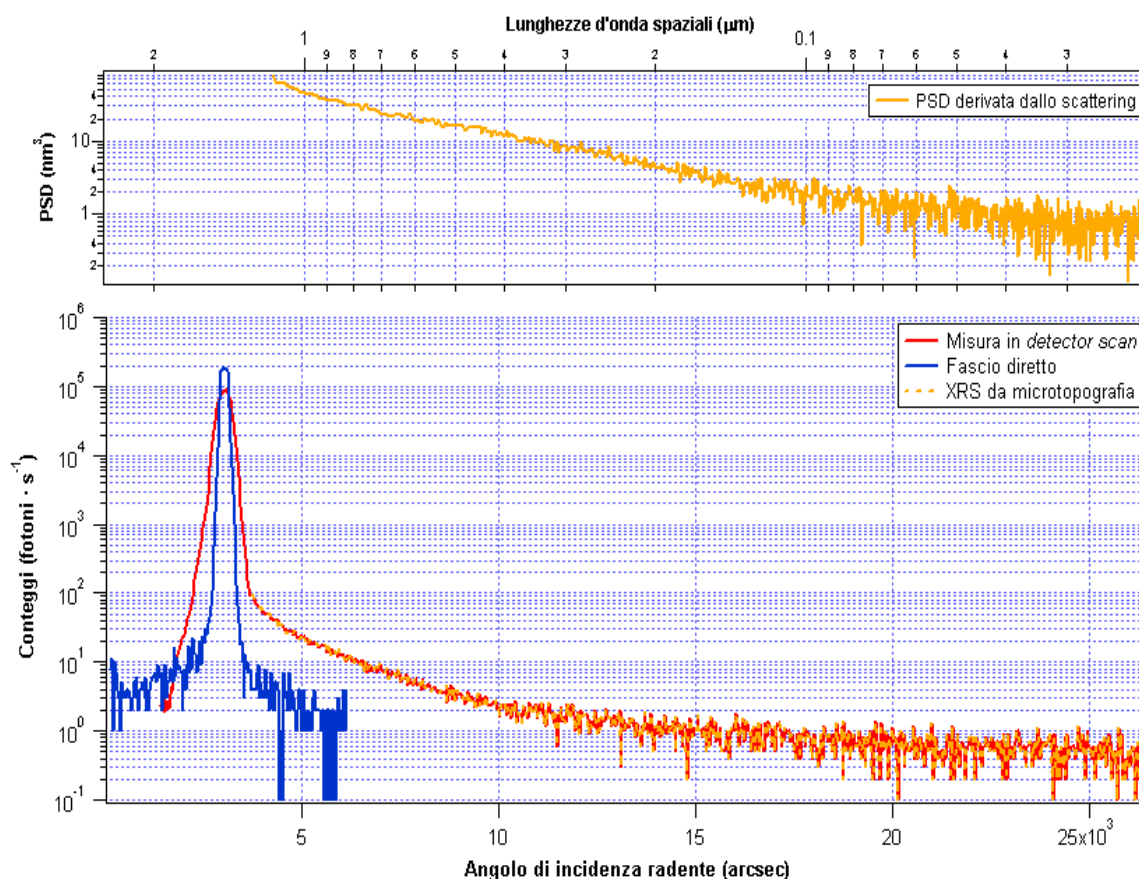


Figura 4.22: Analisi di una misura di scattering. I dati rappresentano il profilo di scattering (rosso); il profilo relativo al fascio diretto (blu) è pure mostrato. Quest'ultimo ci fornisce sia l'informazione sul valore di normalizzazione della misura (il picco) che la risoluzione (in genere  $FWHM \sim 250$  arcsec). La linea tratteggiata in arancione è la parte di scattering dovuta alla microtopografia della superficie dalla quale è stata estratta la PSD (grafico sopra in arancione).

Con riferimento alla geometria di figura 4.23 ed utilizzando la teoria delle perturbazioni, Church ha descritto lo scattering collegandolo alla topografia di superficie (vedi bibl. [52]). Questa teoria, valida a tutte le lunghezze d'onda, fornisce una relazione di proporzionalità fra intensità diffusa e PSD della superficie.

Affinché possa essere applicata la teoria delle perturbazioni deve valere la condizione di limite di superficie liscia:

$$2\sigma \sin \theta_i \ll \lambda \quad (4.20)$$

in queste condizioni, ed assumendo la superficie essere isotropa, della radiazione diffusa nelle direzioni  $(\theta_s, \phi_s)$  solo una frazione trascurabile ( $\sim [0.01 \div 0.001]\%$ ) cadrà nel piano  $\phi_s$ . Allora la curva di scattering nel piano  $\theta_s$  è legata alla PSD monodimensionale dalla

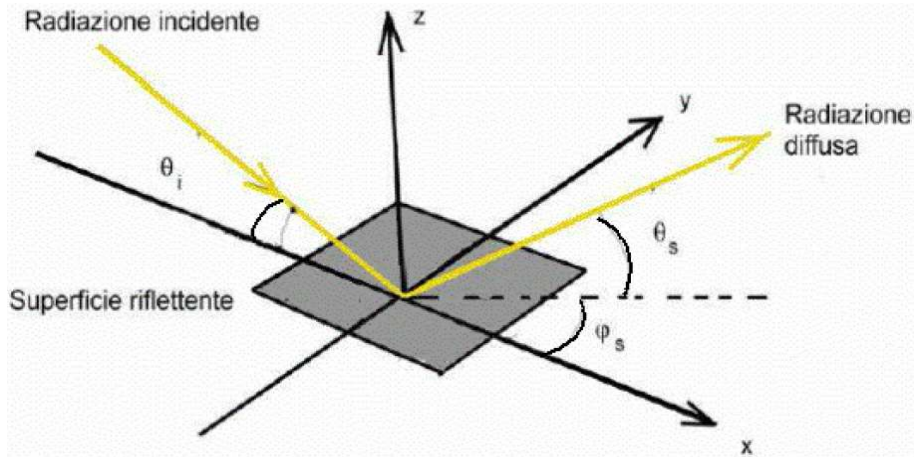


Figura 4.23: Un raggio incidente sulla superficie con angolo radente  $\theta_i$  viene parzialmente diffuso nelle direzioni individuate da  $\theta_s$  e  $\phi_s$ . L'angolo  $\theta_s$  è compreso fra il raggio diffuso ed il piano  $x - y$  sul quale giace la superficie, l'angolo  $\phi_s$  invece tra l'asse  $x$  e la proiezione del raggio diffuso sul piano della superficie.

relazione:

$$\frac{1}{I_0} \left( \frac{dI}{d\theta} \right)_s = \frac{16\pi^2}{\lambda^3} Q_{is} \sin^2 \theta_s \sin \theta_i PSD(f) \quad (4.21)$$

dove  $\theta_s$  e  $\theta_i$  sono gli angoli di scattering e di incidenza, il termine di sinistra è la misura ottenuta sperimentalmente e normalizzata al fascio incidente  $I_0$ . Infine  $Q_{is}$ , chiamato *fattore di polarizzazione*, può essere approssimato secondo la *teoria di Rayleigh-Rice* da:

$$Q_{is} = [R(\theta_i) \cdot R(\theta_s)]^{1/2} \quad (4.22)$$

con  $R(\theta_i)$  ed  $R(\theta_s)$  le riflettività di Fresnel della superficie valutate rispettivamente all'angolo di incidenza e all'angolo di scattering.

La Power Spectral Density della superficie è espressa come funzione delle frequenze spaziali che sono collegate all'angolo di scattering dall'espressione :

$$f = \frac{|\cos \theta_s - \cos \theta_i|}{\lambda} \quad (4.23)$$

che è la formula del reticolo al 1° ordine in incidenza non-normale.

#### 4.4 La facility PANTER

Il laboratorio PANTER è una facility di test a raggi-X presso il Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik (MPE) situata in Germania, a Neuried.



Le sue grandi dimensioni consentono di calibrare ottiche focalizzanti a raggi-X per uso astrofisico in illuminazione totale con un fascio a bassa divergenza. L'unicità in Europa le portò subito un ruolo di primaria importanza: costruita alla fine degli anni Settanta per la calibrazione delle ottiche del satellite ROSAT, fu in seguito utilizzata anche per EXOSAT, Beppo-SAX, JET-X, SOHO/CDS, ABRIXAS, XMM-Newton e SWIFT.

Attualmente la facility PANTER viene utilizzata anche da INAF/OAB nell'ambito dello sviluppo di ottiche multilayer per raggi-X duri effettuato in collaborazione con l'Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA), l'istituto NASA/MSFC (Marshall Space Flight Center) e la ditta Media Lario Techn.



Figura 4.24: Vista aerea della facility PANTER installata nei pressi di Monaco di Baviera. (Crediti: MPE)

La fotografia aerea 4.24 mostra una visione d'insieme della facility. Un tubo collega la camera dove è posizionata la sorgente X con la grande clean room ( $12.5 \text{ m} \times 3.5 \text{ m}$ , classe 1000) nella quale vengono posizionate le ottiche sottoposte a test; nella stessa camera sono installati i rivelatori di raggi-X. Tutti gli ambienti sopra elencati sono portati sottovuoto a  $10^{-6} \text{ mbar}$  prima della fase di misurazione da quattro pompe turbo-molecolari indipendenti l'un l'altra.

Le dimensioni geometriche del tubo sono di  $l = 123 \text{ m} \times \phi = 1 \text{ m}$ . A questa distanza si ottiene una bassa, ma non trascurabile, divergenza del fascio X: per un'ottica dal diametro di 300 mm posta a circa 120 m dalla sorgente si ottiene un valore di  $0.064^\circ$ . Poiché gli angoli tipici di riflessione per le ottiche in raggi-X duri sono dell'ordine del decimo di grado tale divergenza deve essere tenuta in considerazione in fase di analisi dati come vedremo in seguito.

L'ottica viene allineata con il fascio incidente per mezzo di dispositivi motorizzati con precisione di  $3 \mu\text{m}$  in traslazione ed 1 arcsec in rotazione.

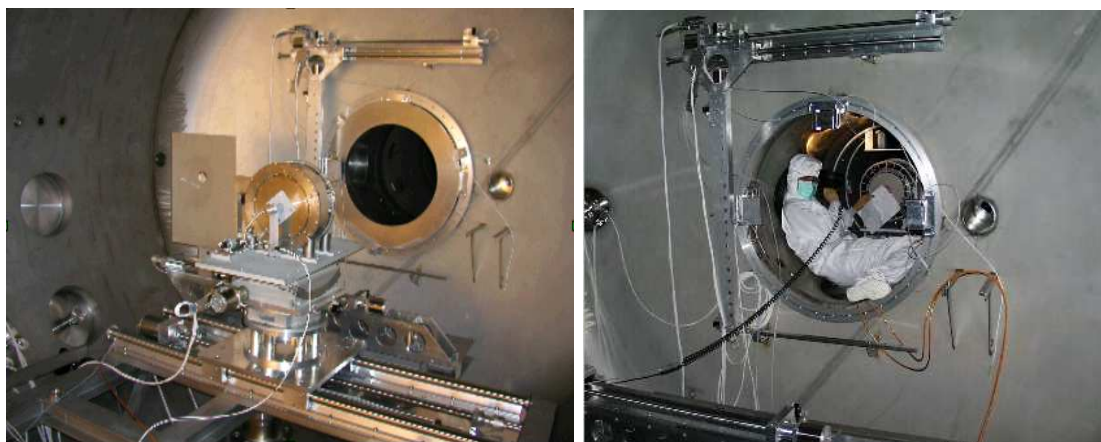


Figura 4.25: Installazione dell'ottica da misurare presso la facility PANTER. (sinistra) Per focali inferiori a 9 m lo specchio può essere posizionato nella camera al termine del tubo di collegamento alla sorgente di raggi-X. (destra) Ottiche con focali maggiori devono essere alligate all'interno del tubo con uno speciale sistema di allineamento costruito ad hoc.

#### 4.4.1 Le sorgenti a raggi-X

Sono disponibili quattro sorgenti X intercambiabili, montate su un sistema a rotaie, con 16 diversi materiali anodici. Lo spettro di queste sorgenti, uno dei quali mostrato in figura 4.26, è un continuo di bremsstrahlung sommato alle righe di fluorescenza tipiche dei materiali dell'anodo con energie comprese tra 0.27 keV e 8.05 keV. Il flusso raggiunge tipicamente i 5000 conteggi/sec/cm<sup>2</sup>. Sono installati anche alcuni filtri in assorbimento per sopprimere parte del continuo o delle righe di fluorescenza.

Se si rendono necessarie misure a flussi maggiori è possibile utilizzare un'altra sorgente che fornisce un continuo tra 4.5 keV e 50 keV con una coppia di righe tra 4.5 keV e 22 keV. La calibrazione ai raggi-X duri può avvenire nei modi: *monocromatico* o *energy dispersive* descritti di seguito.

##### Modalità monocromatica

La sorgente è costituita di due unità separate. La prima ospita un tubo a raggi-X aperto che opera fino a 50 kV e 60 mA, raffreddato ad acqua e con anodi intercambiabili in Rame o Molibdeno; la seconda è la camera dove avviene la monocromazione del fascio tramite due cristalli (generalmente grafici pirolitiche) con reticolo a riflessione regolabile che forniscono fotoni con energie comprese fra 1.5 keV e 25 keV. Le due camere sono separate da una finestra in Berillio spessa 8  $\mu\text{m}$  e del diametro di 4 mm.

I cristalli a disposizione per gli esperimenti sono di tre tipi: HOPG(002) in grafite, KAP(100) e Si(111). Sopra i 15 keV la monocromazione avviene al secondo picco di Bragg. I flussi forniti in questa configurazione sono di 100 fotoni/sec/cm<sup>2</sup> a 3.5 keV e di 600 fotoni/sec/cm<sup>2</sup> a 8 keV.

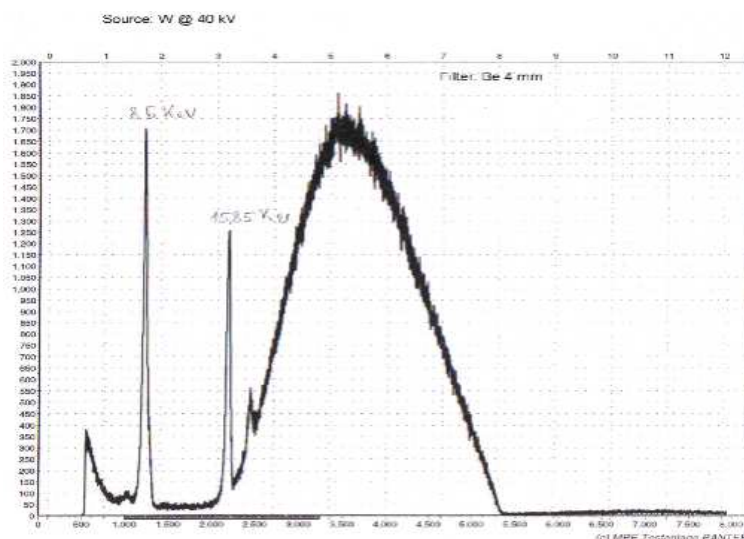


Figura 4.26: Spettro dalla sorgente X con anodo in W installata alla facility PANTER.

### Modalità energy dispersive

Viene utilizzata una sorgente di raggi-X con anodo in Tungsteno che fornisce uno spettro continuo di bremsstrahlung da 4.5 keV a 50 keV a seconda della tensione anodica applicata. L'illuminazione dell'ottica viene misurata sfruttando l'ottima risoluzione energetica del rivelatore EPIC-pn (descritto in seguito). Questo set-up consente la caratterizzazione della riflettività dello specchio su una larga banda energetica con una singola esposizione.

La sorgente utilizzata fornisce un potente flusso di 3500 fotoni/sec/cm<sup>2</sup>, nell'intervallo 10 ÷ 40 keV, che accoppiato ad un lungo tempo di integrazione sono in grado di compensare il ridotto guadagno del rivelatore sopra i 10 keV.

#### 4.4.2 I rivelatori

Per garantire ottime prestazioni sia sulla rivelazione del continuo che sulle righe viene utilizzato un doppio sistema: il modello di riserva del PSPC (Position Sensitive Proportional Counter) utilizzato dalla missione ROSAT e l'EPIC-pn di riserva per la camera CCD a bordo di XMM-Newton.

PSPC possiede una relativamente modesta risoluzione energetica (30% a 1.5 keV) ed una discreta risoluzione spaziale (250  $\mu\text{m}$ ). Essendo un dispositivo pensato per l'esatto conteggio dei fotoni su di un'ampia dinamica è particolarmente adatto a misurare l'area efficace degli specchi a raggi-X. In oltre, il grande campo di vista (del diametro di 80 mm) lo rende molto utile anche per le misure di scattering e nelle fasi di allineamento dell'ottica.

Il rivelatore EPIC-pn ha una migliore risoluzione energetica (145 eV @ 6 keV) e spaziale (150  $\mu\text{m}$ ), può lavorare fino a 50 keV. La sua area di raccolta raggiunge i 36 cm<sup>2</sup>. La figura 4.27 ne mostra l'andamento dell'efficienza quantica. Come si nota cala drasti-

camente sopra i 10 keV, ma aumentando il tempo di esposizione si riesce a compensare tale riduzione. L'utilizzo di EPIC-pn fino a 50 keV è avvenuto per la prima volta per le caratterizzazioni delle ottiche a multistrato ottenute per replica con elettroformatura del Nickel.

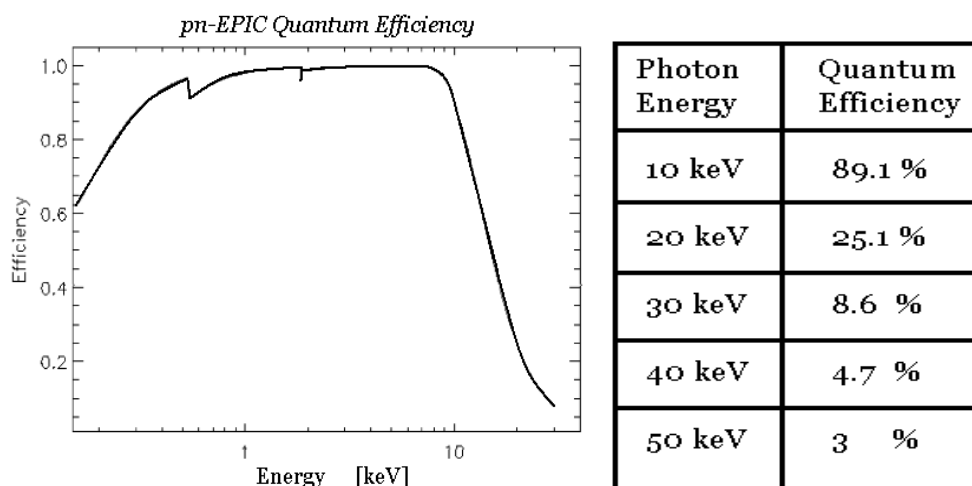


Figura 4.27: Efficienza quantica in funzione dell'energia del rivelatore EPIC-pn disponibile presso la facility PANTER. (Crediti: MPE)

#### 4.4.3 Effetti della sorgente a distanza finita

Come già menzionato poco sopra, pur essendo la PANTER una buona approssimazione di un fascio ad illuminazione totale parallelo, è necessario tenere in conto gli effetti che la distanza finita sorgente/ottica introduce nelle stime di area efficace delle ottiche calibrate.

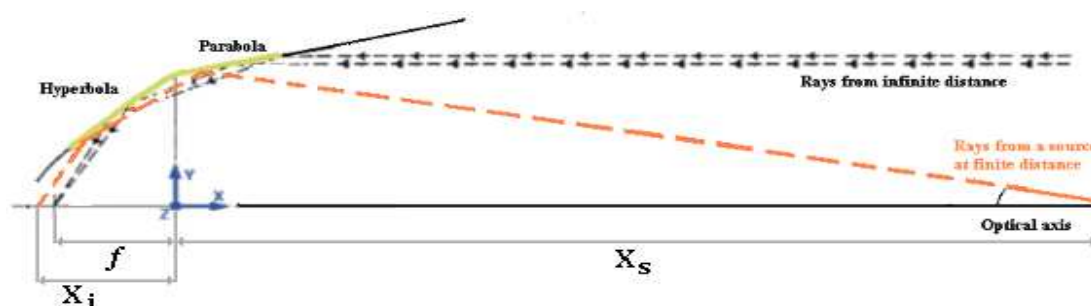


Figura 4.28: Spostamento rispetto al caso all'infinito del piano focale causato dalla distanza finita a cui è posta la sorgente di raggi-X.

La distanza focale alla quale viene a formarsi l'immagine della sorgente si discosta dalla lunghezza focale dell'ottica. Applicando la legge classica per le lenti, avremo:

$$\frac{1}{X_s} + \frac{1}{X_i} = \frac{1}{f} \quad (4.24)$$

dove  $f$  è la lunghezza focale dello specchio ed  $X_s$  la distanza alla quale è posta la sorgente. L'immagine si formerà allora alla distanza  $X_i > f$ .

Un altro effetto introdotto è una perdita di area efficace. La distanza finita alla quale si trova la sorgente fa sì che non tutti i raggi incidenti sulla parabola vengano intercettati e riflessi dall'iperbole. La percentuale di area geometrica effettivamente interessata dalla doppia riflessione è data da:

$$\alpha = \frac{X_s - 4f}{X_s + 4f} \quad (4.25)$$

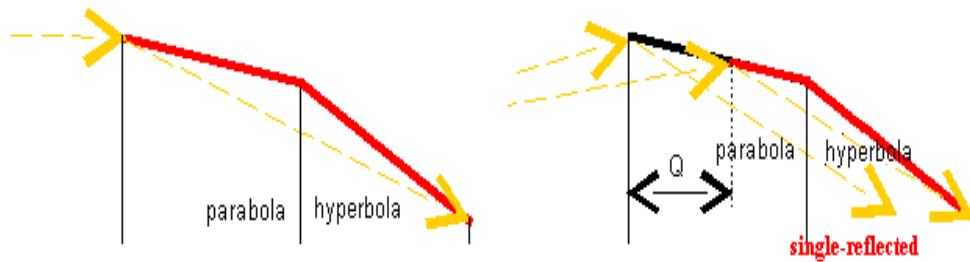


Figura 4.29: Rappresentazione della frazione di fotoni persi ( $Q$ ) a causa della mancata focalizzazione dei raggi che non subiscono la doppia riflessione

Un ulteriore effetto lo si deve alla presenza di due differenti angoli di incidenza tra parabola e iperbole. Se  $\theta$  fosse l'angolo di incidenza per un raggio a distanza infinita e  $\beta = \frac{r}{X_s}$  la divergenza del fascio, si ha che sulla parabola i fotoni incidono con un angolo pari a  $\theta + \beta$ , mentre sull'iperbole a  $\theta - \beta$ .

Per le ottiche a singolo strato questa situazione non è un grosso problema, poiché i due angoli di incidenza sono comunque minori dell'angolo critico ed il prodotto delle due riflettività rimane all'incirca costante.

In presenza di un multilayer si possono presentare due situazioni diverse: multilayer a spaziatura costante ed a spaziatura variabile. In entrambi i casi bisogna tenere conto che la curva di riflettività è la composizione di parabola più iperbole.

#### 4.4.4 Analisi dei dati acquisiti

Il fascio incidente viene inizialmente calibrato, sia in modalità monocromatica che energy-dispersive, per mezzo di un flat field contando il numero di fotoni incidenti sul detector per unità di area,  $B_{inc}(E)$ . Una volta posizionata la shell sul cammino ottico la misura

avviene integrando il conteggio dello spot focale per ricavare il tasso di raccolta dei fotoni  $C_c$ . La stima di area efficace è allora ottenuta come:

$$A_{eff}(E) = \frac{C_c(E)}{B_{inc}(E)} \quad (4.26)$$

Per ricavare i dati di riflettività si deve far uso della precedente relazione 4.25 per la determinazione dell'area di raccolta geometrica  $A_g$  (che deve includere anche la riduzione dovuta agli spider). In totale si avrà:

$$R_p(E)R_i(E) = \frac{A_{eff}(E)}{A_g} \quad (4.27)$$

dove  $R_p$  ed  $R_i$  sono le riflettività di parabola ed iperbole che coincidono solo nel caso di sorgente a distanza infinita.

## Capitolo 5

# Diagnostica multistrati evoluzione della rugosità

Come già parzialmente discusso nei precedenti capitoli la rugosità superficiale di uno specchio per raggi-X gioca un ruolo primario nel determinarne le prestazioni. Gli effetti direttamente associati alla presenza di rugosità possono essere riassunti in:

- una diminuzione della riflettività speculare descritta dall'equazione di Debye-Waller:

$$R_\sigma = r^2 \exp \left[ - \left( \frac{4\pi}{\lambda} \sigma n_1 \sin \theta_i \right)^2 \right]$$

- la presenza di radiazione diffusa o scattering descritta dalla formula 4.21:

$$\frac{1}{I_0} \left( \frac{dI}{d\theta} \right)_s = \frac{16\pi^2}{\lambda^3} Q_{is} \sin^2 \theta_s \sin \theta_i PSD(f)$$

dove l'angolo di scattering  $\theta_s$  è legato alle frequenze spaziali da  $f = \frac{|\cos \theta_s - \cos \theta_i|}{\lambda}$

Queste due equazioni, che descrivono una superficie di data rugosità, non sono in realtà tra loro indipendenti; infatti integrando la seconda rispetto all'angolo di scattering, si ottiene:

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{I_0} \left( \frac{dI}{d\theta} \right)_s d\theta_s = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{16\pi^2}{\lambda^3} \overbrace{[r(\theta_s)r(\theta_i)]}^{Q_{is}} \sin^2 \theta_s \sin \theta_i PSD(f) d\theta_s$$

con il cambio di variabile da  $d\theta_s \rightarrow df$  e nell'approssimazione di piccoli angoli si scattering  $\theta_s \rightarrow \theta_i$  è possibile scrivere l'espressione precedente come:

$$\frac{16\pi^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta_i r^2 \int PSD(f) df = \frac{16\pi^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta_i r^2 \sigma^2 \simeq r^2 \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{4\pi\sigma \sin \theta_i}{\lambda} \right)^2 \right] \right\}$$

Tale risultato altro non è che l'approssimazione al primo termine dell'espansione in serie dell'equazione 2.27 del Total Integrated Scattering già menzionato nel § 2.3.1.

Nota la *Power Spectral Density* è allora possibile formulare delle ipotesi sulla risoluzione angolare (in termini di HEW) che è lecito attendersi da un telescopio i cui specchi abbiano una superficie riflettente così descritta. Conoscere la microtopografia della superficie delle ottiche di un telescopio permette di simulare la Point Spread Function (PSF) e quindi la risposta in riflessione (speculare e scattering) della mirror shell. Come trattato in precedenza essere a conoscenza della PSF permette di valutare la risoluzione angolare (HEW) relativa allo specchio.

Il problema che si verifica generalmente nel processo di deposizione di film sottili è che la rugosità (o PSD) cresce, come si vede dalla figura 5.1. La presenza di rugosità si traduce in un abbassamento della riflettività speculare in favore di quella diffusa (scattering). Questo non solo provoca uno sparpagliamento della PSF con il conseguente peggioramento del valore di HEW ad essa associato, ma porta anche ad una diminuzione dell'area efficace dello specchio. Difatti, come già mostrato con l'espressione 2.36, il parametro su cui è possibile intervenire per migliorare la sensibilità del telescopio è proprio l'area efficace, definita dal prodotto *area-geometrica*  $\times$  *riflettività*. Quindi non è sufficiente realizzare un substrato di eccellente qualità per assicurare una bassa  $\sigma$ , anche il processo di deposizione deve essere affinato.

Nel caso in cui la superficie riflettente sia costituita dalla sovrapposizione di un numero elevato di film sottili depositati, come si verifica per i multilayer, gli effetti sopra descritti sono da attribuire non solo alla superficie esterna, ma anche a tutte le interfacce della serie. Conoscere l'andamento della PSD in funzione dello spessore dello strato riflettente all'interno del multilayer è un importante strumento per formulare previsioni sulla risoluzione angolare ed area efficace del telescopio. In aggiunta, può essere utilizzato anche per studiare le caratteristiche di strati depositati con metodi differenti e quindi suggerire la tecnica migliore in relazione alle specifiche desiderate per lo specchio. Essere in grado di effettuare un'indagine di questo genere risulta quindi di grande importanza, soprattutto in previsione delle future missioni, quali SIMBOL-X o Con-X, descritte nel § 1.2. Tale strumento va ad integrare le indagini di caratterizzazione di superfici e multistrati riportate.

Parte del lavoro di Tesi è stato dedicato dall'autore per scrivere un software dedicato allo studio dell'evoluzione della rugosità. Applicando un modello teorico presente in letteratura si sono potute ottenere le PSD di ogni strato. Il lavoro ha incluso anche l'analisi di alcuni campioni di specchi multilayer depositati con diversi metodi.

Nei seguenti paragrafi viene riportata una descrizione del modello utilizzato, del software realizzato per la modellizzazione e l'analisi svolta sui campioni per spiegare la crescita.

## 5.1 Tipi di campioni analizzati

Introduciamo con la tabella 5.1 i campioni analizzati in questo lavoro di tesi, una cui descrizione dettagliata può essere trovata più avanti nel capitolo.

Tali campioni sono stati realizzati con lo scopo di verificare le caratteristiche superficiali ottenibili con diverse tecniche di deposizione applicate a diverse coppie di materiali



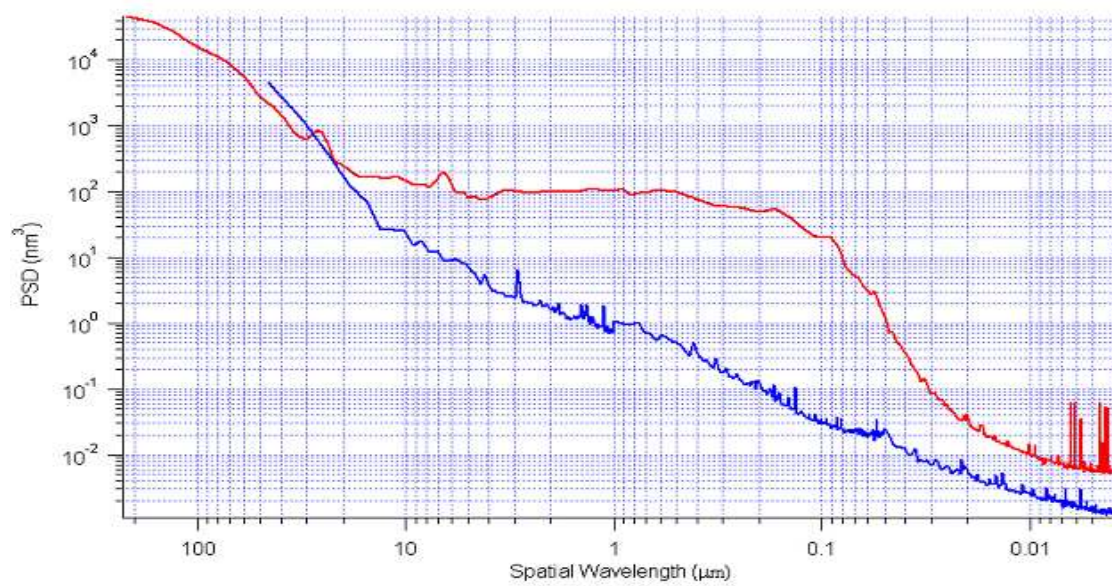
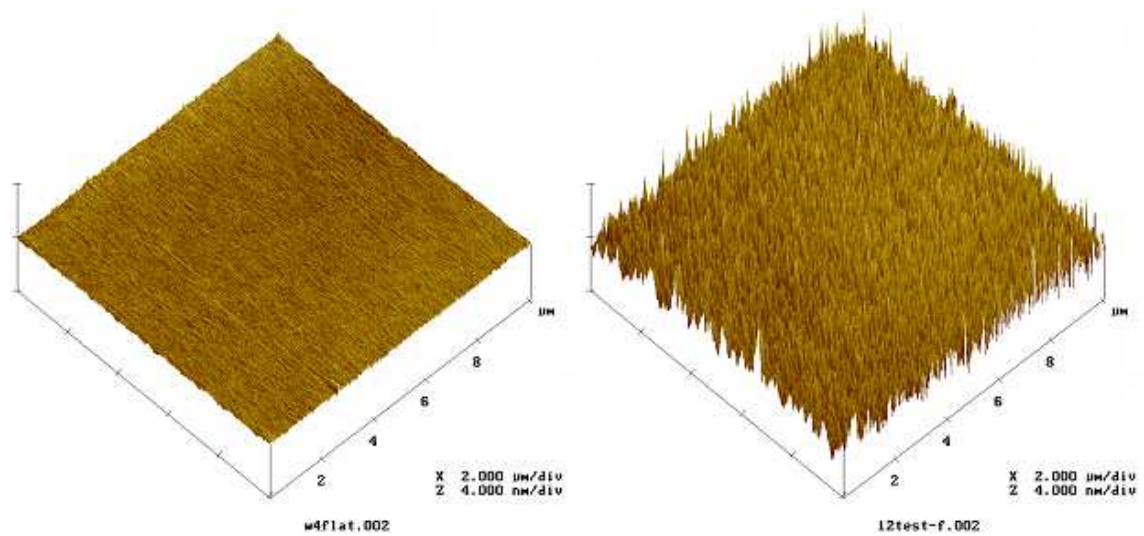


Figura 5.1: La superficie di un wafer di Silicio (sinistra) e quella di un multilayer in W/Si (destra). L'aumento della  $\sigma$  è evidente. Tale crescita viene confermata dall'incremento subito dalle strutture di  $0.1 < \lambda < 10 \mu\text{m}$ , visibile nella PSD del multilayer (linea rossa). Tale range è quello maggiormente responsabile dello scattering dei raggi-X di alta energia ( $E > 10 \text{ keV}$ ) ad incidenza radente (vedi equazione 4.23).

(assorbitore/spaziatore) su differenti substrati ed eventualmente indicare possibili vie per il miglioramento delle caratteristiche del multilayer depositato.

Si è deciso di concentrare lo studio sui multilayer depositati per e-beam evaporation, DC magnetron sputtering ed RF magnetron sputtering (con bombardamento ionico). Ne esplicitiamo brevemente i motivi nel seguente elenco:

**e-beam evaporation:** la facility è già disponibile presso la ditta Media Lario Techn. ed è nota al gruppo di ricerca di INAF/OAB poiché utilizzata positivamente in passato per realizzare la copertura riflettente a singolo strato in Au degli specchi di BepoSAX, JET-X/SWIFT ed XMM-Newton. La sua applicazione per la deposizione dei multilayer è però una novità in fase di studio. L'e-beam permette di depositare film sottili abbastanza velocemente su superfici di notevoli dimensioni come saranno i mandrini delle future missioni per l'astronomia in raggi-X duri, tuttavia nel caso dei multilayer si sono registrati problemi di uniformità ed aderenza degli strati depositati. Questo metodo è esplorato per estendere la tecnica di replica tramite l'elettroformatura del Nickel alle shell con copertura multilayer (metodo diretto, vedi § 3.2.1) con particolare riferimento alla missione HEXIT-SAT.

**DC magnetron sputtering:** l'applicazione di tale metodo alla deposizione di superfici riflettenti multilayer è portato avanti da INAF-OAB in collaborazione con due istituti di ricerca americani, l'Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA) ed il Marshall Space Flight Center (MSFC). Una facility dedicata appositamente a tale scopo è stata realizzata ed installata presso il CfA. I film sottili realizzati tramite DC sputtering mostrano generalmente una superficie compatta ed uniforme anche se il rate di deposizione non è elevato. Queste caratteristiche sono molto importanti al fine di ottenere ottiche con alti valori di riflettività ed una prolungata durata delle caratteristiche dello strato riflettente nel tempo. Questo metodo è esplorato per estendere la tecnica di replica tramite l'elettroformatura del Nickel alle shell con copertura multilayer (metodo indiretto, cioè deposizione del multilayer sulla superficie interna di shell in Ni precedentemente prodotte per replica. Vedi § 3.2.2) con particolare riferimento alle missioni SIMBOL-X e Constellation-X.

**RF magnetron sputtering:** l'utilizzo combinato di bombardamento ionico e di un bias (una tensione) al substrato sembra essere in grado di migliorare le caratteristiche finali del film depositato favorendo la mobilità degli atomi depositati sulla superficie del campione. Per approfondire lo studio di questa interessante caratteristica, al fine di proporre l'utilizzo di tale metodo per la deposizione dei multilayer sulle ottiche di alcune future missioni in raggi-X duri, è prevista l'installazione di una facility di RF sputtering presso la ditta Media Lario Techn.

Tabella 5.1: I campioni analizzati in questo lavoro di tesi e le loro principali caratteristiche.

	Numero di bistrati	Elemento assorbitore	Elemento spaziatore	Ricetta	Tecnica di deposizione
Test A	40	W	Si	$d=43 \text{ \AA}$ $\Gamma = 0.37$	e-beam evaporation
Test B	30	W	Si	vedi § 5.5.2	e-beam evapo. + ion-etching
Test C	15	Pt	C	$d=55.70 \text{ \AA}$ $\Gamma = 0.408$	e-beam evaporation
Test D	40	W	Si	$d=54 \text{ \AA}$ $\Gamma = 0.13$	DC magnetron sputtering
Test E	7	W	Si	$d=130 \text{ \AA}$ $\Gamma = 0.355$	DC magnetron sputtering
	+				
	40	W	Si	$d=38 \text{ \AA}$ $\Gamma = 0.47$	
Test F	40	Mo	Si	$d=72.73 \text{ \AA}$ $\Gamma = 0.44$	RF magnetron sputtering
Test G	40	Mo	Si	$d=72 \text{ \AA}$ $\Gamma = 0.45$	RF magnetron sputtering

## 5.2 Protocollo per la caratterizzazione dei multilayer

Per quanto discusso nell'introduzione del capitolo si rende necessario effettuare sui campioni multilayer una completa caratterizzazione topografica, di riflettività e di scattering. Questa viene poi utilizzata per studiarne a fondo le caratteristiche al fine di valutare la possibilità di applicare le tecniche usate per realizzare il campione alle ottiche per i telescopi delle future missioni in raggi-X duri.

A tal fine l'autore ha utilizzato la serie di strumenti metrologici (vedi capitolo 4) disponibili nei laboratori di INAF/OAB, cioè il profilometro WYKO ed i microscopi AFM per le caratterizzazioni topografiche, il diffrattometro BEDE per le misure di XRR ed XRS. Per ridurre al minimo la contaminazione della superficie da parte della polvere ogni campione è subito riposto in una clean room, all'interno della quale si trovano tutti gli strumenti per la caratterizzazione topografica.

In figura 5.2 è riportato uno schema a blocchi utile per descrivere le principali fasi che accompagnano il percorso di caratterizzazione di ogni campione.

Questa analisi permette la redazione di una sorta di carta di identità del campione grazie all'estrazione di un vasto numero di caratteristiche. *L'autore ha aggiunto un ulteriore strumento di indagine che, utilizzando le informazioni raccolte con la procedura standard di seguito descritta, è in grado di fornire informazioni sull'andamento della rugosità interfacciale al crescere del numero di bistrati depositati.*

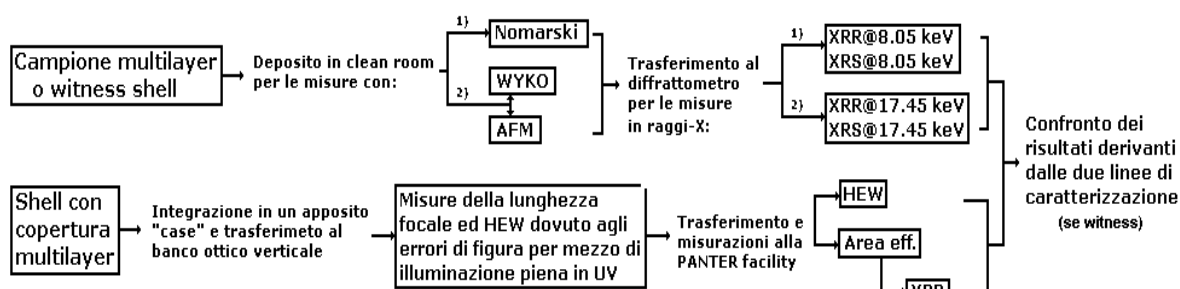


Figura 5.2: Procedura standard seguita dall'autore per la caratterizzazione completa di tutti i campioni analizzati. Mentre le due linee di caratterizzazione sono indipendenti l'una dall'altra e vengono percorse, per quanto possibile, contemporaneamente per contenere i tempi di analisi dati, l'ordine (sinistra  $\rightarrow$  destra) qui presentato con cui vengono eseguite le varie misure è di fondamentale importanza per preservare nel miglior modo la superficie esterna del multilayer.

### 5.2.1 Topografia superficiale

Come operazione preliminare è bene ispezionare il campione con il microscopio Nomarski al fine di acquisire una visione d'insieme della superficie: trovare l'eventuale presenza di difetti estesi e ottenere una descrizione qualitativa della superficie.

La caratterizzazione quantitativa della microtopografia viene successivamente effettuata tramite l'utilizzo del microscopio a forza atomica AFM e del profilometro ottico WYKO.

#### Caratterizzazioni AFM

Su vari punti della superficie (allo scopo di escludere eventuali difetti locali ed essere in possesso di una statistica migliore) vengono effettuate scansioni di ampiezza 100, 10 ed 1  $\mu m$ , che corrispondono rispettivamente ai range spettrali  $[100 \div 0.4] \mu m$ ,  $[10 \div 0.04] \mu m$  e  $[1 \div 0.004] \mu m$  (vedi § 4.2.1).

I dati così ottenuti sono poi trattati con appositi programmi per estrarne le PSD, usando le formule 4.8 e 4.9, su diversi range spettrali, la cui sovrapposizione restituisce la PSD su un ampio intervallo di frequenze spaziali. Con questo primo passo è possibile indagare le lunghezze d'onda spaziali tra 100  $\mu m$  e 0.004  $\mu m$ . Ad ogni PSD, parziale e totale, è poi associato il rispettivo valore di rugosità ottenuto per integrazione della curva (sulle frequenze).

#### Caratterizzazioni WYKO

Una analoga procedura viene seguita anche per le misure alle frequenze spaziali inferiori effettuate con il WYKO. Generalmente viene utilizzata solamente la testa ottica con l'ingrandimento 20X la cui lunghezza di scansione è di 660  $\mu m$ , immediatamente superiore alla

misura massima dell'AFM. È anche possibile indagare frequenze più basse (corrispondenti al range spettrale  $[2.6 \cdot 10^3 \div 5] \mu m$ ) con la testa ottica a 2.5X.

Come procedura standard si acquisiscono i profili su cinque punti differenti del campione e se ne ricavano le PSDs che vengono poi mediate. Anche in questo caso si calcola il valore della rugosità.

Come ultima operazione si sovrappone e si unisce la  $PSD_{WYKO}$  con la  $PSD_{AFM}$  per ottenere una descrizione topografica completa,  $PSD_{fin}$ , delle medie ed alte frequenze spaziali.

La procedura appena descritta deve essere effettuata non solo sulla superficie finale del multilayer, ma è di basilare importanza che sia stata effettuata anche sul substrato prima della deposizione. Per esigenze tecniche dovute essenzialmente ai tempi ed ai costi di realizzazione dei campioni non sempre è stato possibile effettuare la caratterizzazione dei substrati.

Nei casi in cui l'autore non ha potuto provvedere alla diretta caratterizzazione del substrato (estrazione della  $PSD_{sub}$ ) è stato scelto di utilizzare i risultati ottenuti da D. Vernani nella sua Tesi di Laurea (vedi bibl. [54]). Si è ritenuto che le caratteristiche morfologiche risultanti da tali analisi siano pressoché identiche a quelle dei substrati attuali poiché si tratta di campioni realizzati dalle medesime aziende nelle medesime condizioni come standard di riferimento per la rugosità. Tuttavia, esistono wafer con migliori caratteristiche superficiali, come si è evidenziato dall'analisi di uno dei campioni presentati in seguito.

Riassumendo, con le misure topografiche descritte si entra in possesso delle caratteristiche morfologiche del campione (e di una parte dei dati con i quali effettuare l'analisi sull'evoluzione della rugosità). Con riferimento alla notazione che verrà adottata in seguito nel § 5.3 abbiamo:

- $PSD_{sub}$  la Power Spectral Density del substrato ottenuta per analisi diretta dell'autore o del lavoro del Vernani;
- $PSD_{fin}$  la Power Spectral Density della superficie finale del multilayer che dovrà essere riprodotta dopo le  $N$  iterazioni dell'equazione 5.3.

### 5.2.2 Indagini tramite raggi-X

#### Misure di X-Ray Reflectivity (XRR)

Per mezzo delle misure di riflettività ad 8.05 keV e 17.45 keV viene successivamente indagata la struttura interna del multilayer. L'analisi è stata effettuata per mezzo del software IMD di D. Windt (vedi bibl. [31]) che, sfruttando il formalismo alla Parrat, simula la curva di riflettività di un multilayer. Dal confronto con il dato sperimentale, per mezzo di modifiche manuali dei parametri caratteristici se ne cerca la miglior combinazione che riproduce il dato sperimentale.

È possibile individuare indicativamente l'influenza che ogni parametro esercita su particolari caratteristiche della curva di riflettività anche se in generale la modifica di uno di questi si riflette in un cambiamento abbastanza esteso nella curva.

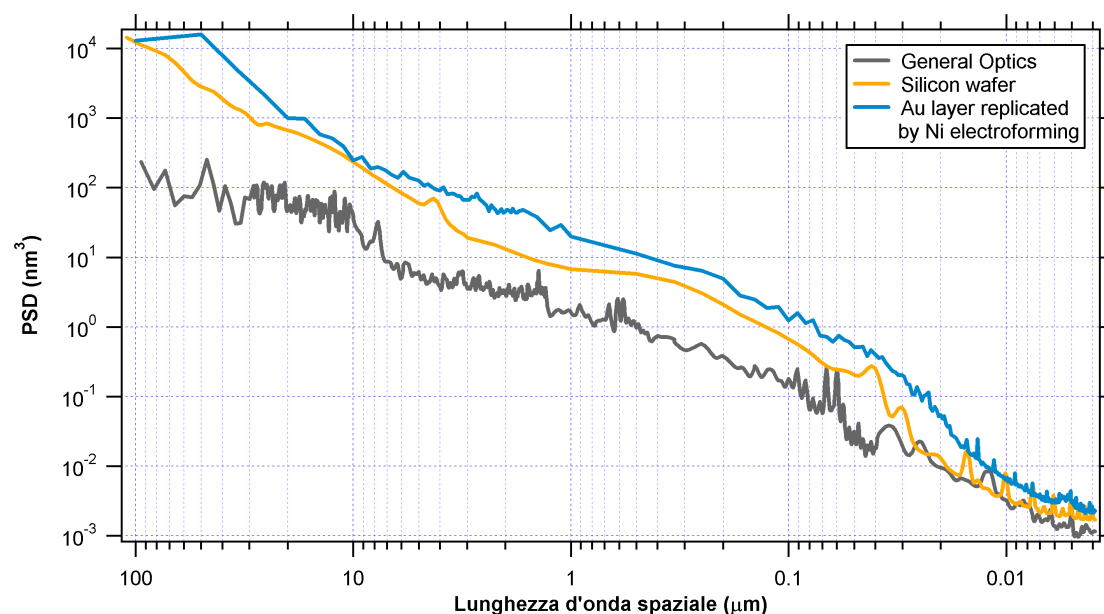


Figura 5.3: Esempio di confronto tra le PSDs dei substrati caratterizzati nel lavoro [54] (linee grigia e arancio) e dall'autore (linea blu) utilizzati come “base” per la crescita dei multilayer la cui analisi è riportata più avanti nel capitolo.

In tal modo si è in grado di determinare il periodo del multilayer dalla posizione angolare dei picchi di Bragg, mentre il fattore  $\Gamma$  viene derivato dalle altezze relative tra i picchi secondari (in accordo con l'equazione 3.15).

La rugosità è in generale legata ad una riduzione del profilo di riflettività del multistrato. In particolare le simulazioni con il software IMD valutano però il parametro  $\sigma$  presentato dall'equazione 4.19 comprensiva di rugosità propriamente detta e diffusione. Discriminare tra il contributo della rugosità e quello della diffusione rimane alquanto difficoltoso. Un suggerimento può venire dalla larghezza dei picchi: picchi stretti sono generalmente indice di un alto numero di bi-strati coinvolti nella riflessione, il che significa che il campo elettrico dell'onda incidente penetra a fondo nella struttura del multistrato, situazione che si verifica in presenza di una riduzione del contrasto di densità assorbitore/spaziatore, ovvero in presenza di diffusione.

Infine le densità dei materiali (assorbitore e spaziatore) ed il fattore  $\Gamma$  influenzano il taglio nella zona di riflettività totale esterna dovuto all'angolo critico, in quanto esso risulta direttamente proporzionale a  $\sqrt{\rho}$  dello strato riflettente (vedi equazione 2.5).

Con l'analisi di XRR si misurano gli spessori  $\tau_i$  di assorbitore e spaziatore, che come verrà descritto in seguito, sono un dato indispensabile per la ricerca dei parametri di crescita.

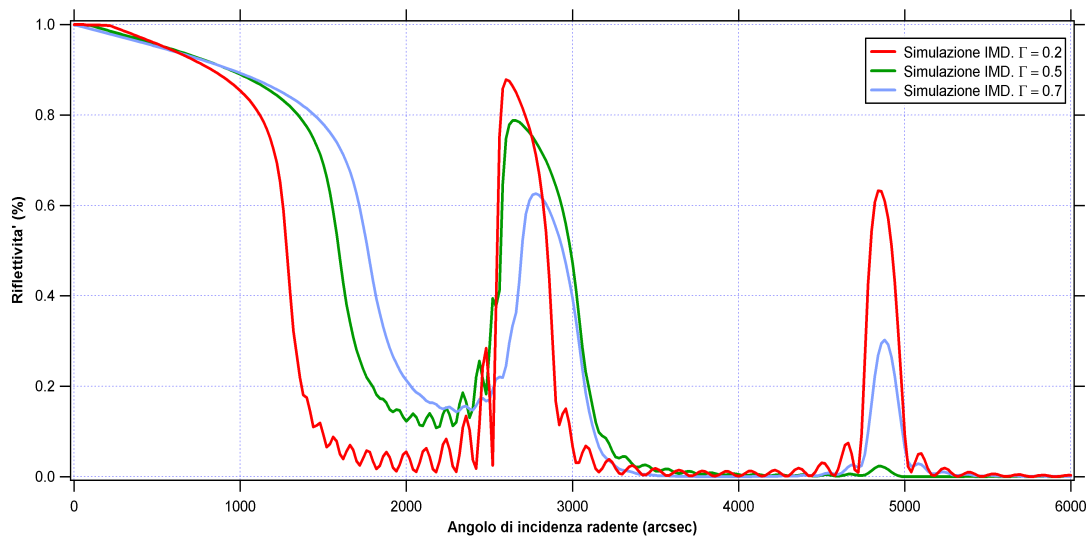


Figura 5.4: Esempio di analisi della riflettività di un campione multilayer per determinare il fattore  $\Gamma$ . Osservando il primo ed il secondo picco di Bragg, si noti come variando il fattore Gamma si modificano le intensità relative. Anche la posizione del taglio dovuto all'angolo critico viene spostata.

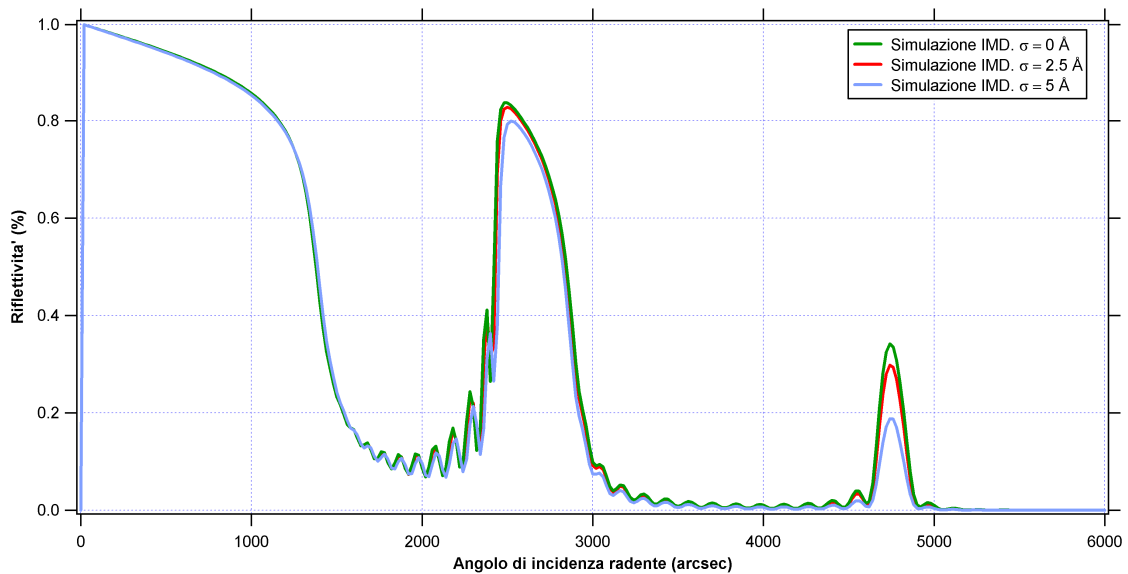


Figura 5.5: Aumentando la rugosità totale del multilayer tutti i picchi di Bragg subiscono lo stesso abbattimento. Facendo coincidere la simulazione con la misura sperimentale si ottiene una stima della rugosità reale della superficie esterna del multistrato.

### Misure di X-Ray Scattering (XRS)

Per quanto riguarda le misure di XRS su multilayer, effettuate a diversi angoli di incidenza, possiamo estrarre direttamente informazioni sulla microtopografia solamente se in condizione di riflessione totale esterna. Poichè in tale condizione il campo elettrico non penetra a fondo nella struttura del multilayer, lo scattering osservato è dovuto quasi esclusivamente alla superficie dell'ultimo strato. Applicando la teoria esposta nel § 4.3.3 siamo in grado di ricavare la PSD della superficie in esame. *Abbiamo quindi una conferma indipendente delle misure di topografia effettuate con l'AFM.*

Per quanto riguarda lo scattering misurato ad angoli di incidenza maggiori, ad esempio corrispondenti al primo ed al secondo picco di Bragg, sarà possibile il confronto dell'esperimento con le curve ricavabili teoricamente attraverso le PSDs intermedie calcolate ed il grado di correlazione ottenuto dai fattori di replica (vedi appendice A).

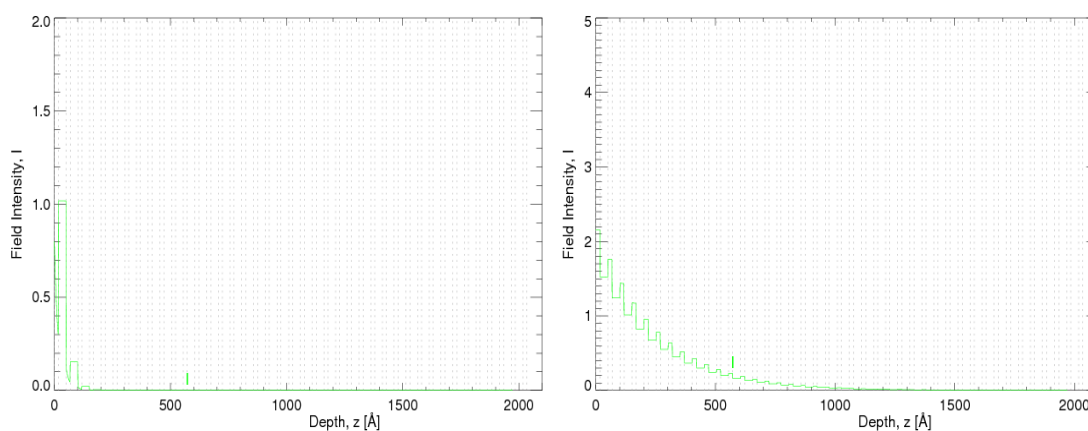


Figura 5.6: Penetrazione del campo elettrico dell'onda incidente nella struttura di un multilayer W/Si ( $d = 50.45 \text{ \AA}$ ,  $\Gamma = 0.655$ ) realizzata con IMD. (sinistra) L'angolo di incidenza di 800 arcsec è inferiore all'angolo critico del W: la riflessione dell'onda avviene quasi esclusivamente nello strato più esterno e la penetrazione del campo elettrico è molto limitata, gli strati interni non sono coinvolti. (destra) L'angolo di incidenza corrisponde al primo picco di Bragg, 3300 arcsec: la penetrazione del campo elettrico è tale che più di metà dei bistrati contribuisce alla riflessione del raggio e quindi anche allo scattering di questo.



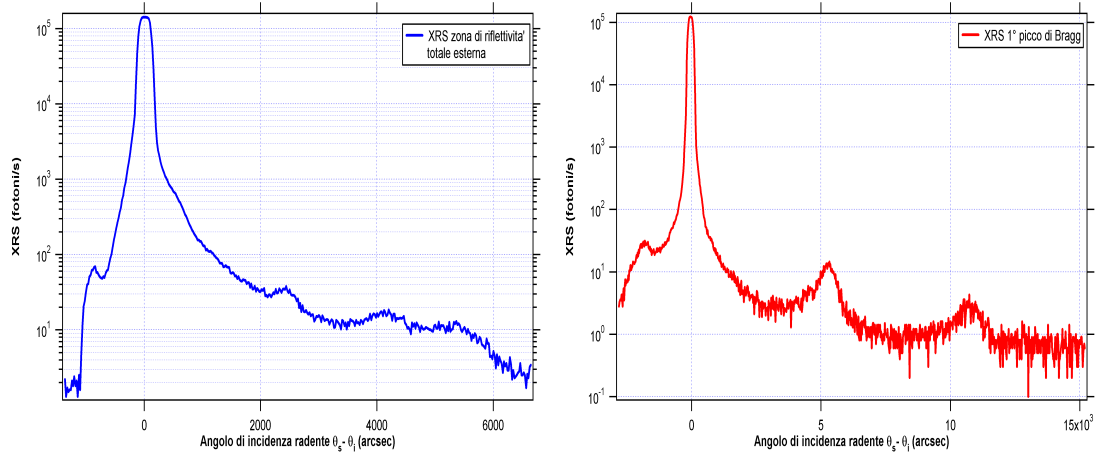


Figura 5.7: Esempio di misure di XRS effettuate nella zona di riflettività totale esterna (linea blu) e con angolo di incidenza corrispondente al primo picco di Bragg (linea rossa) su un campione multilayer in Pt/C. Mentre nella prima misura la penetrazione del campo elettrico è limitata a pochi bistrati esterni come mostrato dalla figura 5.6 (si nota infatti una leggera modulazione nella curva di scattering), la seconda mostra pronunciati picchi chiamati di *quasi Bragg* dovuti all'interferenza costruttiva dei raggi diffusi. In entrambe le curve si nota, a sinistra del picco principale, un ulteriore picco dovuto al brusco aumento del fattore di polarizzazione oltre l'angolo critico (effetto di Yoneda).

### 5.3 Modello teorico per la crescita della rugosità

In letteratura sono presenti una certa varietà (vedi bibl. [55], [56] e [57]) di modelli che descrivono la cinematica della crescita di superfici depositate. In questa sezione si vuole presentare il modello proposto da Stearns (vedi bibl. [55]), basato sull'equazione di Edwards-Wilkinson, sul quale l'autore ha basato lo studio sull'evoluzione della micro-rugosità condotto in questo lavoro di tesi.

#### 5.3.1 Singolo strato

L'evoluzione del profilo  $z(x)$  superficiale può essere descritta per mezzo dell'equazione di Edwards-Wilkinson (vedi bibl. [56]). Si può dimostrare come un'equazione che descriva l'evoluzione di un profilo  $z(x)$  sul tempo debba avere la forma di un'equazione differenziale

$$\frac{dz(x)}{dt} = f(z, z', z'', t, x)$$

dove poiché si osserva una dipendenza lineare della crescita dello spessore  $\tau$  con il tempo  $t$  come  $\tau = at$  si può esprimere indifferentemente la derivazione in  $t$  o  $\tau$ . In aggiunta, devono essere verificati i seguenti principi di simmetria (vedi bibl. [57]):

**Invarianza per traslazioni temporali:** l'equazione non deve dipendere dalla definizione di origine temporale che si dà, cioè deve essere invariante per trasformazioni del tipo  $t \rightarrow t + \delta_t$ . Questa richiesta esclude la possibilità di un termine in  $t^2$ ;

**Invarianza per traslazioni lungo la direzione di crescita  $z$ :** l'equazione non deve dipendere da dove è definito il livello  $z = 0$ , cioè deve essere invariante per  $z \rightarrow z + \delta_z$ . È esclusa quindi una dipendenza da  $z^2$  o qualunque potenza di  $z$ , mentre possono essere accettati termini in  $\nabla z$ ,  $\nabla^2 z$ , ...,  $\nabla^n z$ ;

**Invarianza per traslazioni lungo il profilo,  $x$ :** essendo il campione omogeneo non deve essere presente nessuna dipendenza sul punto del profilo sul quale studio la crescita. La traslazione  $x \rightarrow x + \delta_x$  deve essere simmetrica ed esclude la presenza di termini in  $x$ ;

**Simmetria per rotazione ed inversione lungo la direzione di crescita:** esclude tutti i termini contenenti derivate di ordine dispari come  $\nabla z$  o  $\nabla(\nabla^2 z)$ , poiché deve essere invariante anche la trasformazione  $x \rightarrow -x$ ;

**Simmetria up/down lungo  $z$ :** le fluttuazioni rispetto al profilo medio sono simili (in media tanto sopra quanto sotto), sono quindi esclusi tutti i termini con potenze pari in  $z$  come  $(\nabla z)^2$  o  $(\nabla z)^4$ . Sono coinvolte le inversioni  $z \rightarrow -z$ .

Per le condizioni appena elencate sopravvive solo il termine  $\nabla^n z$  con  $n$  numero intero positivo pari. Poiché siamo interessati alle proprietà di scala concentriamo lo studio sul comportamento dell'equazione per  $t \rightarrow \infty$  e  $x \rightarrow \infty$  (vedi bibl. [57]). I termini contenenti derivate di ordine maggiore al primo diventano poco importanti e possono essere trascurati, l'approssimazione lineare all'ordine più basso in  $z$  assume quindi la forma:

$$\frac{\partial z(x)}{\partial \tau} = -\nu |\nabla^n z(x)| + \frac{\partial \eta}{\partial \tau} \quad (5.1)$$

L'evoluzione della superficie è quindi vista come la competizione di due processi. Uno dovuto a processi di rilassamento superficiali (detti *smoothing*) descritti dal primo termine del membro di destra, l'altro dovuto allo shot noise  $\eta$  del processo di deposizione (o rimozione in caso di etching ionico) tenuto in conto dal secondo termine. La principale caratteristica del termine  $\nabla^n z$  è la proprietà di attuare i processi di smoothing ridistribuendo le irregolarità lungo il profilo, *mantenendo inalterata l'altezza media*. I parametri  $\nu$  ed  $n$  sono legati, rispettivamente, alle frequenze spaziali di crescita ed ai processi cinetici che dominano lo smoothing.

Herring (vedi bibl. [58]) ha proposto di descrivere come segue i vari processi di rilassamento delle strutture superficiali associabili a differenti valori del parametro  $n$ :

- $n = 1 \Rightarrow$  processi di tipo viscoso;
- $n = 2 \Rightarrow$  fenomeni di evaporazione e condensazione o, se ad alta energia, sputtering e rideposizione;
- $n = 3 \Rightarrow$  diffusione interna (bulk diffusion);

- $n = 4 \Rightarrow$  diffusione superficiale.

L'equazione differenziale 5.1 che descrive l'evoluzione del profilo  $z(x)$  può essere risolta in termini della PSD. L'espressione che ne risulta (vedi bibl. [55]):

$$\widetilde{PSD}(f) = \Omega \frac{1 - \exp[-2\nu|2\pi f|^n \tau]}{2\nu|2\pi f|^n} \quad (5.2)$$

descrive la PSD bidimensionale di una superficie ottenuta per crescita di uno strato sottile depositato.  $\Omega$  rappresenta il volume delle particelle che costituiscono lo strato, che possono essere atomi, molecole o dei microcristalliti.  $\nu$ ,  $n$ ,  $\tau$  sono gli stessi parametri già presenti nel modello descritto dall'equazione 5.1, infine  $f$  rappresenta la frequenza spaziale a cui la PSD è valutata.

La forma di questa PSD (vedi figura 5.8) segue il tipico andamento a legge di potenza (proporzionale ad  $f^{-n}$ ) mostrato alle alte frequenze spaziali dalle superfici lavorate otticamente, evidenza di una superficie frattale autoaffine<sup>1</sup>. In particolare le strutture con lunghezza inferiore a  $(\nu\tau)^{1/n}$  sono instabili e vengono attenuate. Il comportamento nel range spettrale delle basse frequenze segue invece il caratteristico plateau del rumore bianco, dovuto al processo di deposizione, che prevale sui meccanismi di rilassamento locale.

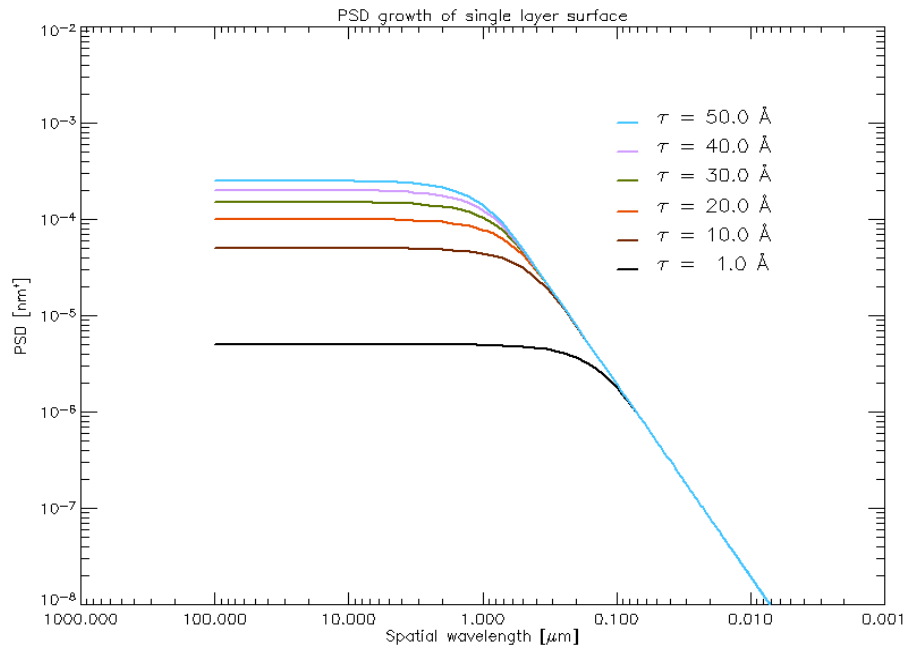


Figura 5.8: Crescita della PSD, descritta dall'equazione 5.2, di uno strato sottile depositato al variare dello spessore  $\tau$ .

<sup>1</sup>Con il termine autoaffine si intende una superficie costituita da un "disegno" base che riscalato con opportuni fattori, diversi per le diverse direzioni, restituisce la struttura osservata.

### 5.3.2 Estensione alla crescita di un multistrato

L'estensione di tale modello al più complesso caso dei multilayer (vedi bibl. [55]) avviene assumendo di crescere ogni strato su quello immediatamente precedente (come avviene nella realtà) partendo dalla superficie del substrato. Il profilo di ogni strato risulterà quindi dalla somma del contributo intrinseco dovuto al processo di deposizione e della replica parziale del profilo dello strato sottostante.

Secondo il modello di Stearns, matematicamente la Power Spectral Density dello strato  $i$ -esimo sarà:

$$PSD_i(f) = \widetilde{PSD}_i(f) + a_i(f)PSD_{i-1}(f) \quad (5.3)$$

dove  $\widetilde{PSD}_i(f)$  è il contributo del processo di deposizione, mentre  $a_i(f)$  è il fattore di replica del profilo dello strato precedente. L'andamento che assume questo fattore di replica è, come si può dimostrare (vedi bibl. [55]):

$$a_i(f) = \exp[-\nu_i |2\pi f|^n \tau_i] \quad (5.4)$$

approssimabile ad una funzione gradino il cui taglio a  $\tilde{\lambda} = (\tau\nu)^{1/n}$  determina il passaggio basse/alte frequenze facendo sì che le strutture di dimensioni superiori a  $\tilde{\lambda}$  siano replicate quasi completamente, mentre quelle di dimensioni inferiori vengano soppresse: essa esibisce quindi il comportamento tipico di un filtro passa-basso (vedi figura 5.9).

Iterando l'equazione 5.3 si ottengono le PSDs interfacciali del multilayer, dal substrato fino alla superficie esterna. Nel caso particolare in cui le spaziature fra i vari strati dello stack siano costanti (multilayer periodici) è possibile ottenere una espressione per lo strato finale senza dover calcolare tutte le PSDs degli strati intermedi. Infatti, la 5.3 origina una serie geometrica della quale è semplice calcolare la somma:

$$PSD_N = \frac{1 - (a_H^2 a_L^2)^N}{1 - a_H^2 a_L^2} \left( \widetilde{PSD}_L + a_L^2 \widetilde{PSD}_H \right) + (a_H^2 a_L^2)^N PSD_{sub} \quad (5.5)$$

dove  $N$  indica il numero totale di strati di cui è composto il multilayer,  $\widetilde{PSD}_{H,L}$  e  $a_{H,L}$  sono i contributi intrinseci del processo di deposizione ed i fattori di replica nel caso di strato assorbitore (pedice  $H$ ) e spaziatore (pedice  $L$ ), infine  $PSD_{sub}$  si riferisce al substrato sul quale è avvenuta la deposizione.

Nell'espressione 5.5, che descrive la PSD dello strato finale di un multilayer ottenuta come sovrapposizione delle PSDs di tutti gli strati sottostanti, sono riconoscibili tre termini: uno che tiene in conto quanto la PSD dello strato di partenza, il substrato, sia stata replicata; mentre gli altri due termini includono l'effetto intrinseco del processo di deposizione sulla crescita. Semplificando ulteriormente, possiamo dire che la 5.5 ci informa su quanto pesa il contributo dato dalla topografia del substrato rispetto alla crescita generata dalla deposizione degli strati nella PSD della superficie finale del multilayer.

Per ogni set dei parametri in gioco  $\nu_H$ ,  $n_H$ ,  $\Omega_H$ ,  $\nu_L$ ,  $n_L$  e  $\Omega_L$  si verifica una differente condizione di crescita (o decrescita) che restituisce una diversa superficie finale descritta da  $PSD_N$  da confrontare con la misura di laboratorio  $PSD_{fin}$ .

In letteratura è possibile trovare alcuni lavori che utilizzano il modello proposto dalla 5.3. Stearns *et al.* (vedi bibl. [55]) sono riusciti a simulare la crescita di un multilayer in

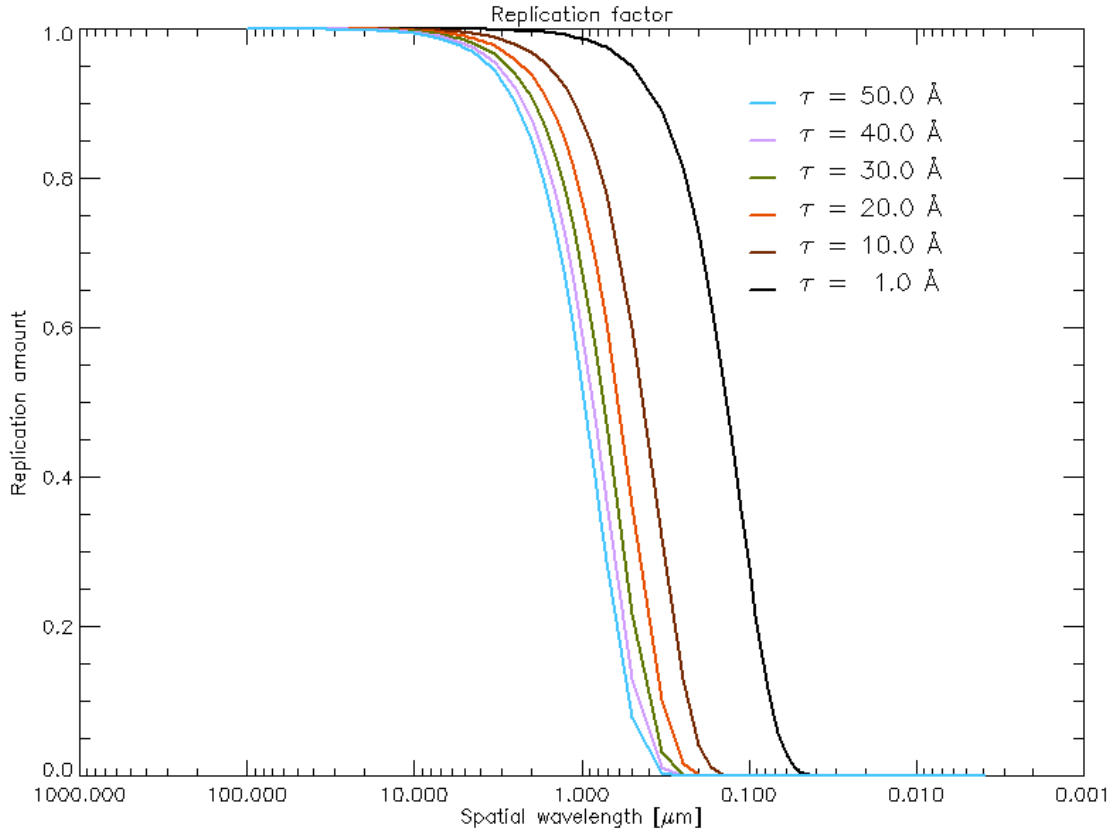


Figura 5.9: Fattore di replica in funzione della lunghezza d'onda spaziale. Il comportamento a filtro passa-basso si traduce in una replica delle strutture superiori a  $\tilde{\lambda}$ . Con l'aumentare dello spessore dello strato cala il contributo dovuto alle basse frequenze e diventa predominante l'andamento  $f^{-n}$ .

Mo/Si depositato su un substrato in silice fusa della General Optics (per una descrizione di tale substrato vedi 5.6) adottando per i parametri di crescita i valori  $\nu_{Si} = \nu_{Mo} = 2.5 \text{ nm}^3$ ,  $\Omega_{Mo} = 0.050 \text{ nm}^3$  ed  $n = 4$ . Come riportato dagli stessi autori la scelta di imporre  $\nu_{Si} = \nu_{Mo}$  è “una costrizione arbitraria e non realistica adottata solamente per limitare i gradi di libertà del processo di FIT”. Il valore riportato è perciò una media pesata dei valori veri. Spiller *et al.* (vedi bibl. [59]) riportano i parametri di crescita di numerosi multilayer (Co/C, Mo/Si, Ni/C e W/B<sub>4</sub>C). Anche in questo caso è stato scelto di descrivere la crescita dei multilayer con un valore medio (per  $\nu$ ,  $\Omega$  ed  $n$ ) rappresentativo dell'intera pila di strati. L'autore di questa tesi ha invece cercato di non imporre limiti arbitrari alla variabilità dei parametri per ottenere una più realistica descrizione dei processi di crescita.

## 5.4 Multilayer PSDs Evolution Simulator, MPES

L'aumento della rugosità generalmente introdotta in seguito alla deposizione di film sottili genera di conseguenza un peggioramento della capacità di imaging di un telescopio, riscontrabile in una diminuzione della sensibilità ed in un abbassamento della risoluzione angolare. Entrambi tali fattori sono fonte di confusione nelle immagini astronomiche sia per sorgenti deboli, il cui flusso viene soffocato dal background, che per sorgenti forti in campi di vista densamente popolati. La possibilità che sarebbe in grado di offrire uno strumento in grado di indagare le cause di tale crescita della rugosità viene ad assumere un importante ruolo per lo sviluppo delle ottiche per telescopi in raggi-X duri quali SIMBOL-X e Con-X.

Con l'intento di interpretare l'amplificazione di rugosità che si misura a seguito della deposizione di film sottili l'autore di questa tesi ha implementato il modello sopra presentato in un programma scritto con il linguaggio IDL. MPES (Multilayer PSDs Evolution Simulator) consente la determinazione dei 6 parametri di crescita delle coperture multilayer:  $\nu_H$ ,  $n_H$ ,  $\Omega_H$ ,  $\nu_L$ ,  $n_L$  e  $\Omega_L$ .

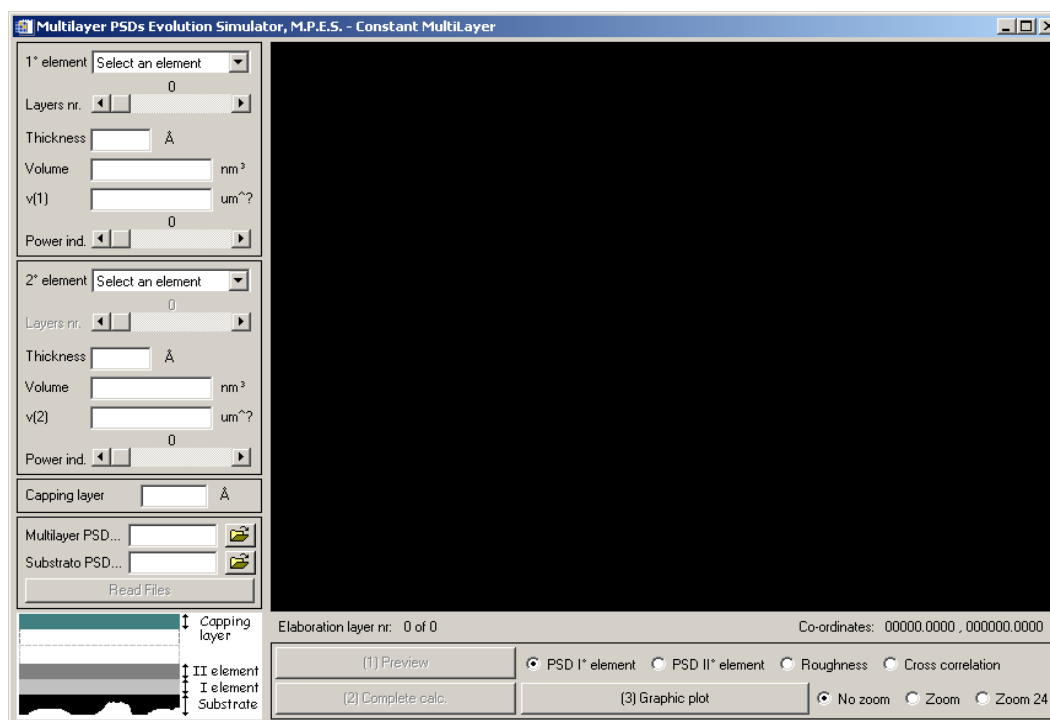


Figura 5.10: Screen-shot del pacchetto MPES. Il pannello di sinistra consente di modificare manualmente tutti i parametri di crescita e la struttura del multilayer in esame. Nel pannello inferiore sono visibili i pulsanti di comando per effettuare il calcolo e per la visualizzazione dei risultati. Il riquadro centrale è la finestra grafica nella quale vengono visualizzate le curve calcolate.

Partendo dalla PSD misurata del substrato è possibile modificare manualmente tutti i parametri di crescita fino ad ottenere una sovrapposizione soddisfacente della  $PSD_N$  con la PSD misurata della superficie esterna.

Questa iniziale fase di ricerca dei parametri di crescita avviene simulando la PSD dello strato superficiale sfruttando la relazione 5.5 e cercandone la migliore combinazione di parametri che riproduca la PSD sperimentale. Quando si è confidenti che la  $PSD_N$  ricalchi effettivamente l'andamento della Power Spectral Density misurata, il software esegue il calcolo di tutte le PSDs degli strati intermedi, sia spaziatori che assorbitori, mostrandone l'andamento in una apposita finestra grafica man mano che vengono calcolate.

In output viene fornito un file testuale con i parametri di crescita cercati, la rappresentazione grafica a schermo e su file (.jpg), nonché la memorizzazione sotto forma di file binario delle curve. In aggiunta è possibile visualizzare e memorizzare, anche in questo caso sia in formato grafico (.jpg) che testuale (.txt), la curva di crescita della microrugosità.

Per i multilayer a spaziatura costante MPES può utilizzare la formula 5.5. Il programma è stato esteso anche ai multilayer graduati, a spese della velocità di calcolo, per i quali non essendo costante  $\tau_i$  il calcolo deve avvenire iterando la 5.3.

Come mostra lo “screen-shot” di figura 5.10, si possono individuare tre principali aree di lavoro: un pannello laterale sinistro, uno inferiore ed una finestra grafica.

**Pannello laterale sinistro** Consente l'inserimento degli elementi che costituiscono il multilayer selezionandoli tramite due menu a tendina, uno per l'assorbitore ed uno per lo spaziatore. Con questa operazione vengono automaticamente riempiti anche i campi relativi ai parametri  $\Omega_i$  (indicato con “Volume”) con il valore corrispondente al volume atomico  $\Omega_0$  dell'elemento selezionato. Quest'ultimo sarà il termine di paragone con cui verranno confrontati i valori di  $\Omega$  ottenuti poiché  $\Omega \gg \Omega_0$  è indice di una struttura microcristallina del materiale. Inoltre, viene auto-inserita anche l'informazione riguardante l'ordine di deposizione dei due elementi (spaziatore/assorbitore o assorbitore/spaziatore).

Tabella 5.2: Volumi atomici, ricavati dal volume molare, di alcuni degli elementi già inseriti in MPES ed utilizzati come valore di riferimento per il parametro di crescita  $\Omega$ .

	C	Si	Mo	W	Pt
$\Omega_0 [nm^3]$	0.009	0.02	0.016	0.016	0.015

Il numero di bi-strati e lo spessore (espresso in Å) di ognuno vengono inseriti nei rispettivi form: una slider numerica ed una casella di testo. Sono due costanti del calcolo note dall'XRR (precedentemente è stato spiegato come ottenere tale informazione).

I valori inseriti nelle caselle relative ad  $\Omega_i$  e  $\nu_i$  devono essere variati dall'utente per modificare l'andamento della  $PSD_N$ . Agendo su  $\Omega_i$  si esalta (o deprime) il picco della PSD generato dall'aumento della rugosità durante la crescita del film, mentre  $\nu_i$  sposta il taglio esponenziale della PSD alle alte frequenze.

Come ultimo parametro sul quale agire (la pendenza della legge di potenza alle alte frequenze spaziali) si può selezionare un valore numerico grazie ad un'altra slider numerica.

È previsto anche l'inserimento di uno strato finale di spaziatore aggiuntivo, chiamato "capping layer", spesso usato per evitare l'ossidazione dell'assorbitore e del quale è sufficiente il solo inserimento dello spessore. Gli altri parametri assumono lo stesso valore numerico di quelli dello spaziatore.

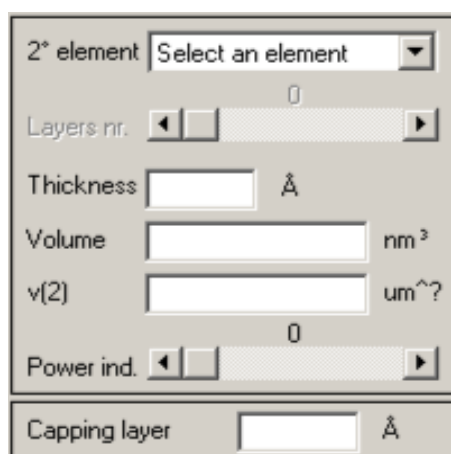


Figura 5.11: Screen-shot di una sezione del pannello laterale sinistro di MPES.

**Pannello inferiore** Contiene tre pulsanti: *preview* per il calcolo rapido della PSD finale tramite l'equazione 5.5, da usare dopo ogni modifica apportata ai parametri di crescita; *complete calculation* per il calcolo di tutte le PSD degli strati intermedi; *graphic plot* che consente la visualizzazione, ed il salvataggio, della curva selezionata dai *radio buttons* soprastanti. Sono disponibili anche due funzioni per lo zoom della finestra grafica. Sopra i pulsanti appena descritti è possibile trovare la *status bar* con l'indicazione di quale layer sia in corso il calcolo e le coordinate del cursore nella finestra grafica.

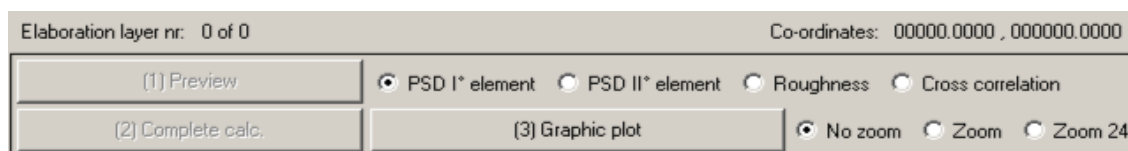


Figura 5.12: Screen-shot del pannello inferiore. Sono visibili i tre pulsanti di comando, i radio buttons per la selezione del grafico e l'utilizzo dello zoom. La *status bar* informa sul layer in elaborazione e sulla posizione del cursore all'interno della finestra grafica.



**Finestra grafica** Visualizza con un aggiornamento continuo durante il calcolo l'andamento delle PSDs degli strati intermedi. Permette anche la visualizzazione delle curve delle PSDs o della rugosità, precedentemente salvate su file, in base alla selezione dei radio buttons sottostanti.

## 5.5 Multistrati realizzati con e-beam deposition

Il processo di e-beam deposition è una delle possibili scelte per la deposizione dei multilayer delle ottiche di HEXIT-SAT perché risulta essere particolarmente indicato quando si ha la necessità di depositare su campioni di notevoli dimensioni come possono essere gli specchi di un telescopio in raggi-X. In aggiunta, una facility di e-beam adatta alla deposizione di multilayer è disponibile presso la ditta Media Lario Techn. e quindi rappresenta un'opportunità economicamente vantaggiosa in vista della realizzazione di un telescopio.

A tal fine sono stati realizzati ed analizzati tre campioni il cui multilayer è stato depositato da Media Lario Techn. su wafer di Silicio. Due di questi, che chiameremo "test A" e "test B", sono composti dalla coppia W/Si ed il restante, "test C", da Pt/C. I due campioni A e B si differenziano tra loro per l'utilizzo di un processo di ion etching durante la deposizione del secondo per migliorare il livello di microrugosità.

Il substrato, un wafer in Silicio monocristallino di tipo commerciale utilizzato solitamente per applicazioni microelettroniche, era stato caratterizzato precedentemente presso INAF/OAB (vedi bibl. [54]). In figura 5.13 sono presentate le PSDs ricavate dalle misure effettuate con WYKO, AFM e XRS. Nella tabella 5.3 sono riportati i valori di rugosità superficiale ottenuti integrando le PSDs nei relativi intervalli di frequenze spaziali.

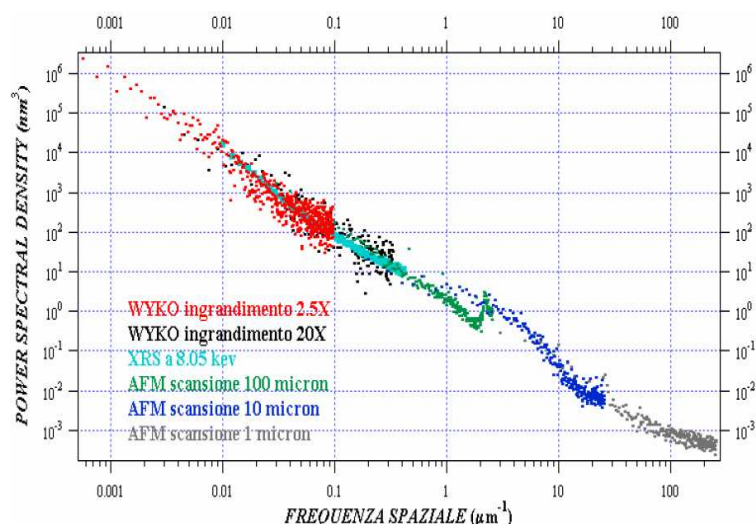


Figura 5.13: PSDs ricavate dalle misure WYKO, AFM e XRS per il campione in Silicio monocristallino. Si nota un buon accordo tra le curve ricavate con tecniche metrologiche diverse. (Crediti: D. Vernani)

Tabella 5.3: Resoconto dei valori di rugosità misurati nei rispettivi intervalli di scansione per il wafer di Silicio utilizzato come substrato. (Crediti: D. Vernani, INAF/OAB)

	$L_{scan}$ [ $\mu m$ ]	$f_{min}$ [ $\mu m$ ]	$f_{max}$ [ $\mu m$ ]	$\sigma$ [ $\text{\AA}$ ]
WYKO	5280	0.0005	0.08	14.6
WYKO	660	0.0015	0.3	5.8
XRS	100	0.01	0.4	3.2
AFM	100	0.01	2	2.7
AFM	10	0.1	20	1.1
AFM	1	1	200	0.7

### 5.5.1 Test A

#### Misure di XRR

Dalle misure di riflettività a 8.05 keV (equivalente alla riga  $Cu-k_{\alpha}$ ) effettuate con il diffrattometro BEDE D1 è stata verificata la ricetta del multilayer. La curva sperimentale simulata con IMD partendo da un modello teorico è mostrata in figura 5.14 assieme alla misura stessa (curva rossa).

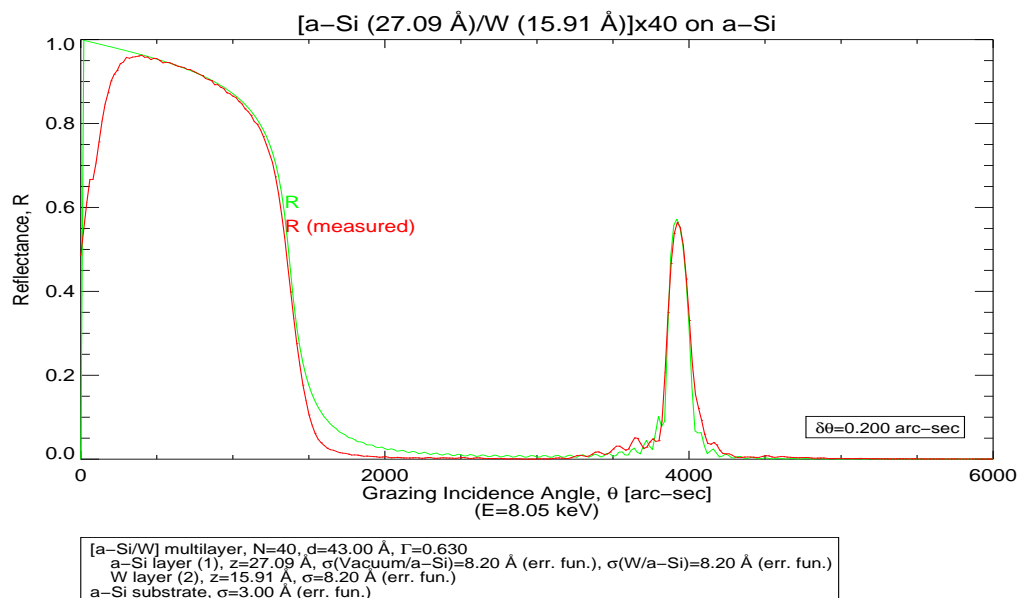


Figura 5.14: Misura di riflettività all'energia di 8.05 keV della  $Cu-k_{\alpha}$  per il campione test A. Dalla simulazione, rappresentata dalla curva in verde, è stato possibile ricavare i parametri fondamentali del multilayer ( $d$ ,  $\Gamma$ ,  $\sigma$ ).

La curva di riflettività mostra una zona di riflessione totale esterna con riflettività prossima all'unità, il primo picco di Bragg si attesta a circa il 60%.

Dalla posizione angolare del primo picco siamo in grado di ottenere una solida stima del periodo dei bistrati, che risulta pari a  $d = 43 \text{ \AA}$ . Per dedurre il valore del fattore  $\Gamma$  (dal quale è poi possibile risalire agli spessori dei singoli strati) ci aiuta il taglio dovuto all'angolo critico, la simulazione restituisce  $1 - \Gamma \simeq 0.63$ . In ultimo variando la rugosità superficiale e delle interfacce si trova che  $\sigma_{XRR} = 8.2 \text{ \AA}$  restituisce i valori di riflettività osservati. Come vedremo tale stima<sup>2</sup> è in accordo con l'analisi WYKO ed AFM.

### Caratterizzazioni WYKO ed AFM

Le PSD ricavate sono rappresentate in figura 5.15. Le misure microtopografiche della superficie esterna del multistrato sono in accordo con l'andamento mostrato dal wafer di Silicio nella regione delle medio-basse frequenze spaziali caratteristiche del WYKO. Analogamente viene riscontrato anche alle alte frequenze, oltre i  $20 \mu\text{m}^{-1}$ . Il comportamento alle basse frequenze è in accordo per quanto atteso relativamente ad una superficie descritta dal modello di Stearns (equazione 5.3), mentre nella zona delle alte frequenze il modello prevederebbe una più marcata azione dei fenomeni di rilassamento locale che provocherebbero un abbattimento della microrugosità.

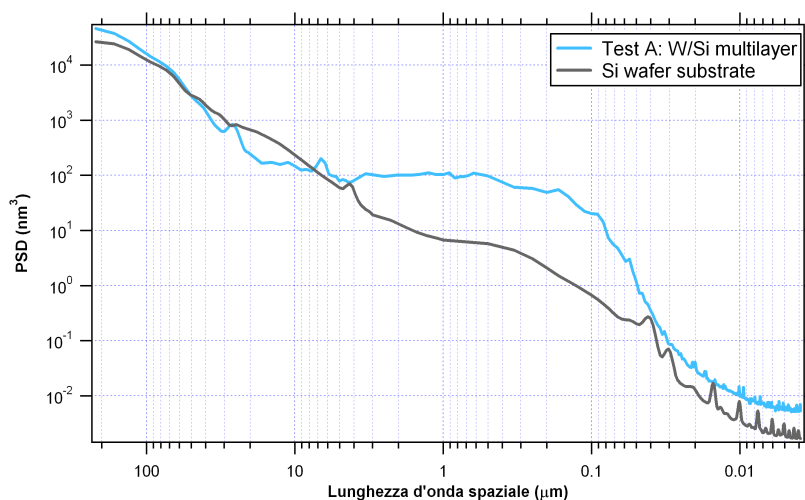


Figura 5.15: PSD misurata della superficie esterna del multilayer per il campione test A. Il processo di deposizione ha generato una sostanziale crescita delle strutture di lunghezza d'onda spaziale compresa fra  $0.04 \mu\text{m}$  e  $4 \mu\text{m}$ .

<sup>2</sup>Il valore in ricavato dalle analisi di XRR è specifico di un determinato range di frequenze spaziali, come avviene in una misura AFM, ma in questo caso determinato dalle dimensioni (angolo di accettazione) della fenditura usata durante la misura. Quindi, il confronto di tale rugosità con altri valori ricavati da misure sperimentali ha significato solo se i range spaziali sono corrispondenti e supponendo una diffusione nulla.

La regione intermedia delle medio-alte frequenze spaziali ( $0.1 \div 10 \mu m^{-1}$ ) subisce un'evidente amplificazione delle strutture, che si traduce in un peggioramento della rugosità. La figura 5.15 mostra quanto appena descritto confrontando gli andamenti delle due PSD misurate. In tabella 5.4 sono invece riportate le rugosità ricavate per ogni range spaziale di interesse.

Tabella 5.4: Valori di rugosità del wafer di silicio e del multistrato messi a confronto. È evidente l'aumento prodotto nella zona delle medio-alte frequenze spaziali.

	$L_{scan} [\mu m]$	$\sigma_{sub} [\text{Å}]$	$\sigma_{ML} [\text{Å}]$	$\sigma_{XRR} [\text{Å}]$
WYKO	660	5.8	5.7	8.2
AFM	100	4	6.1	
AFM	10	2.2	6.3	
AFM	1	1.6	7.1	

### Simulazione della crescita con MPES

Utilizzando i dati fin qui riportati si è indagata la crescita subita dalla PSD superficiale. È stato possibile trovare una combinazione dei parametri di crescita in grado di simulare la struttura della PSD dopo la crescita del multilayer, inclusa l'evidente protuberanza tra  $10 \mu m$  e  $0.05 \mu m$ .

Il risultato della simulazione effettuata è mostrato dalla figura 5.16 dove sono presenti sia le  $PSD_{sub}$  e  $PSD_{ML}$  misurate sperimentalmente, che le PSDs intermedie calcolate per tutti gli strati.

La tabella 5.5 elenca i valori assunti per simulare la crescita. È stato ritenuto opportuno indicare i valori di  $\Omega$  in funzione nel volume atomico dell'elemento in oggetto (vedi tabella 5.2) e per facilitare la lettura dei risultati si è preferito mostrare la quantità  $l_c$  (lunghezza di correlazione) legata al parametro  $\nu$  dalla semplice relazione:

$$l_c = (\nu\tau)^{1/n}$$

dove  $\tau$  indica lo spessore dello strato ed  $n$  la pendenza del taglio alle alte frequenze.

Tabella 5.5: Parametri di crescita assunti per simulare l'andamento osservato nella PSD del multilayer test A. Il valore  $\Omega$  è espresso in unità di  $\Omega_0$ .

	$\Omega$	$l_c [nm]$	$n$
W layers	$1560 \cdot \Omega_{0,W}$	7.6	5
Si layers	$1 \cdot \Omega_{0,Si}$	1.35	3

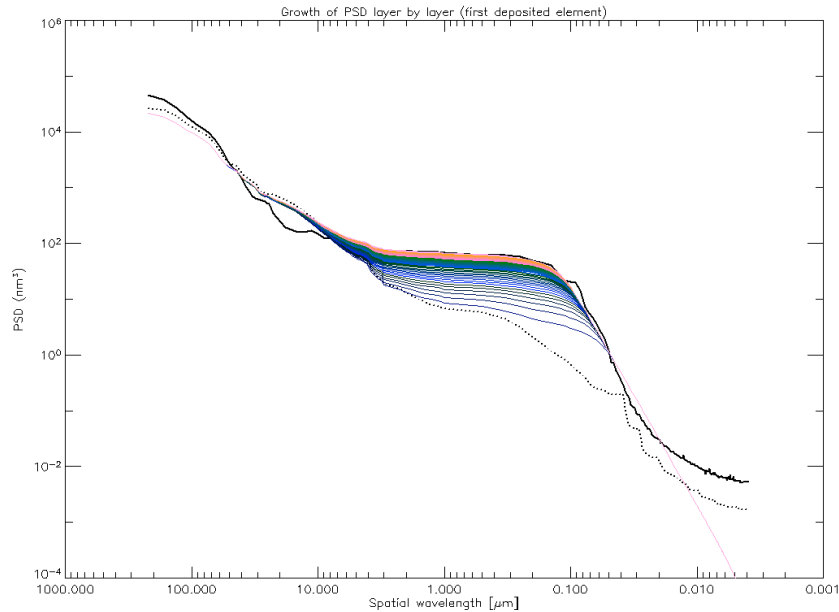


Figura 5.16: Evoluzione della PSD superficiale per il campione test A ricavata dalle simulazioni con MPES. L'accordo con la misura sperimentale appare estremamente significativo. La curva puntinata rappresenta la misura del substrato, le curve colorate sono le PSDs degli strati intermedi.

I vari tentativi effettuati nel cercare di simulare la crescita hanno sempre ricondotto al set di parametri sopra riportati. L'autore ritiene quindi di essere riuscito a parametrizzare con sicurezza la crescita generata dal processo di deposizione.

Da un'analisi più approfondita dei valori ottenuti è possibile avanzare un'ipotesi per spiegare la consistente crescita di rugosità osservata. Il consistente valore del parametro  $\Omega_W$  dedotto per gli strati di Tungsteno lascia ipotizzare la formazione di cristalliti di dimensioni da un lato non superiori allo spessore dello strato di W ( $\sim 1.5 \text{ nm}$ ). Dei valori plausibili possono essere  $1.5 \times 4 \times 4 \text{ nm}^3$ . Queste strutture se di ragguardevoli dimensioni impediscono allo strato di depositarsi uniformemente andando, per così dire, a riempire gli avvallamenti presenti nella superficie sottostante. Questa considerazione è supportata sia dal basso valore assunto dalla lunghezza di correlazione (dimensione massima entro la quale le strutture vengono attenuate) che dall'alto  $n_W$ , difatti questo determina una brusca attenuazione delle alte frequenze che però coinvolge solo le strutture molto piccole con  $l < l_c$ .

Il Silicio sembra essere cresciuto mantenendosi invece amorfo come avviene comunemente in questo genere di processi. Infatti il parametro  $\Omega_{Si}$  assume il valore "naturale"  $\Omega_{0, Si}$ . L'indice  $n_{Si}$  è considerevolmente minore rispetto all'analogo del Tungsteno lasciando presagire un aumento della PSD più graduale. Lo spaziatore si è quindi comportato come fosse una sostanza pseudo liquida, andando a riempire parte degli spazi vuoti lasciati dalla crescita strutturata dell'elemento assorbente. Gli strati di Silicio amorfo (indicato

solitamente con a-Si) hanno cioè agito contenendo l'aumento di rugosità che si è verificato tra  $10 \mu m$  e  $0.05 \mu m$ .

Per chiarire il concetto in termini macroscopici si può paragonare la deposizione degli strati di Tungsteno ad una grandinata, i cui chicchi si dispongono vicini l'un l'altro, ma lasciando notevoli spazi vuoti tra loro. Mentre quella di Silicio ad una pioggia che sommerge il precedente strato coprendo, dove possibile, i vuoti.

I ruoli assunti dai due elementi: Silicio = smussatore e Tungsteno = roughner, possono essere osservati anche dalla curva di crescita della rugosità. Integrando tutte le PSDs mostrate in figura 5.16 (quelle dello strato spaziatore sono analoghe) si ottengono tante rugosità quanti strati ha il multilayer. A conferma di quanto già discusso, dopo la regione iniziale di assestamento che comprende i primi 2-3 strati, l'incremento causato dagli strati di Tungsteno diventa molto maggiore di quanto non si misuri per il Silicio.

Nella figura 5.4 è riportata la rugosità in funzione dell'indice di strato lungo la serie del multilayer a cui si riferisce. I valori osservati trovano conferma nelle misure sperimentali. Infatti l'integrazione della PSD dello strato finale (equivalente alla superficie più esterna misurata) assume il valore di  $\sigma = 8.51 \text{ \AA}$  estremamente vicino a quanto adottato nelle simulazioni di riflettività ( $\sigma_{XRR} = 8.2 \text{ \AA}$ ) ed a quanto misurato sperimentalmente con l'AFM ( $\sigma_{AFM} = 9 \text{ \AA}$ ).

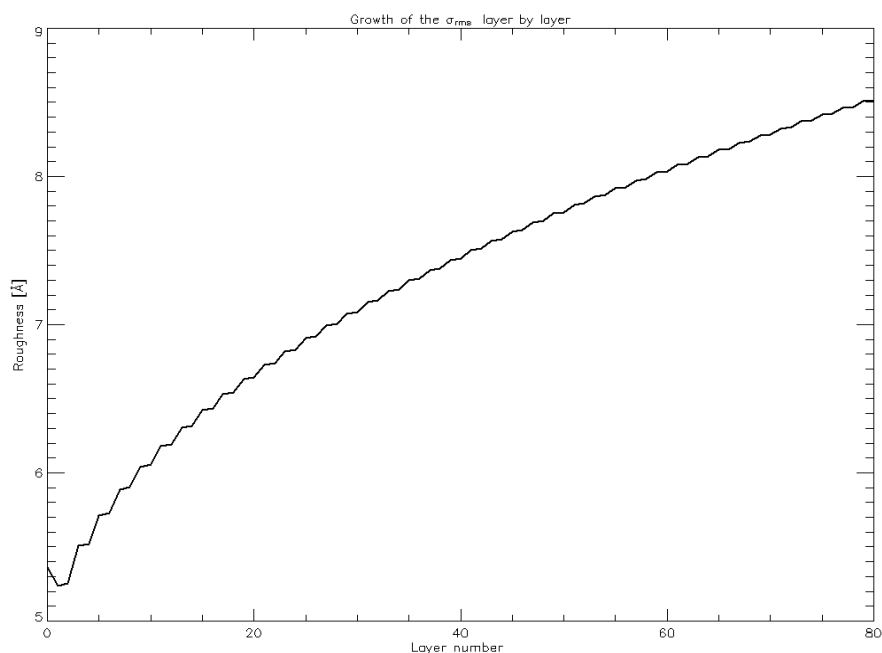


Figura 5.17: Andamento delle rugosità ricavate integrando le PSDs ricavate dalle simulazioni con MPES su tutto l'intervallo di frequenze spaziali indagato con gli strumenti metrologici a disposizione (WYKO ed AFM) per il campione test A. La crescita porta il substrato di rugosità misurata attorno a  $5 \text{ \AA}$  ad un valore superiore ( $8.5 \text{ \AA}$ ) vicino a quello ottenuto sperimentalmente ( $9 \text{ \AA}$ ).

### 5.5.2 Test B

#### Misure di XRR

Le misure di riflettività mostrano picchi di Bragg particolarmente sparpagliati se associati ad un multilayer a spaziatura costante. Questo andamento è sintomo di una deviazione dalla ricetta a periodo costante desiderata. La situazione appena descritta non ha permesso di effettuare agevolmente la simulazione della curva di riflettività utilizzando IMD. Si è perciò optato per PPM<sup>3</sup>, grazie al quale, impostando una struttura costituita da tre pile consecutive di 10 bi-strati l'una si è riusciti ad ottenere una modellizzazione soddisfacente della riflettività esibita dal campione.

Il modello utilizzato è presentato in tabella 5.6, mentre la curva ottenuta è visibile in figura 5.18.

Tabella 5.6: Modello dedotto dall'analisi della curva di XRR, misurata a 8.05 keV, effettuata con il codice PPM.

	Stack 1	Stack 2	Stack 3
$d$ [Å]	58.27	56.54	52.96
$\Gamma$	0.41	0.44	0.34
$\sigma$ [Å]	4.55	4.68	11.9
$\rho_W$ [ $g/cm^3$ ]	18.02	18.02	18.02
$\rho_{Si}$ [ $g/cm^3$ ]	2.3	2.3	2.3

Osservando i parametri del multilayer che restituiscono la curva di riflettività trovata appare subito evidente come l'ultima pila (stack 3) di bi-strati, quella più esterna, devii consistentemente dalle precedenti due che risultano essere abbastanza simili tra loro sia in periodo che rugosità. La riflettività di un multilayer costante è molto sensibile alle variazioni di spessore dei singoli strati: le lunghezze d'onda delle energie in gioco sono di pochi Å (come gli spessori utilizzati) e anche piccole variazioni possono impedire il verificarsi di interferenza costruttiva. Questa variazione del periodo e del fattore  $\Gamma$  genera l'allargamento osservato nei picchi di riflettività e la conseguente riduzione di intensità (infatti si osserva  $\mathcal{R}_{1^\circ peak} \approx 40\%$ ). Per migliorare ulteriormente la curva simulata si è assunta anche la presenza di una piccola deriva degli spessori all'interno di ogni stack ( $\delta\tau \sim 0.2\%$ ). In aggiunta è possibile osservare come alla consistente variazione del periodo associata allo stack 3 sia collegato anche un netto peggioramento della rugosità.

Non da ultimo, il taglio della zona di riflettività totale esterna dovuto all'angolo critico del Tungsteno cade a soli 1000 arcsec, indice di una riduzione della densità confermato da un valore di  $\rho_W$  minore di quello naturale ( $\rho_{0,W} \simeq 19.3 g/cm^3$ ).

---

<sup>3</sup>PPM, Phytonic Program for Multilayers è un codice sviluppato da A. Mirone presso l'ESRF per compiere ottimizzazioni multiparametriche di curve di riflettività ad una o più energie contemporaneamente. Per una completa descrizione del codice e del suo utilizzo vedere bibl. [32] e [40].

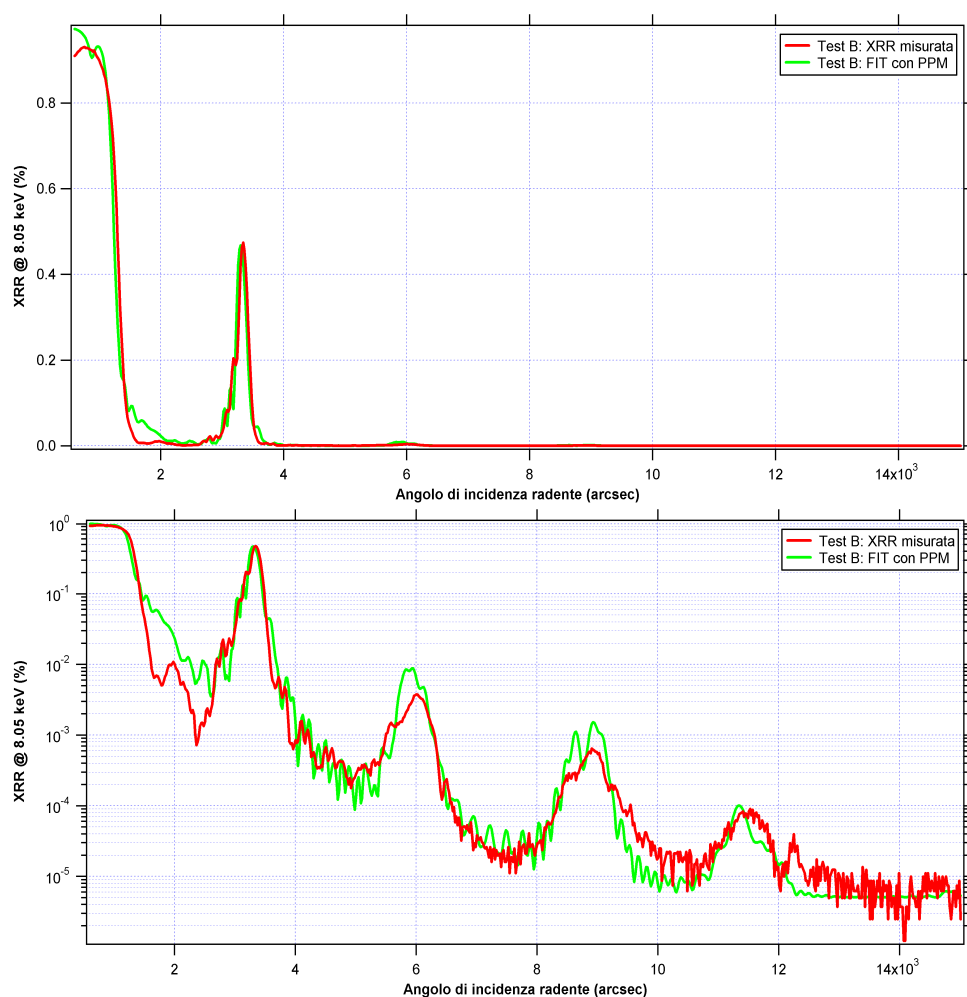


Figura 5.18: Riflettività misurata (linea blu) e modellata con PPM (linea rossa) a confronto. La sovrapposizione della curva ottenuta impostato il modello sopra riportato è soddisfacente.

Una possibile causa di quanto osservato può essere trovata nell'utilizzo di *ion etching* (vedi § 3.3.1) durante la fase di deposizione: mentre i primi 20 bi-strati sembra che abbiamo beneficiato di questa azione mantenendo la rugosità a valori molto bassi ( $\sigma \sim 5 \text{ \AA}$ ), ciò non sembra essersi ripetuto nella fase finale della crescita provocando lo sbalzo in  $d_3$ ,  $\Gamma_3$  e  $\sigma_3$ .

Come sopra anticipato, queste variazioni lungo la pila di 30 bi-strati che costituiscono l'intero multilayer hanno ripercussioni consistenti solamente nella curva di riflettività. L'evoluzione della rugosità è quasi totalmente non sensibile a variazioni di questa entità ( $\delta z \approx 10\%$ ). Proprio per tale ragione e allo scopo di velocizzare il calcolo, l'analisi con MPES riportata in seguito è stata condotta utilizzando i valori medi  $\tau_W \sim 22 \text{ \AA}$  e  $\tau_{Si} \sim 32 \text{ \AA}$ .



### Caratterizzazioni WYKO ed AFM

La PSD ricavata dall'analisi dei dati sperimentali ottenuti dalle misure è mostrata in figura 5.19 ed ha un andamento apparentemente in accordo con le previsioni del modello di Stearns sopra presentato.

La replica delle strutture alle basse frequenze si estende addirittura fin sotto i  $5 \mu m$ , mostrando così un ottimo accordo con la topografia presentata dal wafer di Silicio utilizzato come substrato. È interessante notare (evidenziato dal cerchietto) come anche il piccolo eccesso di strutture con lunghezze d'onda spaziale attorno ai  $3-4 \mu m$  venga replicato esattamente.

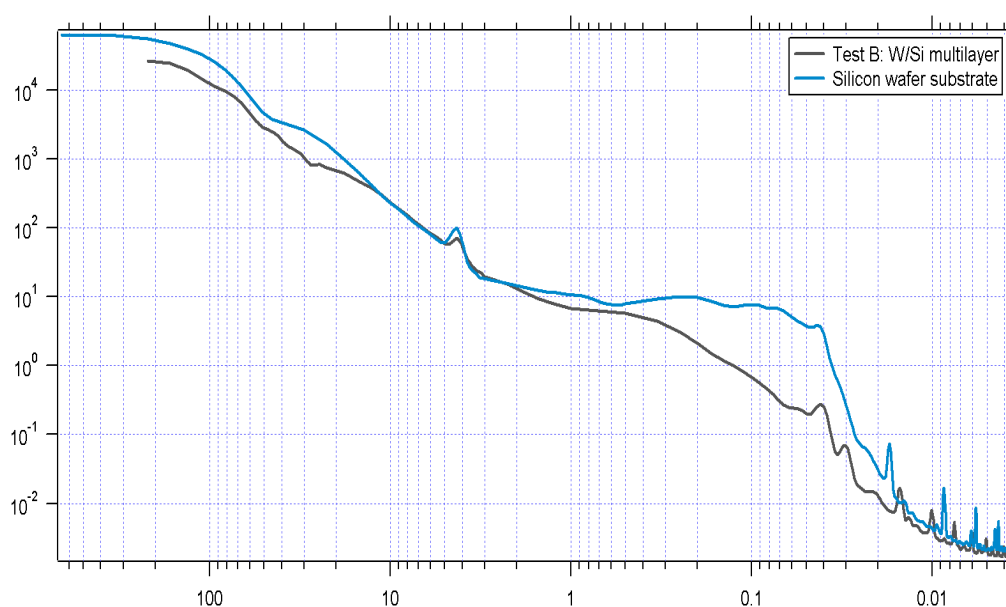


Figura 5.19: PSDs sperimentali del substrato e della superficie del campione test B. È evidente la crescita introdotta dal processo di deposizione, la particolarità risiede nella posizione molto spostata alle alte frequenze.

Tabella 5.7: Rugosità misurate per la PSD superficiale del campione test B e per il substrato in wafer di Si.

	$L_{scan} [\mu m]$	$\sigma_{sub} [\text{Å}]$	$\sigma_{ML} [\text{Å}]$	$\sigma_{XRR} [\text{Å}]$
WYKO	660	5.8	8.3	11.9
AFM	100	4	3.7	
AFM	10	2.2	2	
AFM	1	1.6	4	

Spostandosi alle frequenze maggiori la PSD mostra un netto aumento, riscontrato anche nelle misure di rugosità riportate in tabella 5.7, dovuto al processo di crescita introdotto dalla deposizione degli strati sottili che costituiscono il multilayer.

Sebbene in maniera ridotta rispetto a quanto osservato nella PSD del test A, la gibbosità è situata proprio nella zona di maggior sensibilità allo scattering dei raggi-X, con una particolare amplificazione al di sotto di  $0.1 \mu m$ .

### Simulazione della crescita con MPES

I parametri ricavati dalla simulazione (vedi tabella 5.8) riescono a ben spiegare l'andamento misurato della PSD. Si ritiene di particolare rilevanza il fatto che:

- le lunghezze di correlazione mostrino due comportamenti comuni, essendo molto piccole ed uguali fra loro;
- gli indici spettrali entrambi siano molto elevati.

Tabella 5.8: I valori assunti per i parametri di crescita del campione test B.

	$\Omega$	$l_c [nm]$	$n$
W layers	$100 \cdot \Omega_{0,W}$	3.3	6
Si layers	$1 \cdot \Omega_{0,Si}$	3.2	5

La seconda caratteristica è attribuibile ad uno smooth marcato, ma a causa delle lunghezze di correlazione molto piccole questo andamento è presente solamente alle altissime frequenze. Difatti il trend della PSD al di sotto degli  $0.03 \mu m$  è estremamente ripido.

Poiché il valore assunto dalle due lunghezze di correlazione è identico in entrambi gli strati, è intuitivo pensare all'amplificazione delle medesime frequenze spaziali. Questo produce una gobba netta e confinata in un intervallo spettrale limitato, come effettivamente osservato.

Il parametro  $\Omega_W$  suggerisce una leggera cristallizzazione degli strati di Tungsteno, mentre il Silicio sembra essere rimasto amorfo fungendo da agente attenuante alla crescita della rugosità.

L'andamento delle rugosità, come atteso, è dato da una curva seghettata, ma globalmente crescente. La differenza nel valore finale ottenuto è totalmente attribuibile alla zona delle basse frequenze ( $\lambda > 20 \mu m$ ) rimasta leggermente depressa rispetto alla misura.

Confrontando i parametri di crescita qua ottenuti con quelli del precedente test A sembra che l'utilizzo della LIS abbia ridotto le dimensioni delle strutture micro-cristalline a favore di una maggior mobilità superficiale alle basse frequenze ampliando la regione spettrale interessata dalla replica.

In aggiunta il valore di rugosità ottenuto dalla simulazione di crescita con MPES è circa la metà di quanto non previsto dalla modellizzazione trovata per la misura di riflettività ( $\sigma_{XRR} \simeq 12 \text{ \AA}$ ). Questa notevole discrepanza può essere attribuibile ad una marcata

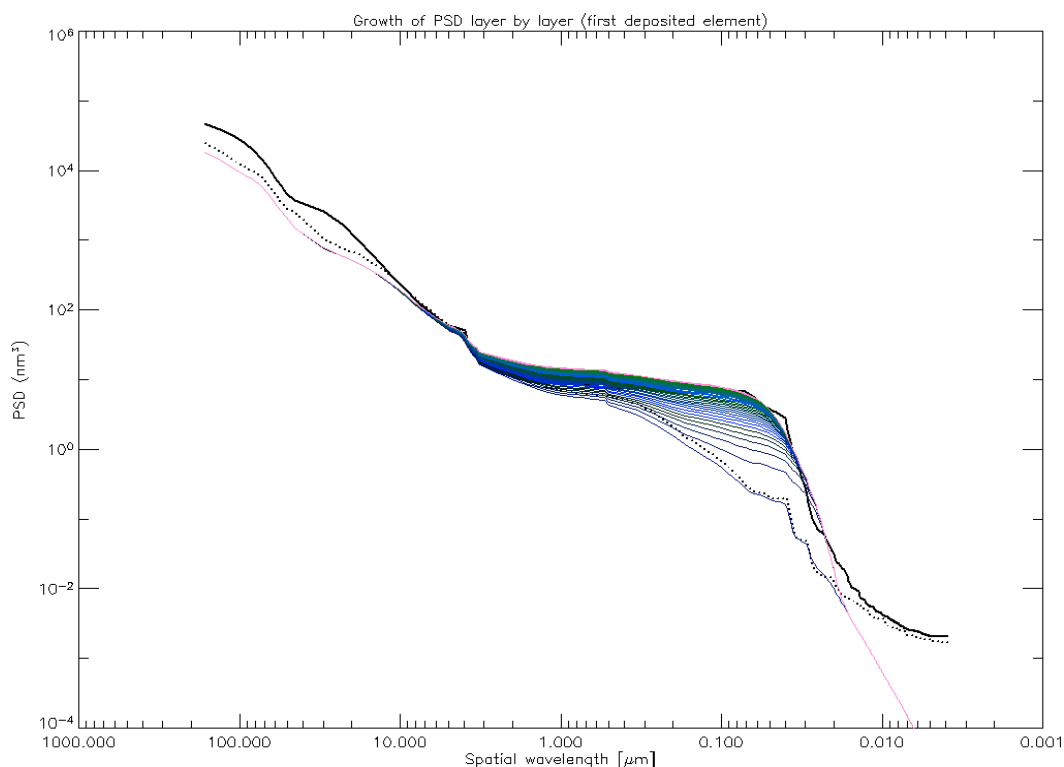


Figura 5.20: Evoluzione della PSD in seguito alla deposizione successiva degli strati sottili del multilayer per il campione test B ricavate dalle simulazioni con MPES. La simulazione è in buon accordo con la misura.

presenza di diffusione soprattutto tra gli strati più esterni del multilayer. Infatti la presenza di diffusione genera un graduale cambiamento dell'indice di rifrazione degli strati e questa situazione provoca un pesante abbassamento della curva di riflettività del multistrato. La diffusione, essendo una caratteristica interna dello strato riflettente, non può essere misurata con i microscopi WYKO ed AFM che indagano solamente la superficie esterna del campione.

Le caratteristiche topografiche di tale campione sembrano migliori di quanto non misurato per il precedente test A: la rugosità superficiale è più bassa e la gibbosità presente sulla PSD è più contenuta. Se tali caratteristiche fossero trasferite alla superficie riflettente di un'ottica per raggi-X duri sarebbe ipotizzabile pensare ad un contributo di scattering notevolmente minore, e quindi ad una risoluzione angolare (HEW) migliore, di quanto non si verificerebbe se la superficie dello specchio seguisse la PSD mostrata dal campione test A. Per contro la diffusione interna tra gli strati del multilayer limiterebbe non poco la riflettività dello specchio (come effettivamente si nota confrontando le curve XRR dei due campioni test A e B) abbassando considerevolmente l'area efficace del telescopio.

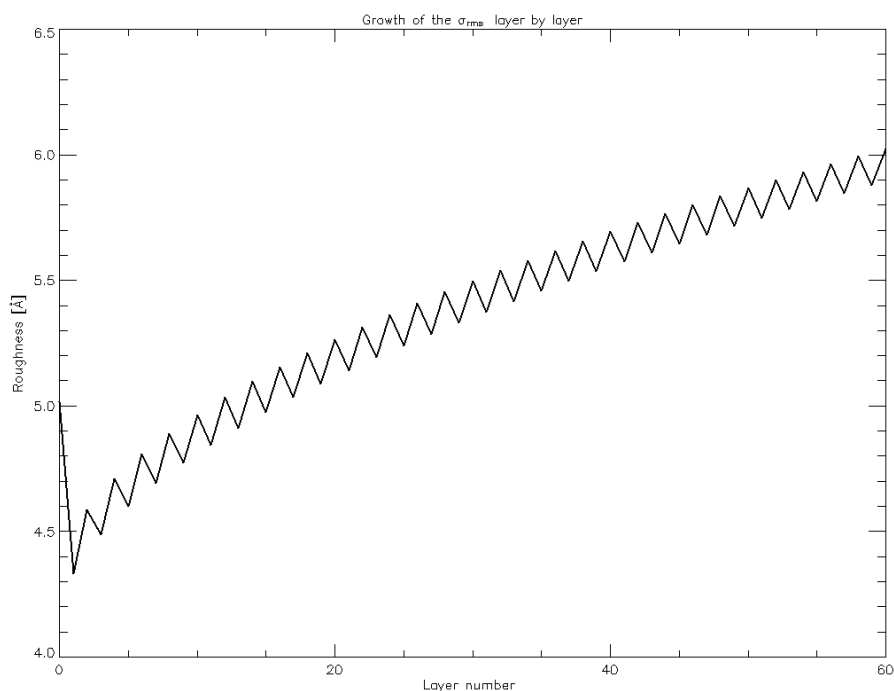


Figura 5.21: Crescita delle rugosità all'interno del multilayer per il campione test B ricavata dalle simulazioni con MPES. Al Tungsteno corrispondono i tratti crescenti, mentre il Silicio agisce all'opposto.

### 5.5.3 Test C

Diversamente dai due campioni precedenti questo è costituito dalla coppia Platino/Carbonio, dove il primo svolge il ruolo di assorbitore avendo una densità elevata. Il Carbonio presenta invece una densità molto simile a quella del Silicio.

#### Analisi di XRR

L'analisi di riflettività effettuata a 8.05 keV ha permesso di ricavare la struttura del multistrato senza particolari difficoltà, evidenziando una risposta del multilayer pari a circa il 90% nella zona di riflettività totale esterna e del 75% al primo picco di Bragg. Il periodo del bistrato è risultato essere  $d = 55.7 \text{ \AA}$  con  $1 - \Gamma = 0.408$ .

La marcata presenza dei picchi secondari è stata di grande aiuto nel verificare il numero di bistrati depositati, che è risultato essere 15.

Per migliorare la simulazione del dato sperimentale in corrispondenza del taglio dovuto all'angolo critico è stato necessario anche modificare leggermente le densità dei due elementi abbassandole entrambe, i valori assunti sono  $\rho_{Pt} = 19 \text{ g/cm}^3$  e  $\rho_C = 1.6 \text{ g/cm}^3$  (per maggiori dettagli sui valori assunti per le densità vedi bibl. [32]).

Il valore di rugosità che meglio restituisce i livelli di riflettività osservati è  $\sigma_{XRR} = 5 \text{ \AA}$ ,

valore abbastanza contenuto che può in parte essere attribuito al basso numero di bistrati depositati e quindi ad una crescita della rugosità molto limitata.

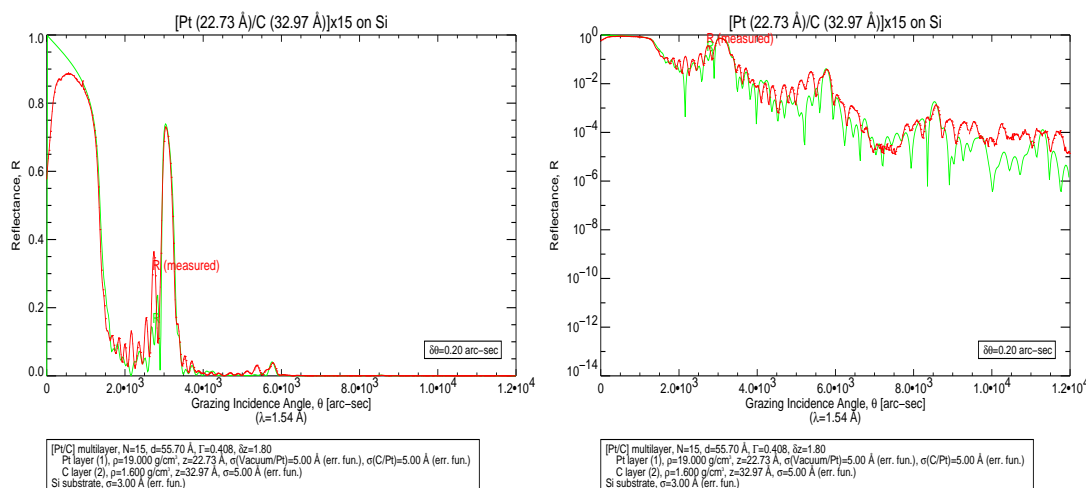


Figura 5.22: Misura di riflettività, in rappresentazione lineare e logaritmica, all'energia di 8.05 keV del multistrato Pt/C denominato test C. La simulazione, dalla quale si sono ricavate le caratteristiche interne ( $d$ ,  $\Gamma$ ,  $\sigma$ ), si sovrappone bene al dato sperimentale ottenuto in laboratorio (linea rossa).

### Caratterizzazioni WYKO ed AFM

L'estrazione della PSD dalle misure topografiche effettuate sia con il profilometro WYKO che con il microscopio AFM rivela una crescita delle strutture micrometriche molto limitata, confermando quanto precedentemente anticipato dal moderato valore di rugosità dedotto dall'analisi di riflettività.

In questo campione è possibile notare come l'andamento alle basse frequenze si discosti leggermente dall'attesa replica dal substrato. La crescita, seppur contenuta, è difatti evidente già per le strutture di circa  $30 \mu\text{m}$  e si mantiene pressoché costante fino al brusco taglio a  $\lambda \sim 0.3 \mu\text{m}$  causato dall'azione di smoothing tipica delle alte frequenze. L'andamento della PSD, messa a confronto con quella tipica di un substrato in wafer di Silicio nella figura 5.23, è stato confermato anche da una misura di XRS ad 8.05 keV effettuata nella zona di riflessione totale esterna.

In tabella 5.9 sono riportati i valori di rugosità dei range spettrali caratteristici dell'AFM, il cui valore complessivo di  $\sigma \sim 6 \text{ \AA}$  è in discreto accordo con quanto restituito dall'analisi di riflettività.

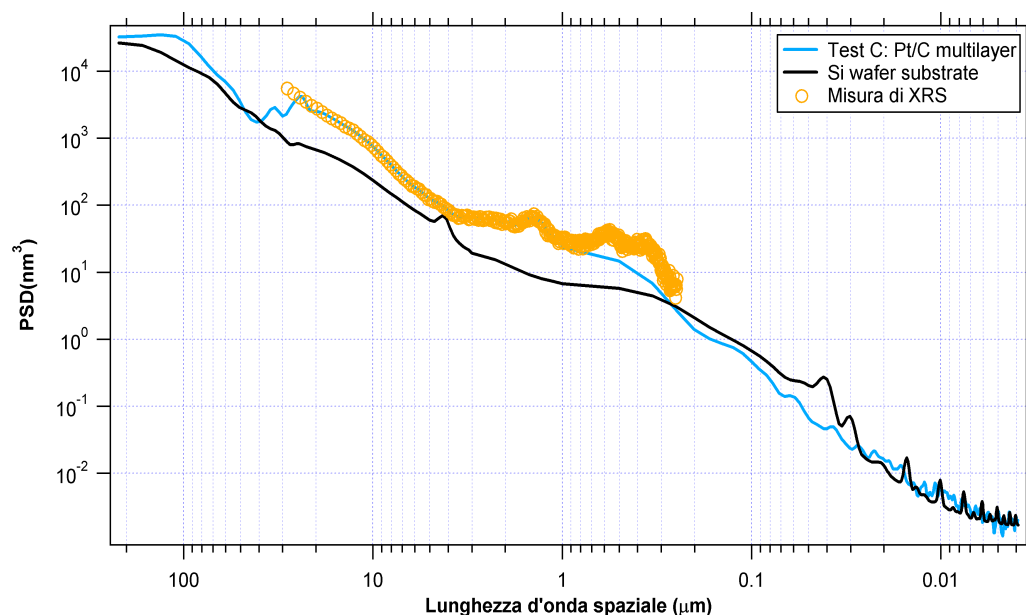


Figura 5.23: PSD sperimentali del substrato (linea nera) e dello strato più esterno del multilayer (linea blu) per il campione test C. La curva puntinata, derivata dall'analisi dello scattering a raggi-X (effettuata nella zona di riflettività totale), conferma pienamente le misure del WYKO e dell'AFM a  $100 \mu\text{m}$ .

Tabella 5.9: Valori di rugosità del substrato e del multistrato. Il moderato aumento osservato è diffuso su tutti i range spaziali considerati, ma con una particolare concentrazione nella regione delle decine di micrometri.

	$L_{scan} [\mu\text{m}]$	$\sigma_{sub} [\text{Å}]$	$\sigma_{ML} [\text{Å}]$	$\sigma_{XRR} [\text{Å}]$
WYKO	660	5.8	7	5
AFM	100	4	6.1	
AFM	10	2.2	2.1	
AFM	1	1.6	1.4	

### Simulazione della crescita con MPES

L'innalzamento dell'altezza del profilo di PSD, anche se contenuto, si articola in una gibbosità ad andamento bimodale. Un primo picco attorno a  $20 \mu\text{m}$  inusualmente spostato verso le grandi lunghezze d'onda spaziali, l'altro centrato sul valore abbastanza canonico di  $1 \mu\text{m}$ . Tale particolare evoluzione della PSD non è stata semplice da simulare, difatti i parametri trovati e riportati in tabella 5.9, mostrano valori alquanto singolari. È tuttavia da sottolineare, come appare dagli andamenti mostrati in figura 5.24, come ci sia un buon accordo fra dato sperimentale e simulazione.

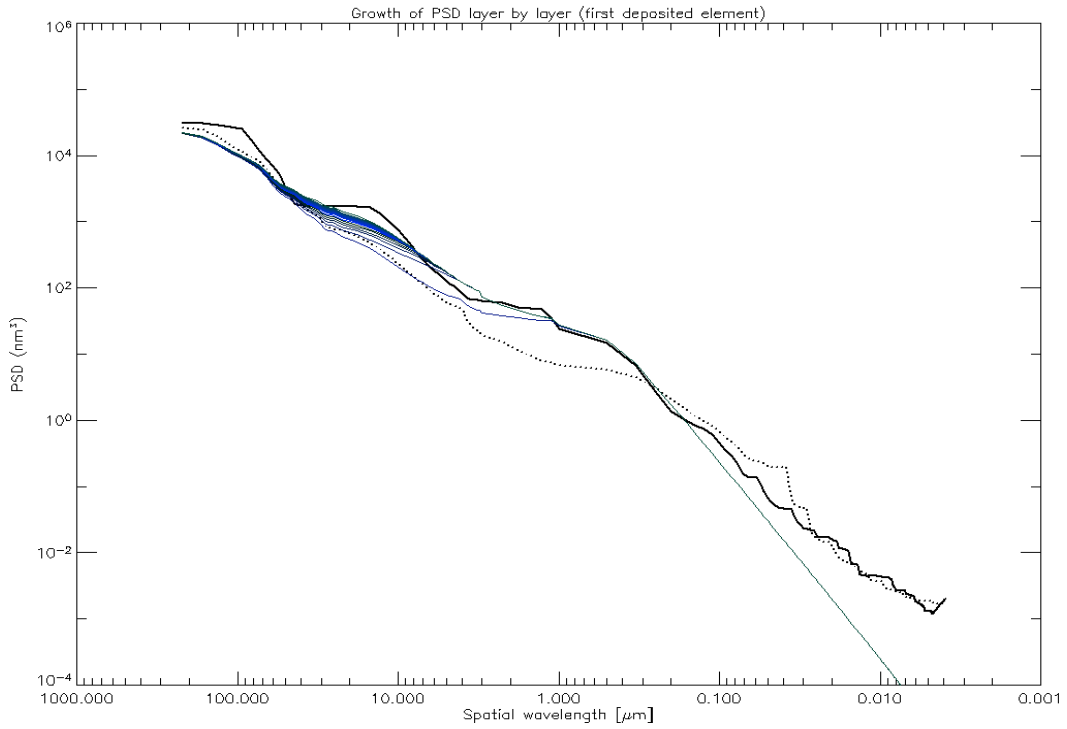


Figura 5.24: La crescita simulata della PSD superficiale riesce a modellizzare bene le due gobbe generatesi con la deposizione del multilayer del campione test C ricavata dalle simulazioni con MPES.

Tabella 5.10: Parametri di crescita assunti per simulare entrambe le gobbe di crescita mostrate dalla PSD superficiale.

	$\Omega$	$l_c$ [nm]	$n$
Pt layers	$7 \cdot 10^6 \cdot \Omega_{0,Pt}$	700	3
C layers	$9 \cdot 10^4 \cdot \Omega_{0,C}$	56	4

Da un'analisi più dettagliata dei valori sopra riportati è possibile proporre una spiegazione alla formazione delle due gobbe, nonché la loro attribuzione all'uno o all'altro elemento. Si può affermare con buona sicurezza la presenza di una struttura microcristallina sia negli strati di Platino che di Carbonio dedotta dagli alti valori dei due parametri  $\Omega_{Pt}$  e  $\Omega_C$ . Formazioni di strutture cristalline di questo tipo e con tali volumi sono già state osservate nei multilayer Pt/C e riportate in letteratura (vedi bibl. [60]). La disponibilità di immagini TEM, effettuate presso i laboratori del IMEM-CNR di Parma, fornisce una conferma in tal senso: sono visibili strutture (macchie) che si sviluppano per qualche decina di nanometri, il cui volume è paragonabile a quelli dedotti dalla simulazione di MPES.

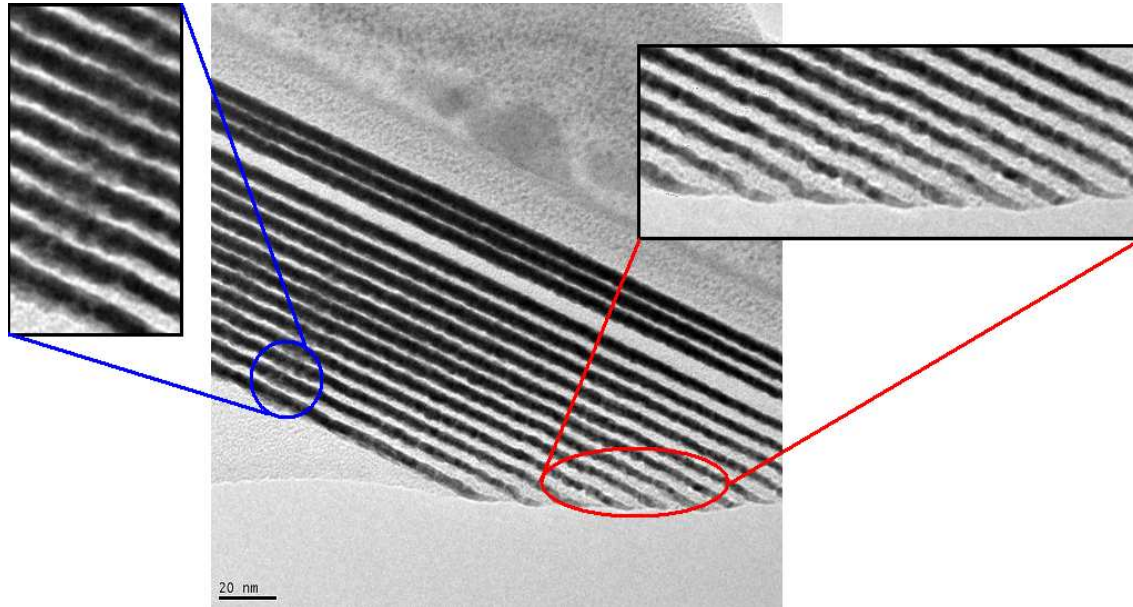


Figura 5.25: Fotografia TEM del multilayer del campione test C in sezione. Sia negli strati scuri (Pt) che chiari (C) è possibile notare delle ampie zone strutturate causate da una variazione locale dell'indice di rifrazione (evidenziate in rosso). Tali macchie sono identificabili con strutture cristalline. In blu sono invece evidenziate alcuni strati superficiali del multilayer che mostrano un vistosa presenza di diffusione.

Dalla lunghezza di correlazione  $l_c$  associata agli strati di assorbitore è anche possibile vedere che il caratteristico taglio prodotto dall'attenuazione delle alte frequenze è notevolmente spostato verso il regime delle grandi lunghezze d'onda spaziali ( $\lambda \sim 5 \mu m$ ). Si può quindi dedurre che il Pt sia il solo responsabile per la crescita del picco presente a  $20 \mu m$ , mentre il Carbonio entra in gioco su tutta la struttura amplificata. Possiamo trovare conferma di quanto appena asserito anche dall'andamento della rugosità riportato dal grafico di figura 5.26:

- l'azione di smoothing introdotta dalla deposizione del Platino è più forte di quanto non accada per gli strati di C perchè coinvolge tutte le strutture con  $\lambda < 1 \mu m$ , in corrispondenza dei quali vi si osserva una diminuzione della rugosità;
- è stato necessario prevedere la presenza di un capping layer in Carbonio (strato numero 31) per far sì che la simulazione della PSD della superficie esterna mostri anche la gobba ad  $1 \mu m$ .



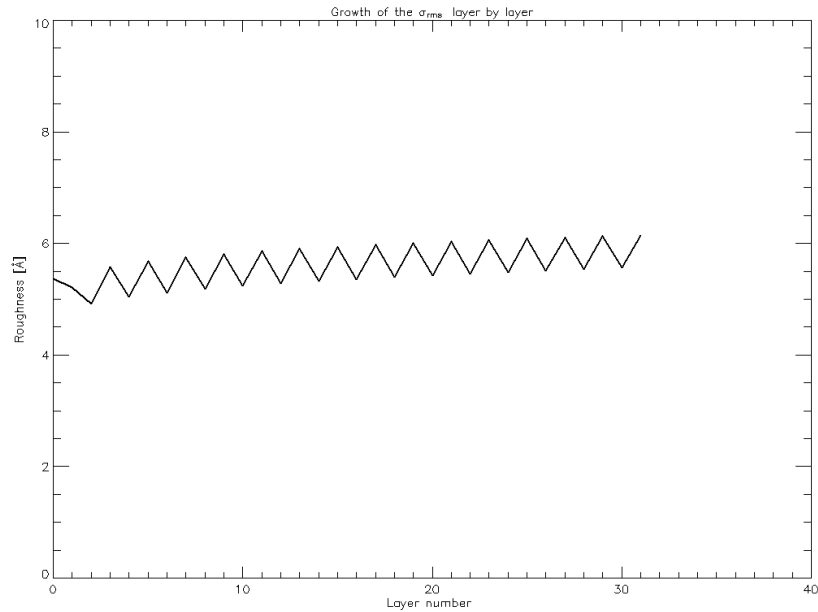


Figura 5.26: Aumento delle rugosità strato per strato per il campione test C ricavate dalla simulazione con MPES, il valore finale di  $\sigma = 6.15 \text{ \AA}$  risulta in accordo con quanto misurato dall'AFM ( $\sigma_{AFM} = 6.2 \text{ \AA}$ ). Anche la stima ottenuta dalle misure di XRR ( $\sigma_{IMD} = 5 \text{ \AA}$ ) viene sostanzialmente confermata.

## 5.6 Multistrati realizzati con DC magnetron sputtering

L'analisi di multilayer ottenuti per deposizione tramite DC magnetron sputtering ricopre un importante ruolo in vista delle future missioni in raggi-X duri che prevedono l'utilizzo di specchi riflettenti multilayer. Il DC sputtering consente di ottenere film estremamente compatti ed uniformi in grado di restituire ottime prestazioni in riflettività, tuttavia il tasso di deposizione non permette di realizzare rapidamente le coperture. In particolare i multilayer depositati tramite tale metodo sono in fase di sviluppo all'interno dei progetti Con-X e SIMBOL-X e XEUS. A tal fine l'autore ha avuto a disposizione due campioni, test D ed E, entrambi con copertura multilayer in W/Si.

Il primo di questi è stato realizzato dalla ditta Reflex, nell'ambito dello sviluppo di coperture riflettenti multistrato per XEUS, su un substrato in wafer di Silicio con caratteristiche analoghe a quelle già presentate per questo tipo di substrati.

Il multilayer del test E, invece, è stato realizzato con una facility dedicata alla deposizione di film sottili installata presso lo Smithsonian Center for Astrophysics (CfA) di Boston. La crescita è avvenuta contemporaneamente alla copertura riflettente su un prototipo di shell. Poiché il substrato utilizzato per tale campione (vedi caratterizzazione riportata in seguito) esibisce un'ottima superficie esterna è stato utilizzato come campione testimone (witness sample) del processo di crescita.

### Substrato in Silice fusa

I substrati si presentano come dischi del diametro di 2" ed alti 10 mm; sono realizzati dalla ditta americana General Optics in silice fusa (fused silica). Tali substrati, ai quali ci si riferisce solitamente con l'acronimo GO, esibiscono una superficie molto liscia se paragonata con altri supporti quali i precedenti wafer di Silicio o il Nickel elettroformato e generalmente fungono da standard di riferimento per il livello di finitura superficiale. Anche per tale tipologia di substrato è stata utilizzata la caratterizzazione completa di D. Vernani (vedi bibl. [54]). La PSD misurata su uno di questi campioni prima della deposizione del multistrato mostra l'andamento visibile in figura 5.27, caratteristico delle superfici lavorate otticamente e segue una legge di potenza inversa di indice  $n = 1.3$ . In tabella 5.11 sono invece riportate le rugosità misurate.

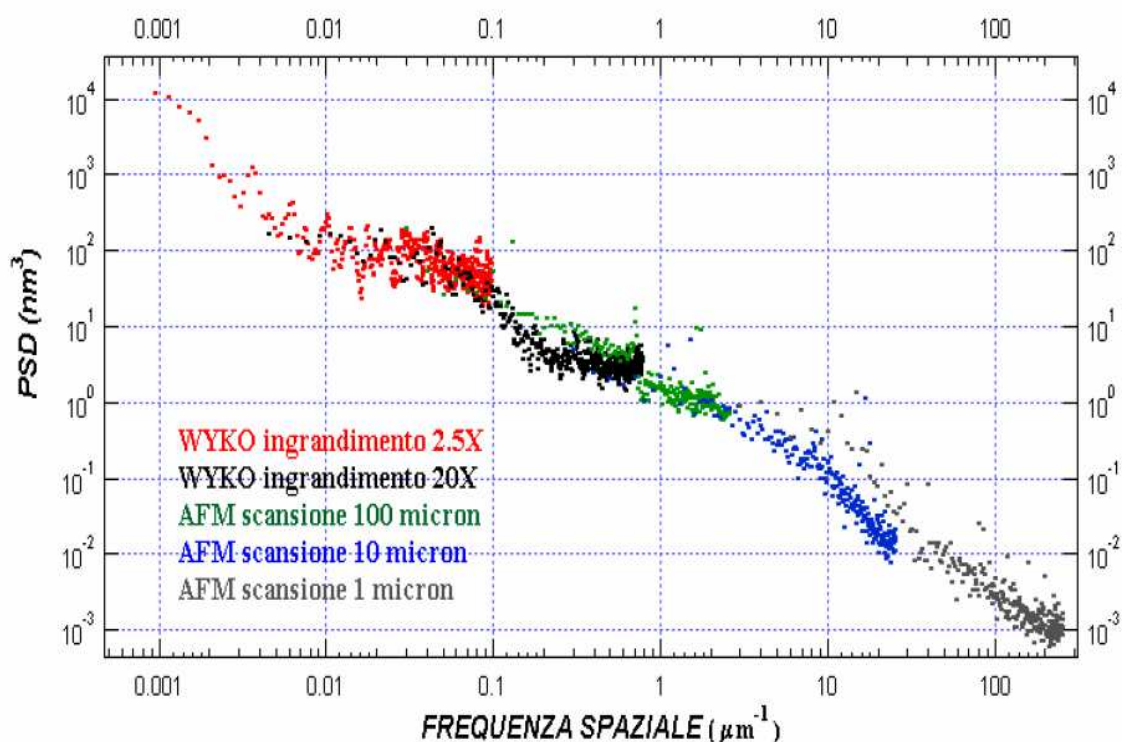


Figura 5.27: PSD monodimensionale misurata con gli strumenti in dotazione in OAB per il campione GO. Si nota come le misure si raccordano molto bene negli intervalli di sovrapposizione. (Crediti: D. Vernani)

Tabella 5.11: Resoconto dei valori di rugosità misurati nei rispettivi range di frequenze per il disco in Silice fusa (GO) utilizzato come substrato. (Crediti: D. Vernani)

	$L_{scan}$ [ $\mu m$ ]	$f_{min}$ [ $\mu m$ ]	$f_{maz}$ [ $\mu m$ ]	$\sigma$ [ $\text{\AA}$ ]
WYKO	5280	0.0005	0.08	13.1
WYKO	660	0.0015	0.3	1.5
AFM	100	0.01	2	0.9
AFM	10	0.1	20	0.8
AFM	1	1	200	1.0

### 5.6.1 Test D

#### Misure di XRR

In figura 5.28 sono riportati i grafici in scala lineare e logaritmica della simulazione di riflettività comparata con la misura sperimentale effettuata all'energia di 8.05 keV.

Il multilayer, 40 bistrati di W/Si, esibisce un'ottima riflettività nel regime di riflessione totale esterna (circa 90%) e discreta nel regime di funzionamento alla Bragg, restituendo il 70% del raggio incidente al primo picco. I parametri ricavati dalla simulazione sono approssimativamente  $d = 54 \text{ \AA}$  e  $\Gamma = 0.13$ . La comparsa di dispersione dei picchi primari indica una variazione del periodo, stimata in circa  $1.5 \text{ \AA}$ . L'analisi ha portato anche ad una valutazione delle densità in  $\rho_W \simeq 25 \text{ g/cm}^3$  e  $\rho_{Si} \simeq 4 \text{ g/cm}^3$ , valori leggermente superiori a quanto riportato in letteratura. La curva di riflettività misurata sembra concordare con un contenuto valore di rugosità,  $\sigma_{XRR} = 5 \text{ \AA}$ .

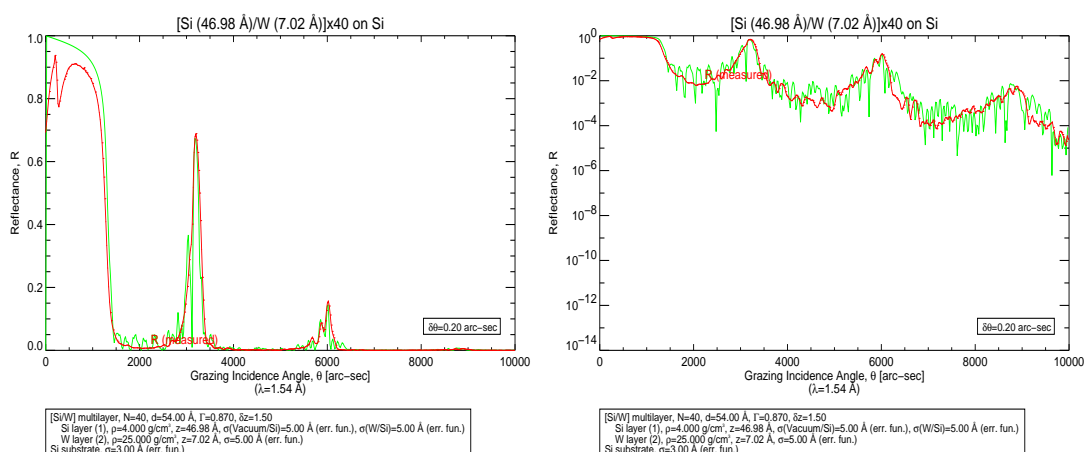


Figura 5.28: Riflettività, in visualizzazione lineare e logaritmica, all'energia di 8.05 keV del multistrato W/Si. La simulazione, dalla quale si sono ricavate le caratteristiche interne ( $d$ ,  $\Gamma$ ,  $\sigma$ ), si sovrappone bene al dato sperimentale ottenuto in laboratorio (linea rossa).

### Caratterizzazioni WYKO ed AFM

L'analisi delle misure effettuate con WYKO ed AFM (scansione ad  $1 \mu m$ ) restituisce un ottimo accordo tra le PSDs, confermato anche da una misura di XRS effettuata per coprire il range  $[0.5 \div 5] \mu m$ . Le PSD, una immagine della superficie esterna del multilayer ed un profilo WYKO sono mostrate in figura 5.29. I valori di rugosità sono riportati in tabella 5.12.

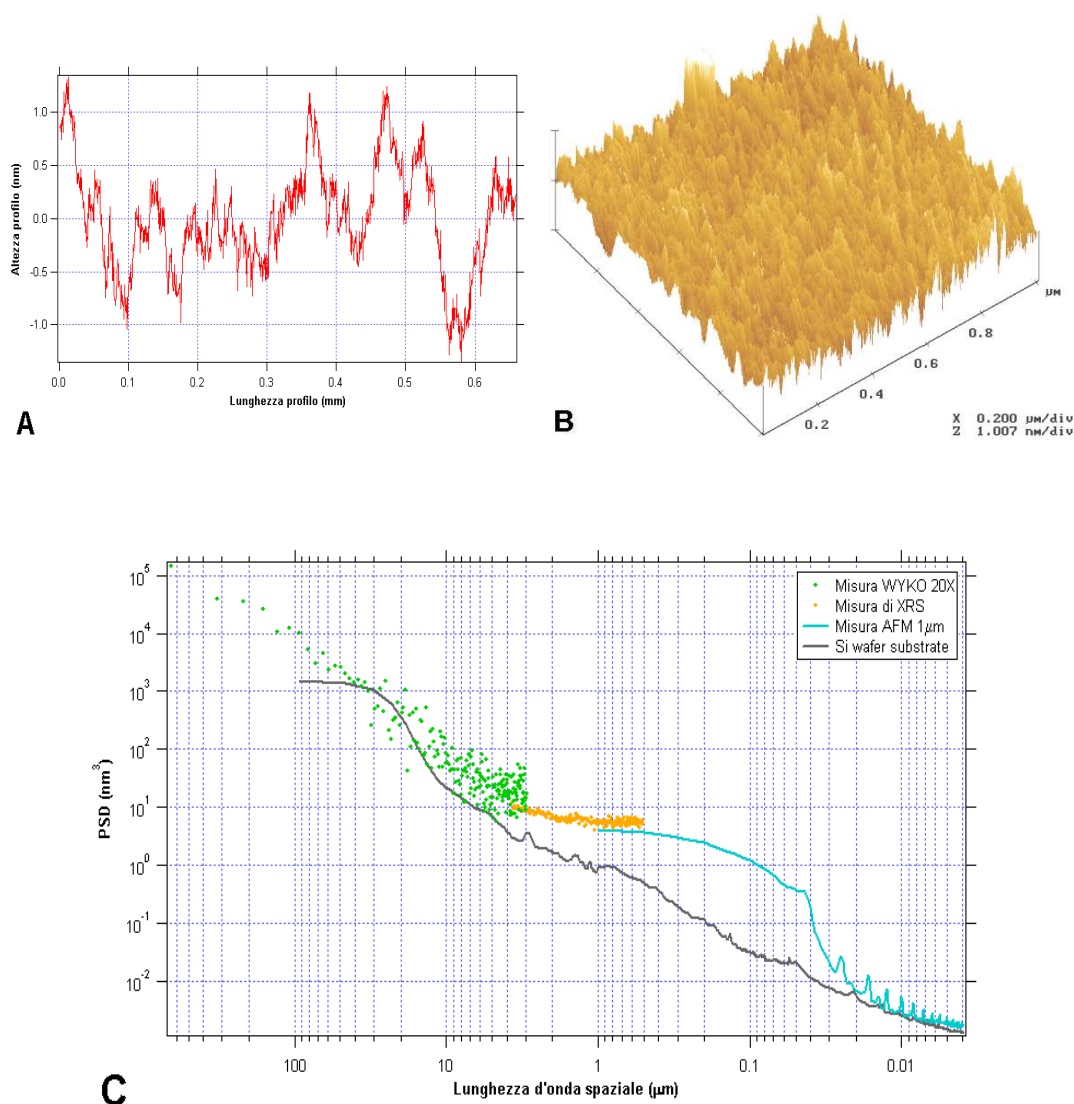


Figura 5.29: Campione test D: A) Uno dei profili WYKO misurati nel campione test D, B) l'immagine di una porzione di superficie da  $1 \mu m \times 1 \mu m$  e C) le PSD estratte da tali misure.

Tabella 5.12: Rugosità calcolate dalle misure sul campione test D: come si nota dal confronto con il substrato, la crescita raggiunge il culmine attorno al decimo di  $\mu m$ .

	$L_{scan}$ [ $\mu m$ ]	$\sigma_{sub}$ [ $\text{\AA}$ ]	$\sigma_{ML}$ [ $\text{\AA}$ ]	$\sigma_{XRR}$ [ $\text{\AA}$ ]
WYKO	660	–	5.4	5
XRS	5	0.7	1.0	
AFM	1	0.5	1.7	

Seppure la superficie esterna misurata mostri un ottimo livello di finitura (la rugosità misurata è di soli 5.6  $\text{\AA}$ ), la crescita rispetto al substrato è consistente. Una significativa amplificazione nella regione  $[1 \div 0.1] \mu m$ , considerata solitamente critica per lo scattering, è evidente. Tale fatto è maggiormente messo in evidenza anche dalla qualità del substrato, superiore rispetto ai wafer di Silicio fino ad ora adottati<sup>4</sup>.

### Simulazione della crescita con MPES

I parametri utilizzati per simulare l'evoluzione della PSD sono riportati in tabella 5.13.

Tabella 5.13: Parametri di crescita assunti per simulare la crescita mostrata dalla PSD superficiale per il campione test D.

	$\Omega$	$l_c$ [ $nm$ ]	$n$
W layers	$60 \cdot \Omega_{0,W}$	4.4	6
Si layers	$4 \cdot \Omega_{0,Si}$	4.9	5

Il volume ricavato per il Tungsteno può far ipotizzare una leggera formazione di strutture cristalline, come già osservato anche nei precedenti campioni con il Tungsteno come assorbitore. I valori trovati per i parametri di crescita sono del tutto simili a quanto già ricavato per il test B. Rimane quindi valida l'analisi svolta precedentemente per tale campione (test B).

Il Silicio, dato il piccolo valore assunto da  $l_c$  ed a causa di una pendenza ripida ( $n = 5$ ), si comporta come smussatore delle strutture ad altissima frequenza spaziale. Nonostante  $\Omega_{Si}$  sia maggiore rispetto al valore "naturale", questo non indica la presenza di strutture

<sup>4</sup>La scelta di adottare come substrato un wafer di Silicio la cui caratterizzazione ha restituito una PSD di miglior qualità (nel range  $0.1 \div 10 \mu m$ ) rispetto a quella del wafer fino ad ora adottato come substrato, è seguita dall'analisi di alcune misure XRS eseguite sul campione in esame anche ad angoli di incidenza abbastanza elevati tali da consentire una profonda penetrazione dei raggi-X nella struttura del multilayer. In tal modo è stato possibile indagare, almeno parzialmente, la rugosità interna del multistrato e la PSD estratta ha fornito alcune indicazioni anche sul substrato.

micro-cristalline, che non sono comuni nel Silicio depositato: infatti il volume scala come la terza potenza del raggio/lato. Ad esempio, nel caso in esame questo corrisponde ad un passaggio  $2.7 \text{ \AA} \rightarrow 4.3 \text{ \AA}$  in raggio, che indica aggregati di pochi atomi tali da formare nanostrutture, ma non identificabili con cristalli.

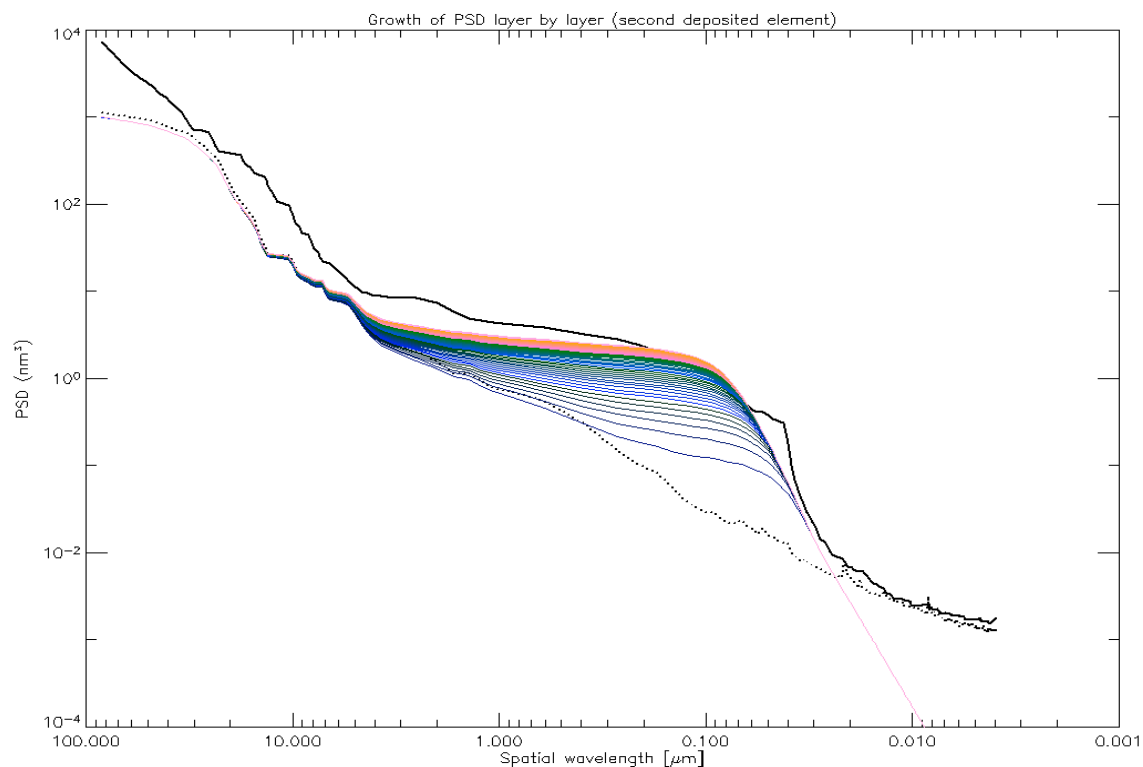


Figura 5.30: PSD in funzione della lunghezza d'onda spaziale per il campione test D dopo la simulazione con MPES. La crescita simulata della PSD superficiale riesce a modellizzare bene la gibbosità nata con la deposizione del multilayer.

## 5.6.2 Test E

### Misure XRR

Dalla misura riportata in figura 5.31 è possibile notare che questo multilayer presenta una doppia famiglia di picchi di Bragg. La struttura è difatti costituita di due multilayer sovrapposti: uno più interno formato da 40 bistrati con periodo  $d = 38 \text{ \AA}$  e  $\Gamma = 0.47$  per la riflessione dei raggi-X ad energie maggiori che penetrano più a fondo nella struttura ed uno superficiale, di soli 7 bistrati, con  $d = 130 \text{ \AA}$  e  $\Gamma = 0.355$ .

All'eccellente riflettività esibita sia nella zona di riflessione totale esterna che al primo picco di Bragg ( $>90\%$  e  $>80\%$  rispettivamente) si accosta una buona percentuale (pari

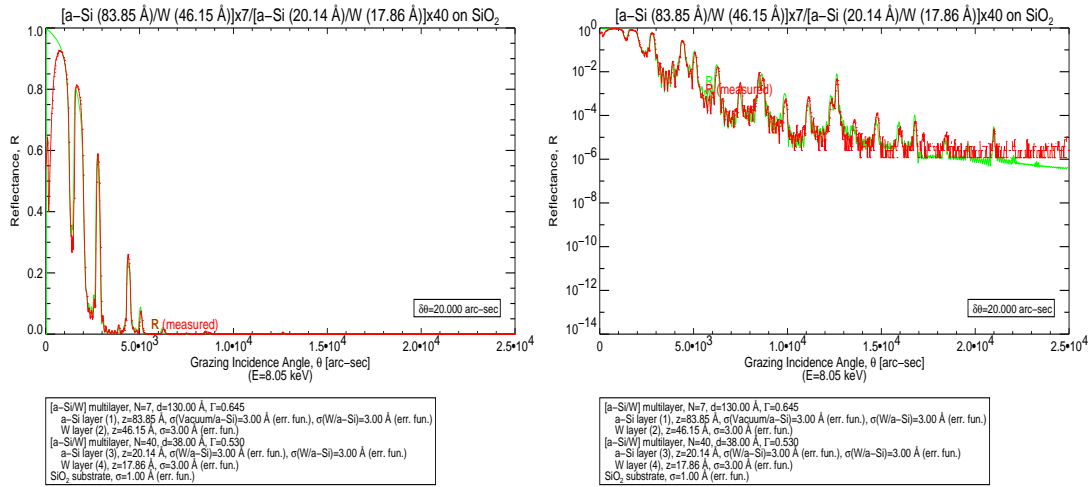


Figura 5.31: Grafici lineare e logaritmico della riflettività misurata (in rosso) e simulata (in verde) all'energia di 8.05 keV per il campione test E. È visibile la presenza di una duplice serie di picchi di Bragg associati alla doppia struttura del multistrato.

a circa il 60%) anche sul secondo picco. La precisa definizione denota inoltre una buona regolarità del periodo dei bistrati lungo tutto il multilayer.

Nella simulazione è stato assunto un valore di rugosità di soli 3 Å, di poco superiore alla superficie liscia ( $\sigma \leq 1$  Å) del substrato General Optics in Silice fusa sul quale è cresciuto il multilayer.

### Caratterizzazioni WYKO ed AFM

Le misure metrologiche effettuate sul campione test E sono riportate in figura 5.32. La rugosità del multilayer ha subito un leggero aumento, rispetto al valore misurato per il substrato, a causa di una amplificazione delle strutture con lunghezza d'onda spaziale nell'intervallo  $[0.03 \div 10] \mu m$ . Tuttavia l'integrazione della PSD nell'intero intervallo di frequenze spaziali visibili in figura 5.32 risulta essere di soli 2.6 Å. Risultato in accordo con quanto restituito dall'analisi di riflettività ( $\sigma_{XRR} = 3$  Å). In tabella 5.14 sono riportati i valori di rugosità misurati negli intervalli di frequenza spaziale relativi all'AFM.

Tabella 5.14: Valori di rugosità del substrato GO e del multistrato test E. Si osserva un aumento della rugosità molto limitato.

	$L_{scan}$ [ $\mu m$ ]	$\sigma_{sub}$ [Å]	$\sigma_{ML}$ [Å]	$\sigma_{XRR}$ [Å]
AFM	100	0.9	1.6	3
AFM	10	0.8	2.0	
AFM	1	1.0	1.8	

La qualità della superficie esterna esibita da questo multilayer può essere giudicata ottima. Oltre al già buon livello di finitura con cui viene prodotto il substrato in silice fusa (GO), in questo caso è possibile registrare un incremento molto limitato nella crescita delle strutture attribuibile ad una buona calibrazione del processo di deposizione (pressione all'interno della camera di lavoro, rate di deposizione, temperatura della camera e del substrato, ecc.).

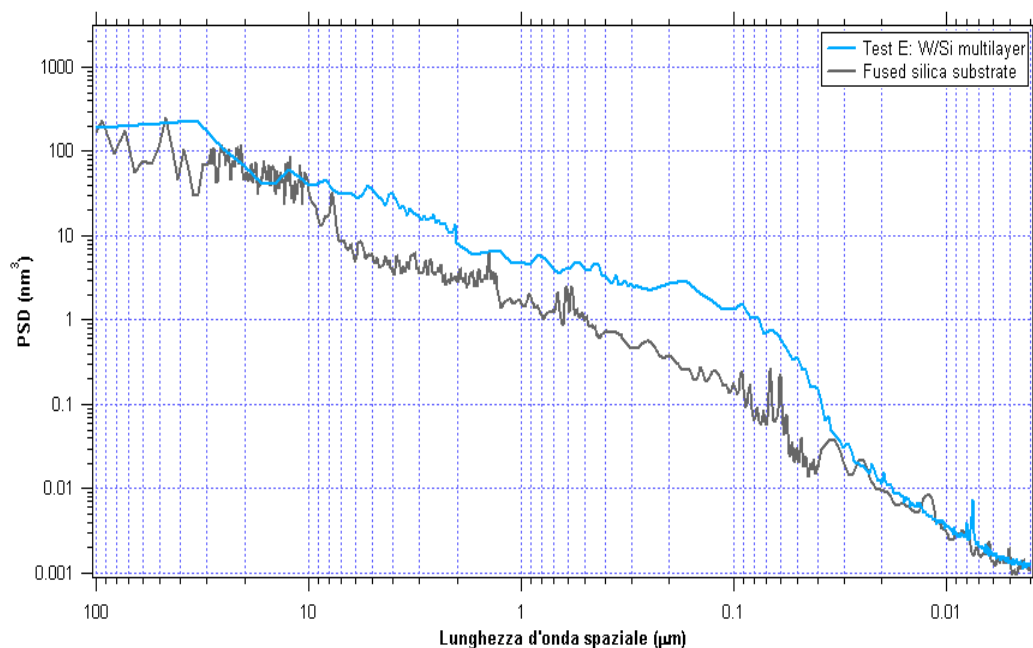


Figura 5.32: Le PSDs misurate sperimentalmente del campione test E e del relativo substrato in Silice fusa della General Optics.

### Simulazione della crescita con MPES

I parametri di crescita adottati per simulare l'andamento della PSD sono riportati in tabella 5.15. Alle alte frequenze ( $\lambda < 0.5 \mu\text{m}$ ), questi restituiscono un accordo buono con la misura sperimentalmente; anche la pendenza con cui decresce la PSD in questo intervallo ricalca molto bene l'andamento misurato.

Tale accordo non viene riprodotto per le strutture a frequenza minore che mostrano una crescita più marcata di quanto simulato con MPES. Tale discrepanza viene perciò riportata anche dai valori di rugosità derivanti dall'integrazione delle PSD interne qua ottenute, che quindi si discostano dal valore ottenuto con il microscopio AFM.

Tuttavia è interessante notare come la curva di figura 5.34 evidenzi bene la dipendenza della PSD dallo spessore dello strato depositato: i 7 bistrati finali, molto più spessi dei sottostanti 40, imprimono un netto cambiamento all'andamento della rugosità.



Tabella 5.15: Parametri di crescita assunti per simulare la crescita mostrata dalla PSD superficiale per il campione test E.

	$\Omega$	$l_c$ [nm]	$n$
W layers	$15 \cdot \Omega_{0,W}$	4.55	5
Si layers	$1 \cdot \Omega_{0,Si}$	3.35	5

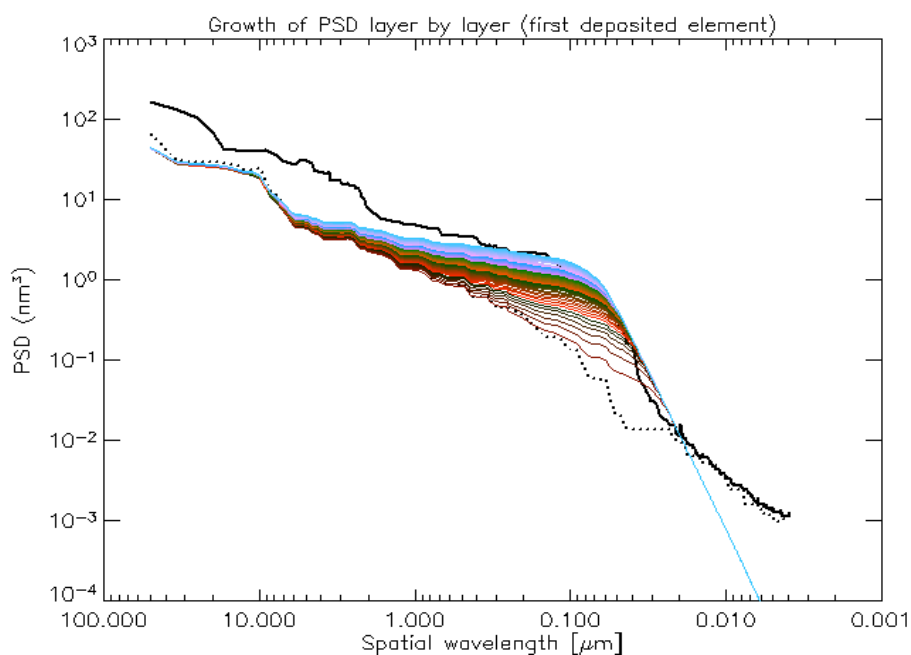


Figura 5.33: Crescita della PSD simulata con MPES per il campione test E. L'eccesso di rugosità misurato alle basse frequenze ( $\lambda > 3 \mu m$ ) non è stato riprodotto.

Complessivamente si riscontra un andamento della PSD simile a quanto riportato per il precedente campione analizzato (test D), anch'esso ottenuto con una facility di deposizione DC magnetron sputtering. Difatti, anche i valori assunti per i parametri di crescita (vedi tabella 5.15) sono del tutto simili a quelli del precedente campione test D. L'analisi di questi rimane quindi valida ed applicabile anche all'attuale caso in esame. Però la crescita complessiva della microrugosità risulta inferiore, fatto probabilmente attribuibile ad una crescita totalmente amorfa di entrambi i materiali: i volumi atomici assunti sono uguali ai corrispondenti valori "naturali" (al riguardo, si ricordi quando già detto nell'analisi del campione test D).

Un livello di rugosità come quello ottenuto per questo campione, se associato alla superficie di una mirror shell, sarebbe tale da soddisfare i requisiti di risoluzione angolare richiesti per le missioni in raggi-X duri, con particolare riferimento a SIMBOL-X e Con-X.

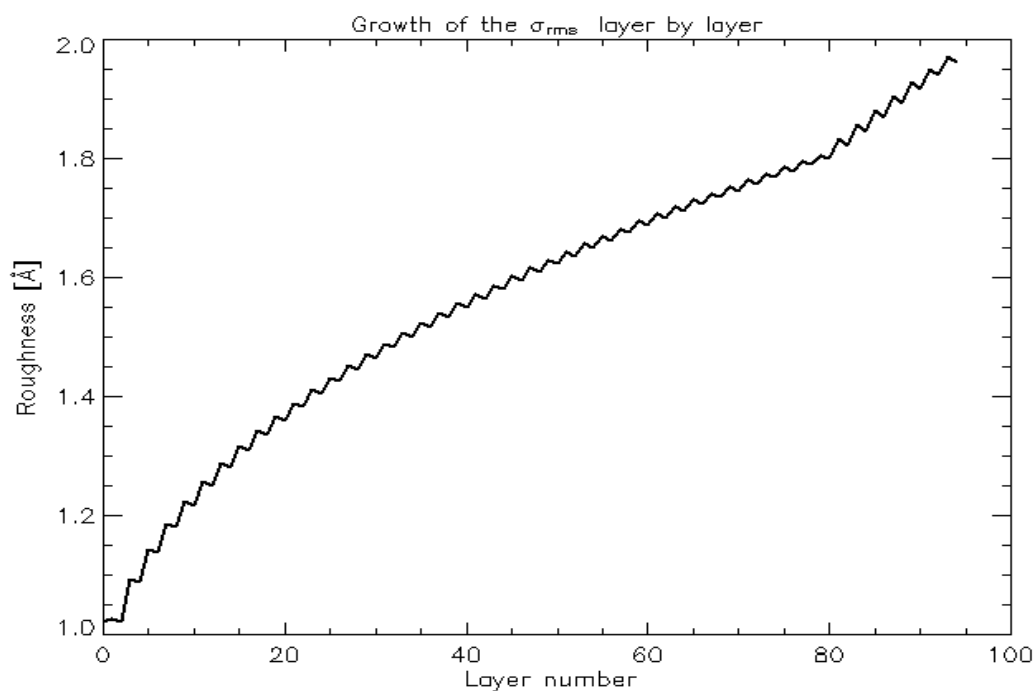


Figura 5.34: Crescita della rugosità simulata per il campione test E. È interessante notare come cambi in maniera netta la curva in corrispondenza della seconda serie di bistrati.

## 5.7 Multistrati realizzati con RF magnetron sputtering

Analogamente a quanto discusso per la tecnica del DC magnetron sputtering, anche l'utilizzo di RF sputtering sembra produrre film multilayer di buona qualità. In tale metodo sono state implementate due azioni aggiuntive che, in base ai risultati derivati dalle analisi di seguito riportate, sembrano promettere risultati analoghi se non migliori. La presenza di bombardamento ionico (ioni Ar, Xe, H) durante la deposizione degli strati di materiale spaziatore ne consente una parziale inglobazione di tali ioni nei suddetti strati. L'intento è quello di abbassarne la densità per ottenere strati il cui indice di rifrazione sia il minore possibile e quindi a ridotto assorbimento. In aggiunta a ciò il substrato di deposizione è sottoposto ad una differenza di potenziale il cui passaggio di corrente dovrebbe aumentare la mobilità degli atomi depositati favorendo perciò lo smoothing della superficie.

In previsione della prossima installazione di una facility di questo tipo presso la ditta Media Lario Techn. l'autore di questa tesi ha avuto la possibilità di analizzare due campioni realizzati per RF sputtering per studiarne le caratteristiche in vista di un possibile impiego di tale metodo per la realizzazione dei multistrati per le ottiche di SIMBOL-X. I campioni a disposizione dell'autore per l'analisi di microrugosità superficiale ed interfacciale, riflettività e scattering sono stati realizzati da V. Rigato presso i Laboratori Nazionali di Legnaro dell'Istituto Nazionale di Fisica della Materia (INFM). Entrambi i campioni sono formati da 40 bistrati in Molibdeno/Silicio cresciuti su un substrato in Oro ottenuto

per replica di un General Optics tramite elettroformatura del Nickel. La caratterizzazione di questo substrato, riportata nel seguente sotto-paragrafo, è stata eseguita dall'autore.

### Substrato in Oro prodotto per elettroformatura di Ni

Poiché lo sviluppo tecnologico per il quale sta lavorando il gruppo di tecnologia per astronomia X presso INAF-OAB è rivolto alla realizzazione di ottiche multilayer per estensione della tecnica di elettroformatura del Nickel. Lo studio della crescita di multistrati su substrati derivanti da tale processo assume un ruolo fondamentale soprattutto in vista delle missioni SIMBOL-X e Constellation-X.

Il campione è stato ottenuto tramite un processo di replica fondamentalmente analogo a quello descritto in § 2.4.3 utilizzato per le ottiche in raggi-X soffici. Uno strato di Oro di circa 100 nm viene depositato tramite un processo di e-beam evaporation sulla superficie di un disco in silice fusa (GO) che funge da mandrino. Sull'Oro così depositato viene applicato, per elettroformatura del Nickel, uno strato di Ni che fungerà da supporto. Distaccando il disco GO dal restante disco di Oro e Nickel si ottiene il campione qui analizzato, la cui superficie è la replica di quella del campione in silice fusa.

Misure AFM ed XRS sono state effettuate ed analizzate per ottenere una sicura caratterizzazione di tale substrato. Come mostrato dalla figura 5.35, i dati presi con diversi strumenti esibiscono un solido accordo.

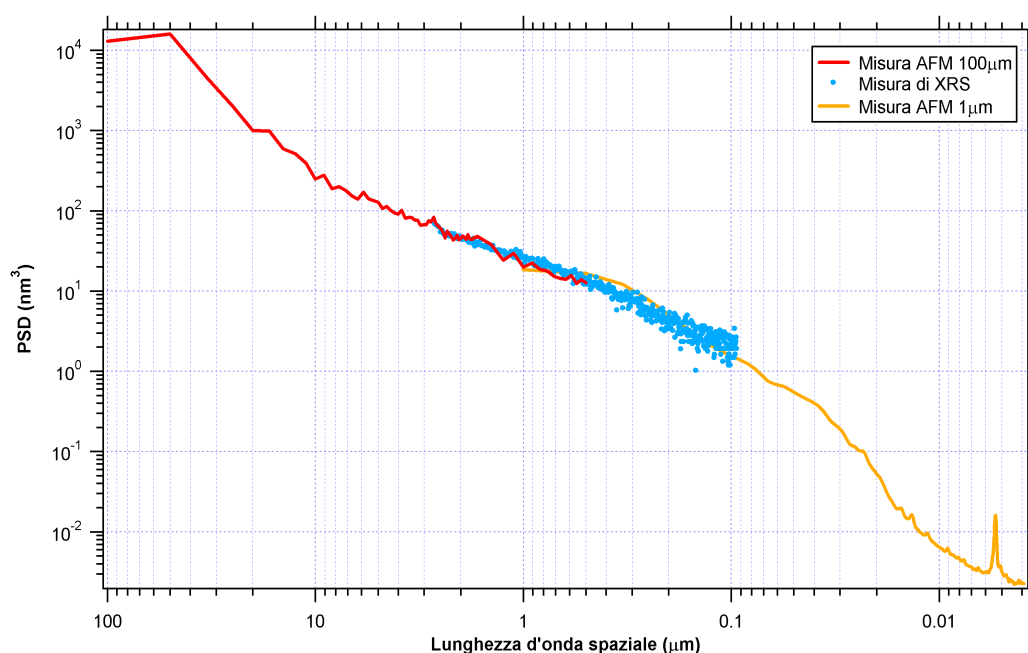


Figura 5.35: Misure AFM e XRS effettuate per caratterizzare il substrato in Oro prodotto per elettroformatura di Ni. Sotto  $1 \mu\text{m}$  è possibile riconoscere uno scostamento dalla tipica legge di potenza che caratterizza generalmente le PSD di ottiche superpulite.

Tale PSD si discosta dal tipico andamento a legge di potenza che caratterizza le superfici lavorate otticamente, mostrando già una leggera amplificazione in corrispondenza di  $\lambda \sim 0.1\mu m$  dovuta al processo di crescita (e-beam deposition) con il quale è stato depositato l'Oro.

Dai valori di rugosità tabulati in 5.16 si nota come questo substrato sia leggermente meno buono rispetto ai precedenti.

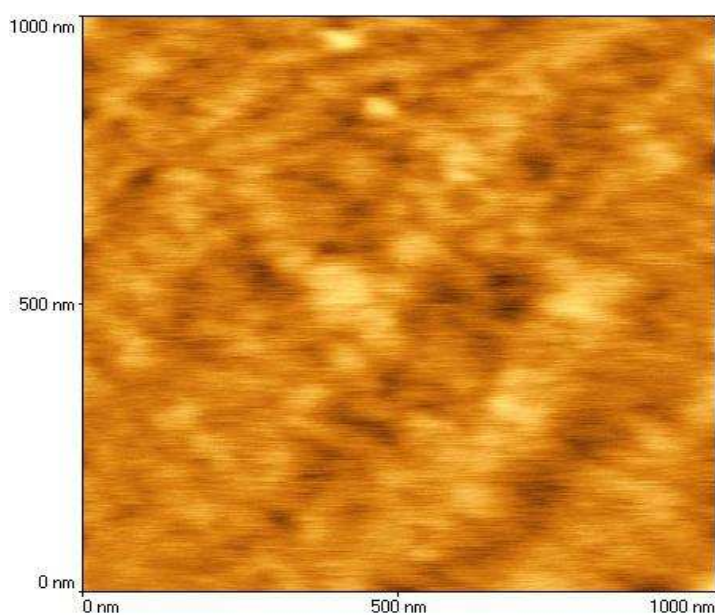


Figura 5.36: Immagine bidimensionale di una porzione di superficie ( $1\mu m^2$ ) del campione di Oro prodotto per elettroformatura di Ni, utilizzata per estrarre la PSD caratteristica delle alte frequenze.

Tabella 5.16: Rugosità misurate per il substrato in Oro ottenuto per replica con elettroformatura di Ni.

	$L_{scan} [\mu m]$	$f_{min} [\mu m]$	$f_{max} [\mu m]$	$\sigma [\text{Å}]$
AFM	100	0.01	2	5
XRS	10	0.3	10	2.8
AFM	1	1	200	2.6

### 5.7.1 Test F

#### Misure di XRR

In figura 5.37 sono riportati misura e simulazione della riflettività misurata. Il contenuto valore di riflettività della zona di riflessione totale esterna ( $\sim 80\%$ ) è attribuibile ad ondulazioni a bassa frequenza del campione (non perfetta planarità), introdotte presumibilmente durante il processo di distacco del substrato dal vetro General Optics usato come mandrino, che hanno reso impossibile allineare il campione in modo tale da provocare un netto occultamento del fascio di fotoni. È da escludersi la possibilità che sia la coppia di materiali utilizzati o lo specifico processo di deposizione a peggiorare le proprietà riflettenti del multistrato, per l'intensità misurata al primo picco di Bragg anche in questo caso prossima all'80%.

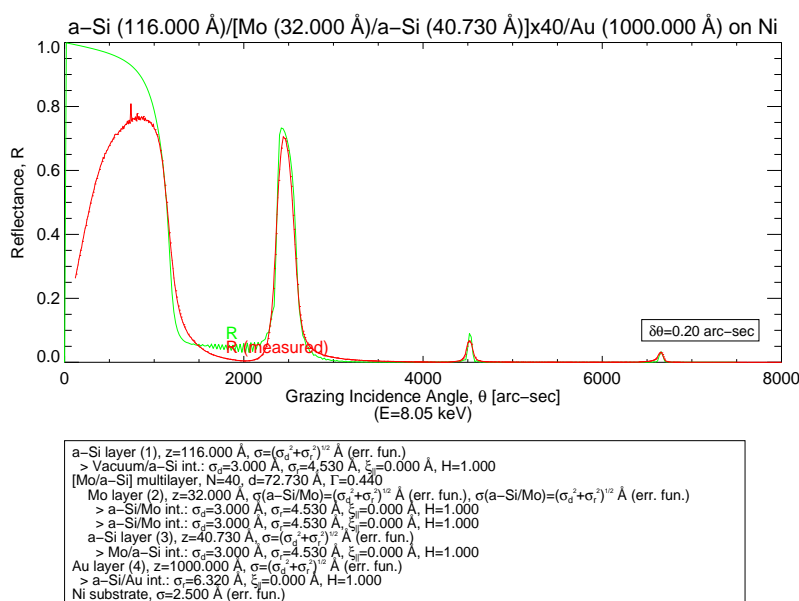


Figura 5.37: Riflettività all'energia della  $Cu-k_{\alpha}$ , l'accordo tra misura e simulazione è discreto.

Si è ricavato: periodo  $d = 72.73$  Å,  $\Gamma = 0.44$  e rugosità  $\sigma_{XRR} = 4.5$  Å (5.3 Å assumendo anche diffusione). Per proteggere la superficie finale dello strato riflettente di Molibdeno sono stati depositati 115 Å circa di Silicio (*capping layer*).

#### Caratterizzazioni WYKO ed AFM

La Power Spectral Density riportata in figura 5.38 mostra un andamento alquanto anomalo: la caratteristica gobba di crescita prodotta dal processo di deposizione del multilayer risulta fortemente attenuata. L'andamento alle basse frequenze è quello, atteso, di replica delle

asperità del substrato, mentre nella regione degli  $0.1 \mu m$  si riesce ad apprezzare una diminuzione nell'intensità delle strutture caratterizzate da queste lunghezze d'onda.

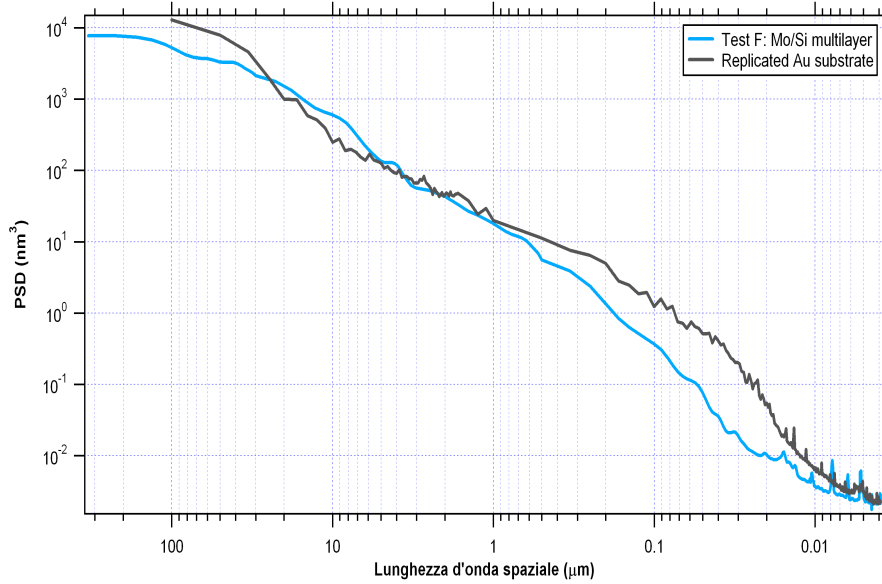


Figura 5.38: Power Spectral Density del substrato in Oro e del multilayer in Mo/Si misurate sperimentalmente. Si può notare una parziale decrescita delle strutture attorno a  $0.1 \mu m$ .

Anche valutando le rugosità negli intervalli spaziali tipici dell'AFM si riscontra una sostanziale invarianza alle frequenze più basse, seguita da una diminuzione alle alte. Si passa da un valore complessivo di  $\sigma_{sub} = 5.4 \text{ \AA}$  a  $\sigma_{ML} = 4.8 \text{ \AA}$ . La diminuzione è minima e contenuta nelle barre di errore dello strumento<sup>5</sup>, quindi non permette di affermare una reale diminuzione della micro-rugosità superficiale. Possiamo però ritenere che in questo particolare caso non siano comunque entrati in gioco i tipici processi di amplificazione dei microdifetti comuni nella deposizione di strati sottili.

Tabella 5.17: Rugosità misurate per la superficie esterna del multistrato per il campione test F.

	$L_{scan} [\mu m]$	$\sigma_{sub} [\text{Å}]$	$\sigma_{ML} [\text{Å}]$	$\sigma_{XRR} [\text{Å}]$
WYKO	660	–	4.5	4.5/5.3
AFM	100	5	4.3	
AFM	10	2.8	2.6	
AFM	1	2.6	1.3	

<sup>5</sup>La sensibilità intrinseca per WYKO ed AFM è compresa tra  $0.7-1 \text{ \AA}$ . (vedi bibl. [54]).

### Simulazione della crescita con MPES

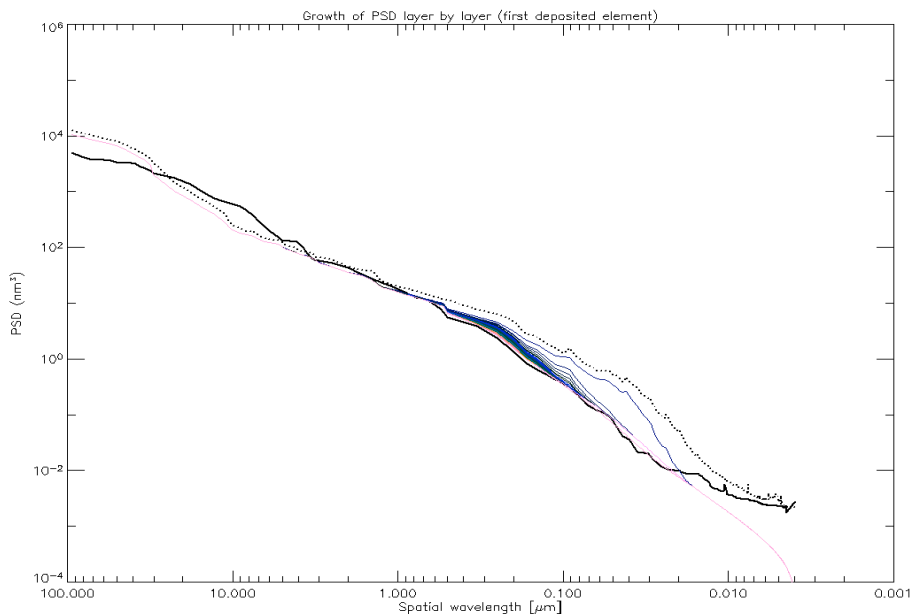


Figura 5.39: Le PSD del substrato (linea puntinata) e del multilayer (linea continua) relative al campione test F racchiudono quelle interne degli 80 strati depositati (linee colorate) ottenute dalla simulazione con MPES. Qui sono visualizzate solamente le PSD, simulate con MPES, riferite agli strati di Silicio.

Anche in assenza di un aumento della PSD si è ugualmente riusciti a simularne l'evoluzione ottenendo un discreto accordo con la misura. Il risultato dell'analisi, impostando i parametri di crescita tabulati in 5.18, è mostrato dalla figura 5.39 che presenta le PSDs intermedie degli strati di Silicio (del tutto analoghe quelle per il Molibdeno).

Osservando i valori ricavati dalla simulazione è possibile dedurre che entrambi i materiali siano cresciuti mantenendo una struttura amorfa, evidenziata dai piccoli valori di  $\Omega_{Si}$  e  $\Omega_{Mo}$ . Tale condizione di crescita assicura una graduale azione "attenuante" poiché consente una maggior mobilità degli atomi sulla superficie del campione, cioè questi non si mantengono uniti fra loro in strutture ampie e rigide come quelle cristalline.

Tabella 5.18: Parametri di crescita adottati per riprodurre la PSD misurata sulla superficie esterna del multilayer del campione test F.

	$\Omega$	$l_c$ [nm]	$n$
Mo layers	$50 \cdot \Omega_{0,Mo}$	7.8	3
Si layers	$1 \cdot \Omega_{0,Si}$	3.2	3

Tuttavia, è necessario tornare a sottolineare la ridotta entità della decrescita osservata nella PSD compatibile con le piccole lunghezze di correlazione e le ridotte pendenze di crescita individuate dall'indice  $n$ .

Riassumendo quanto appena riportato, si osserva:

1. una conservazione dello stato amorfo,  $\Omega_{Mo} \approx \Omega_{0,Mo}$  e  $\Omega_{Si} \approx \Omega_{0,Si}$ ;
2. lunghezze di correlazione pressoché identiche tra loro e molto piccole, dell'ordine del nm;
3. pendenze di crescita con caratteristiche del tutto simili a quelle delle  $l_c$  riassunte nel punto precedente, cioè piccole ed uguali per i due elementi.

Possiamo quindi dedurre che durante la crescita di questo multilayer i due elementi hanno giocato un ruolo simile, fungendo entrambi da "smoother".

Dall'andamento delle rugosità interne mostrato nella figura 5.40, difatti, non è possibile distinguere un diverso ruolo tra Mo e Si, attribuendo cioè ad uno dei due la causa della rugosità e all'altro il compito di attenuarla. Tuttavia non si è in grado di affermare con piena certezza di aver osservato una diminuzione della microrugosità superficiale, ma semmai di essere riusciti a depositare 81 strati sottili ( $40 \times Si + 40 \times Mo + 1 \times capping layer$ ) senza provocare un peggioramento delle prestazioni ottiche del substrato.

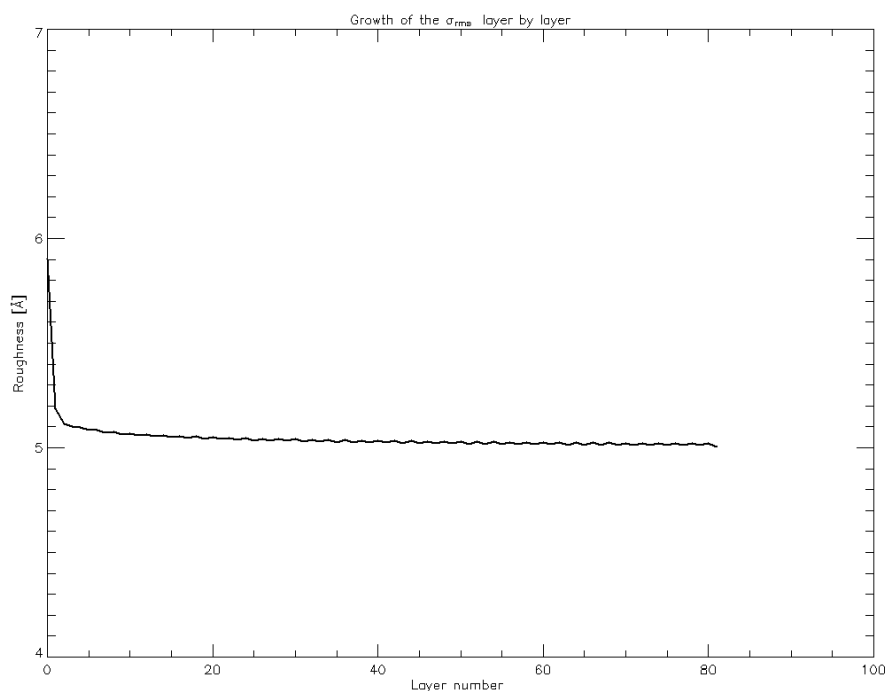


Figura 5.40: Le rugosità degli strati intermedi della simulazione relativa al campione test F oscillano attorno al valore nominale misurato per la superficie esterna.



Dal modello adottato per simulare la curva sperimentale di riflettività si è ricavato un valore di rugosità ( $\sigma_{XRR} \simeq 4.5 \text{ \AA}$ ) in buon accordo sia con quanto misurato per la superficie esterna da WYKO ed AFM ( $\sigma \simeq 5.2 \text{ \AA}$ ) sia con il valore ottenuto dalla simulazione compiuta con MPES ( $\sigma_{MPES} \simeq 5 \text{ \AA}$ ). Un livello di rugosità di questo tipo si avvicina molto ai limiti necessari per garantire a telescopi quali SIMBOL-X e Constellation-X le prestazioni in risoluzione angolare (HEW) desiderate. In aggiunta, nell'analisi di XRR è stata prevista anche una parte di diffusione che potrebbe essere la causa della scarsa riflettività osservata per i picchi di Bragg successivi al primo.

### 5.7.2 Test G

#### Misure di XRR

Dalle misure di riflettività è risultata una struttura molto simile a quella trovata per il test F, come era atteso, considerato che entrambi sono campioni realizzati per verificare le capacità del processo di deposizione tramite RF magnetron sputtering con bombardamento ionico.

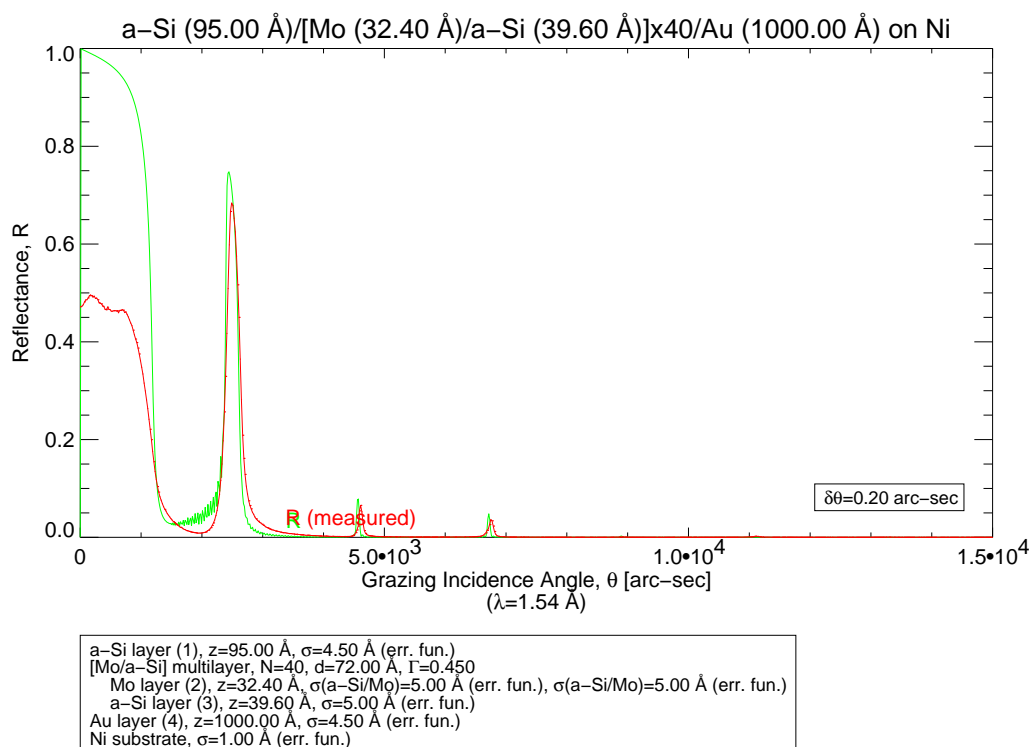


Figura 5.41: Misura di riflettività effettuata ad 8.05 keV in incidenza radente per il campione test G. L'apparente disaccordo che si nota tra 0" e 1000" è totalmente attribuibile alla geometria del campione (non piano) che ha reso difficoltose le misure.

Riassumendo abbiamo una struttura costituita da 40 bistrati con periodo  $d = 72 \text{ \AA}$  e  $\Gamma = 0.45$ , al termine è presente un capping layer in Silicio di circa 10 nm. La stima della rugosità ricavata dalla misura di XRR è di circa  $4.5 \text{ \AA}$ .

Anche per questo campione resta valida la considerazione esposta precedentemente sulla non ottima planarità del substrato che causa la perdita di fotoni osservata in figura 5.41 per la zona di riflettività totale esterna.

### Caratterizzazioni WYKO ed AFM

In figura 5.42 è mostrata la PSD estratta dalle misure AFM e WYKO effettuate ed analizzate dall'autore di questo lavoro di tesi. Un ottimo accordo dell'andamento delle singole PSD ricavate dalle rispettive misure porta quindi ad una discreta sicurezza sulla caratterizzazione della superficie esterna del multilayer.

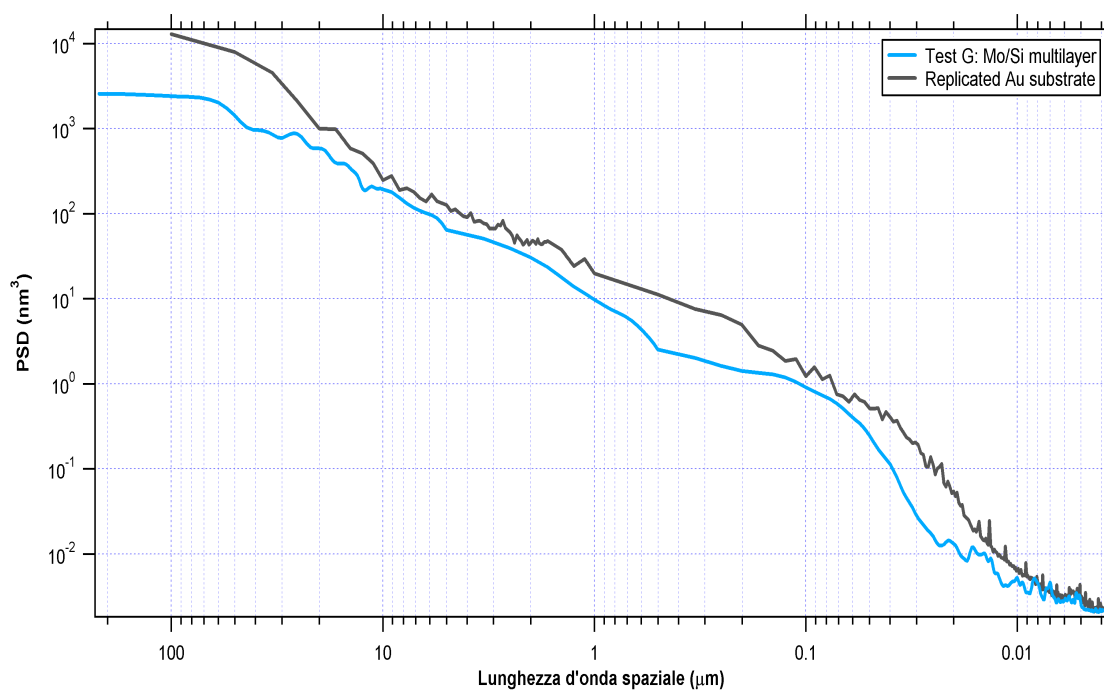


Figura 5.42: Le misure microtopografiche realizzate con WYKO ed AFM del campione test G. Nei tratti di sovrapposizione vi è un buon accordo tra le misure, restituendo una PSD che descrive un miglioramento globale della superficie riflettente dopo il deposito del multilayer.

Già da un'analisi preliminare è possibile notare anche in questo campione un comportamento analogo al precedente, dove la PSD del multistrato si mantiene al di sotto di quella del substrato di partenza. Le rugosità del multilayer sono difatti più basse di quelle del substrato di partenza.

Tabella 5.19: Livello di rugosità misurato per il campione test G. È possibile osservare una diminuzione della rugosità del multilayer rispetto al substrato di partenza in tutti i range spettrali.

	$L_{scan}$ [ $\mu m$ ]	$\sigma_{sub}$ [ $\text{Å}$ ]	$\sigma_{ML}$ [ $\text{Å}$ ]	$\sigma_{XRR}$ [ $\text{Å}$ ]
WYKO	660	–	3.15	4.5
AFM	100	5	3	
AFM	10	2.8	2	
AFM	1	2.6	1.4	

### Simulazione della crescita con MPES

I parametri dedotti dalla simulazione e riportati in tabella 5.20 hanno fornito un discreto accordo con la misura sperimentale. Si notano però due intervalli di frequenze spaziali nei quali l'accordo non è soddisfacente.

In una prima zona, per  $\lambda > 20 \mu m$ , la simulazione tende a discostarsi dalla PSD del multilayer seguendo in maniera abbastanza evidente l'andamento mostrato dalla curva rappresentante il substrato. L'autore di questo lavoro ritiene probabile che questo sia dovuto ad errori sistematici nella misura, basti pensare che ondulazioni di tali lunghezze d'onda vengono difficilmente attenuate con la deposizione di un sottile film il cui spessore è circa 100 volte più sottile di  $\lambda$ . Macroscopicamente si può cercare di descrivere questa situazione immaginando una lunga strada, il cui manto stradale sia leggermente ondulato, ricoperta da un tappeto. È assai improbabile che quest'ultimo ne modifichi sostanzialmente il profilo altimetrico su lunga scala.

La seconda zona di interessa è compresa in  $[1 \div 0.2] \mu m$ . In questo intervallo la PSD misurata del multilayer presenta una accentuata depressione che le simulazioni con MPES non sono riuscite a riprodurre. L'autore non è in grado di formulare solide ipotesi al riguardo, ma se tale depressione fosse reale e non frutto di eventuali errori nella misura, i parametri adottati per depositare il multilayer del campione test G risulterebbero in grado di contenere e parzialmente deprimere proprio le strutture che generalmente sono più soggette all'amplificazione da parte dei processi di deposizione.

Tabella 5.20: Parametri utilizzati per simulare la decrescita osservata nella rugosità del multilayer del campione test G.

	$\Omega$	$l_c$ [ $nm$ ]	$n$
Mo layers	$140 \cdot \Omega_{0,Mo}$	7	2
Si layers	$1 \cdot \Omega_{0,Si}$	3.3	4

Come già descritto per il test precedente, realizzato sempre con la medesima tecnica di deposizione, anche in figura 5.43 si osserva un miglioramento della qualità superficiale in confronto alla rugosità del substrato. L'analisi compiuta su questo multilayer sembra evidenziare una decrescita leggermente più marcata e su un range spettrale più ampio.

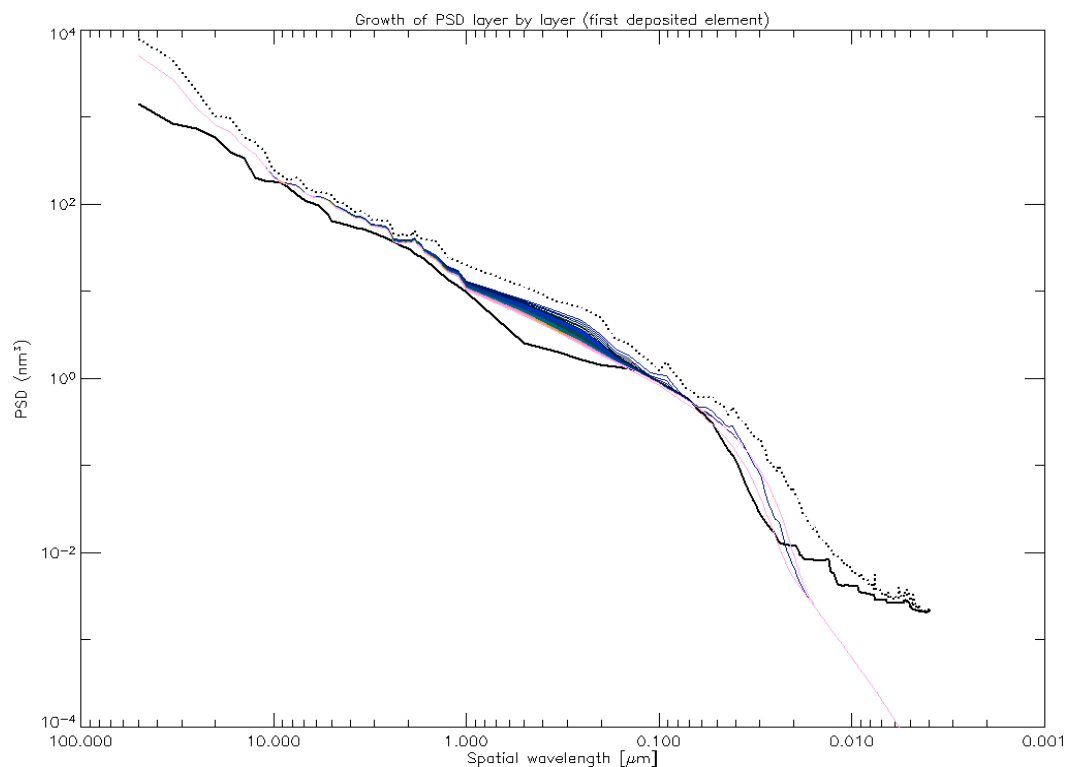


Figura 5.43: Simulazione della PSD del campione test G effettuata con MPES. Il comportamento pseudo-liquido del Silicio si riflette in una continua attenuazione delle strutture prodotte dagli agglomerati atomici del Molibdeno.

È possibile avanzare le prime ipotesi sul comportamento tenuto dal materiale assorbitore e spaziatore in un caso di leggero miglioramento della rugosità superficiale analogo a questo. Come deducibile dal grafico delle rugosità simulate strato-per-strato (figura 5.44) appare di primaria importanza il ruolo giocato dal Silicio. Il primo strato porta subito un netto miglioramento della superficie. Questa azione smussatrice viene ripetuta su ogni singolo strato di Molibdeno che, seppur in maniera meno evidente rispetto alla maggioranza dei casi fin qui analizzati, determina il peggioramento della qualità della superficie.

Questo andamento oscillante attorno al valore di rugosità finale si protrae per tutta la sequenza di assorbitore/spaziatore presente nel multistrato.

Come osservato anche per il campione test F si può notare una certa discrepanza sui valori di rugosità adottati nella simulazione di XRR con quanto ricavato dall'analisi con MPES e dalle misure sperimentali con il profilometro WYKO ed il microscopio AFM. La

differenza tra la microrugosità misurata (WYKO+AFM) e quella ottenuta con la simulazione MPES può probabilmente essere attribuita alle diversità di andamento descritte all'inizio di questa analisi. Per quanto riguarda il valore ottenuto dall'analisi di XRR è plausibile pensare, anche in questo caso, alla presenza di diffusione interfacciale che giustificherebbe anche il basso contributo alla riflettività da parte dei picchi di Bragg superiori al primo.

In conclusione, la qualità esibita dalla superficie finale di tale multilayer può essere considerata con buona approssimazione ciò che sarebbe necessario ottenere sulla superficie riflettente di un'ottica per raggi-X al fine di avere la risoluzione angolare desiderata (vedi SYMBOL-X e Con-X). Dal punto di vista della sensibilità del telescopio, e quindi della sua area efficace, la presenza di diffusione è un fattore limitante (era stata osservata anche nel campione test G). Si ritiene quindi che sia necessario cercare di migliorare tale pecca nel processo di deposizione attraverso uno studio dettagliato dei parametri di crescita impiegati per la deposizione (pressione di lavoro del gas, tensione applicata al substrato, bombardamento ionico...).

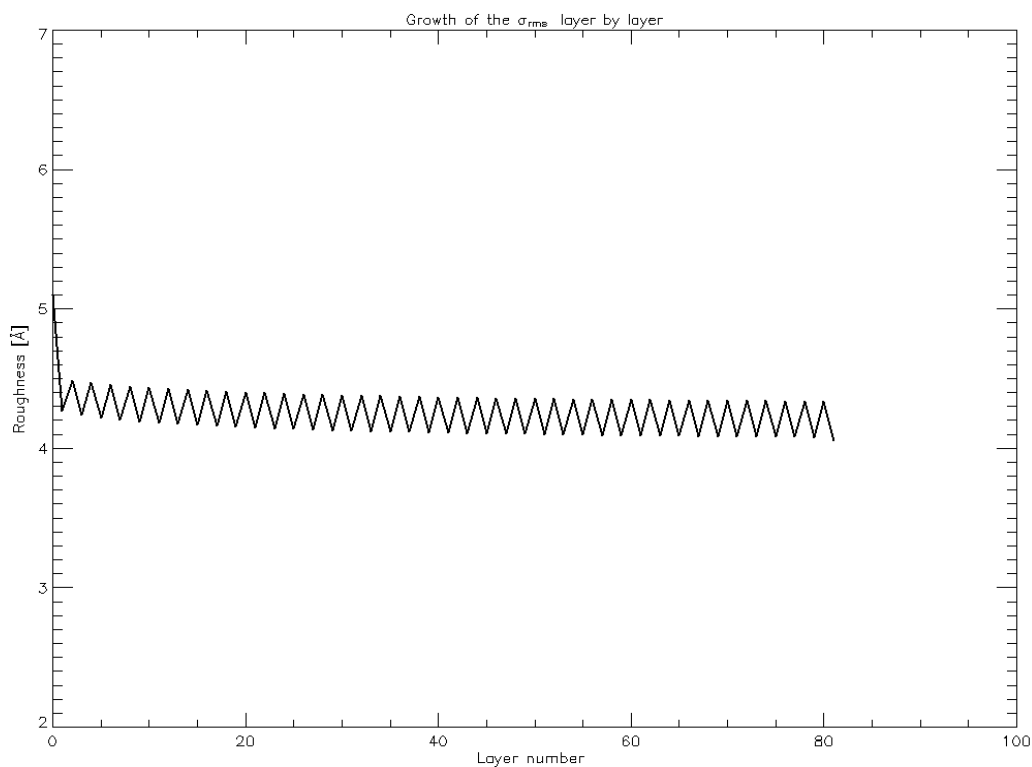


Figura 5.44: Simulazione dell'evoluzione di rugosità con MPES lungo la serie degli strati per il campione test G. Il primo strato in Silicio apporta un consistente miglioramento alla rugosità del substrato. Questo comportamento si mantiene, anche se più attenuato, anche per i nuovi strati di Si.

## 5.8 Riepilogo e confronti tra i campioni analizzati

Al fine di avere un quadro generale di quanto analizzato riassumiamo in tabella 5.21 i parametri di crescita trovati dalle simulazioni eseguite con MPES.

	e-beam			DC magnetron		RF magnetron	
	Test A	Test B	Test C	Test D	Test E	Test F	Test G
$\Omega_H$	1560	100	$7 \cdot 10^6$	60	15	50	140
	$[\Omega_{0,W}]$	$[\Omega_{0,W}]$	$[\Omega_{0,Pt}]$	$[\Omega_{0,W}]$	$[\Omega_{0,W}]$	$[\Omega_{0,Mo}]$	$[\Omega_{0,Mo}]$
$l_{c,H}$ [nm]	7.6	3.3	700	4.4	4.9	7.8	7
$n$	5	6	3	6	6	3	2
$\Omega_L$	1	1	$9 \cdot 10^4$	4	1	1	1
	$[\Omega_{0,Si}]$	$[\Omega_{0,Si}]$	$[\Omega_{0,C}]$	$[\Omega_{0,Si}]$	$[\Omega_{0,Si}]$	$[\Omega_{0,Si}]$	$[\Omega_{0,Si}]$
$l_{c,L}$ [nm]	1.35	3.2	56	4.9	3.9	3.2	3.3
$n$	3	5	4	5	5	3	4

Tabella 5.21: Parametri di crescita ottenuti dalle simulazioni di MPES effettuate su tutti i campioni multilayer analizzati.

Osservando globalmente i valori ricavati e ricordando gli andamenti delle PSDs riportate nei § precedenti è possibile notare come indipendentemente dal processo di deposizione tutti i multilayer cresciuti su substrati di buona o ottima qualità (test A, B, C, D su wafer di Silicio monocristallino ed al test E su vetro General Optics) mostrano evidenza di una asperità più o meno pronunciata posizionata al di sotto di  $\lambda = 10 \mu m$ . Difatti, con riferimento al Silicio amorfo, i valori assunti per  $\Omega$ ,  $l_c$  ed  $n$  sono risultati pressoché identici (da campione a campione). Alle variazioni, seppur leggere, riscontrate per il materiale assorbitore è attribuibile la diversa “area” della gibbosità. Si discosta parzialmente da queste caratteristiche il multilayer test C, probabilmente per causa delle grosse strutture cristalline formatesi.

Assumendo validi i parametri  $\Omega$ ,  $l_c$  ed  $n$  per le crescite dei precedenti multilayer, ma cambiando i substrati<sup>6</sup> si è sempre ottenuto lo stesso grado di crescita. In altre parole, dalle simulazioni emerge che per i test A, B, C e D la PSD della superficie finale sarebbe comunque stata quella estratta dalle misure anche se fossero stati depositati su vetro General Optics: ciò indica che in tali campioni la crescita della PSD è dominata dalle proprietà del processo di deposizione.

Per quanto riguarda i multilayer dei test F e G depositati su substrato in Oro ottenuto per replica (di un General Optics) con elettroformatura del Nickel si presenta una situazione diversa. Non vi sono grosse differenze nelle assunzioni fatte per i parametri di assorbitore e spaziatore, che si traduce in un comportamento simile tenuto dai due elementi. Questa particolarità è con buona sicurezza attribuibile al processo di deposizione che, come già descritto in § 3.3.3, applica una tensione al substrato con l'intento di

<sup>6</sup>Ciò che è stato simulato è la crescita di un multilayer (applicando il set di parametri ad esso associati) su di un diverso substrato. Esempio: substrato General Optics + set di parametri Test D.

favorire i processi di mobilità degli atomi sulla superficie. Se tale azione sembra essere stata efficace nel tentativo di limitare la crescita della PSD facilitando la redistribuzione degli atomi sputterati sulla superficie del campione, per contro sembra aver favorito una parziale diffusione delle interfacce. Come già commentato la presenza di diffusione è un fattore limitante la riflettività dello specchio. Globalmente, la deposizione non sembra aver peggiorato la topografia di partenza, anche se questa sembra essere leggermente più rugosa rispetto a quelle utilizzate nei restanti 6 campioni.

Come prima conclusione possiamo affermare di aver dedotto un'importante dipendenza dalla topografia del substrato. Si è trovato che l'effetto della deposizione di un multistrato su una superficie può essere, ai fini della PSD:

- peggiorativo se la superficie di partenza è poco rugosa, come nel caso di un vetro General Optics o di un wafer di Silicio ( $\sigma < 4 \text{ \AA}$ );
- conservativo se la superficie di partenza ha un livello di finitura medio, come i substrati ottenuti per replica ( $\sigma \simeq 5 - 6 \text{ \AA}$ );
- migliorativo se la superficie di partenza presenta una rugosità elevata ( $\sigma > 10 \text{ \AA}$ ).

Come esempio per tentare di spiegare questo diverso comportamento basti pensare alla differenza che si osserva lasciando cadere dei sassolini sulla sabbia (superficie molto liscia) oppure sulla ghiaia (superficie di medio livello) o ancora su un terreno cosparso di ciottoli (superficie molto irregolare).

Concentriamo ora la discussione sui parametri di crescita trovati e sul loro effetto nell'andamento della PSD ponendo una particolare attenzione a ciò cui si vuole arrivare: superfici riflettenti, per ottiche di telescopi in raggi-X duri, in grado di restituire valori di risoluzione angolare (HEW) ed area efficace ( $A_{eff}$ ) tali da garantire le specifiche delle future missioni SIMBOL-X, Con-X, XEUS ed HEXIT-SAT.

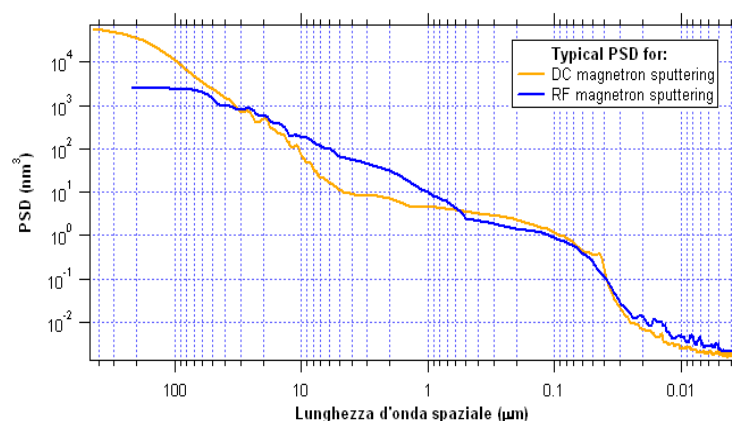


Figura 5.45: Andamenti delle PSD misurate dalle superfici di due multilayer ottenuti per DC (linea arancione) ed RF sputtering (linea blu) posti a confronto.

Dall'analisi effettuata nei precedenti § si deduce un miglior comportamento (ai fini di HEW ed  $A_{eff}$ ) dei multilayer realizzati per sputtering, sia DC (test D ed E) che RF (test F e G). Tali superfici si avvicinano con buona approssimazione a ciò di cui si necessita per rendere possibili risoluzioni angolari (ad alte energie) dell'ordine di 15-30 arcsec. Tuttavia confrontando tra loro tali PSD non si osservano andamenti simili. La figura 5.45 ne mostra un esempio.

Mentre è ben evidente la gibbosità piccata a  $\lambda \sim 0.1 \mu m$  per i campioni realizzati in DC, ottenuta assumendo valori del parametro di crescita  $n$  alti (5 o 6), le superfici dei test F e G approssimano meglio l'andamento a legge di potenza tipico delle superfici lavorate otticamente. Difatti il parametro  $n$  assunto per descriverne la pendenza (3 o 4) è pressoché identico sia per l'assorbitore che per lo spaziatore. Questo diverso andamento delle  $PSD_{DC}$  rispetto alle  $PSD_{RF}$  porta le rispettive superfici ad avere differenti comportamenti in energia. Alcune simulazioni effettuate dall'autore di questo lavoro per estrapolare il valore di risoluzione angolare associato a tali PSD hanno restituito gli andamenti mostrati in figura 5.46.

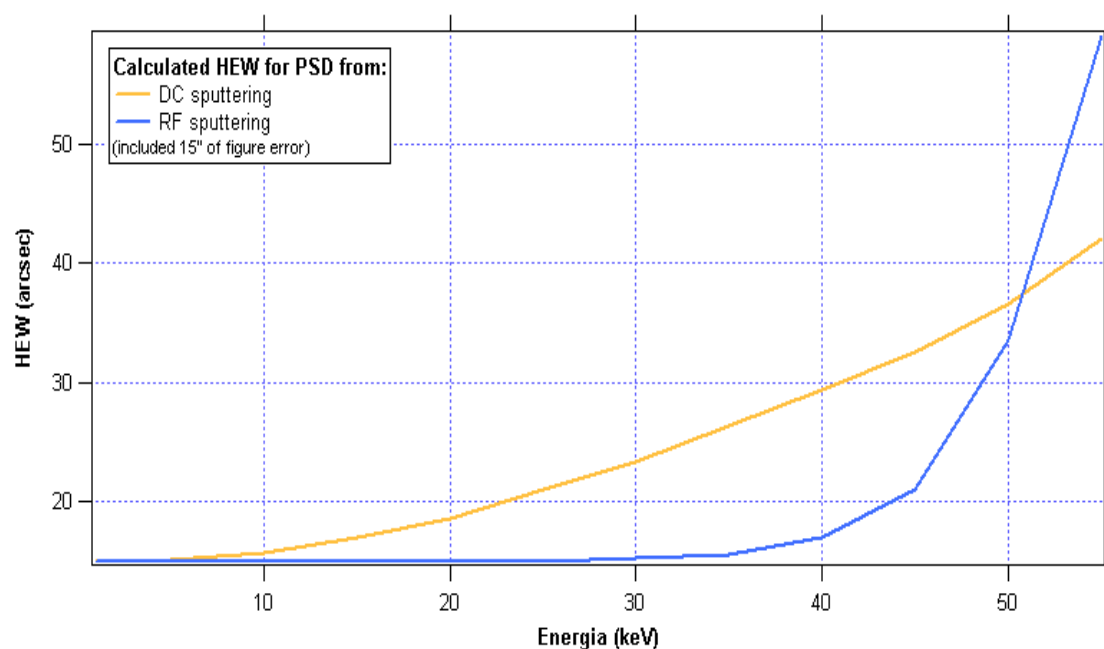


Figura 5.46: Andamento della risoluzione angolare di una superficie descritta dalle PSD mostrate in figura 5.45 ottenuto da una simulazione eseguita dall'autore di questo lavoro.

Come si può osservare dai valori di HEW, entrambi tali superfici presentano un livello di rugosità basso da restituire una risoluzione angolare prossima alle specifiche delle future missioni. In aggiunta è da sottolineare come la curva che restituisce sotto i 50 keV i valori di HEW migliori corrisponde al multilayer depositato su di un substrato ottenuto per replica tramite elettroformatura del Nickel. La spiegazione per questo comportamento viene



dalle lunghezze d'onda spaziali che maggiormente contribuiscono all'HEW. Considerando i ridotti angoli di incidenza che dovranno essere adottati per ottenere lunghezze focali di circa 20 m (ad esempio per SYMBOL-X,  $\theta_i < 0.25^\circ$ ), le simulazioni svolte attribuiscono un ruolo di primaria importanza all'intervallo tipico del profilometro WYKO ( $\lambda \approx 400 \mu\text{m}$ ). In tale regione dello spettro di frequenze spaziali i wafer di Silicio mostrano una grossa crescita della PSD, contrariamente a quanto si osserva per le superfici ottenute da processi di replica con elettroformatura del Nickel. Questo comportamento era stato già sottolineato in [54]. La ripida salita della curva blu sopra i 50 keV è attribuibile all'eccesso di strutture tra  $10 \mu\text{m}$  ed  $1 \mu\text{m}$ .

Per le PSD dei campioni realizzati con e-beam (test A e B) si osserva un andamento della PSD analogo a quello tenuto dai campioni realizzati con DC sputtering (test D ed E), anche se i primi mostrano un livello di rugosità consistentemente più elevato. Infatti i parametri di deposizione assunti sono abbastanza simili, in particolare  $n$  è sempre molto elevato (5 o 6). L'aggiunta di ion etching durante la deposizione del campione test B ha provocato un notevole miglioramento della superficie (rispetto al campione test A) portando la PSD ad avvicinarsi notevolmente a quelle osservate per i campioni depositati per DC sputtering. Quanto appena descritto è mostrato dalla figura 5.47 che mette a confronto un PSD ottenuta per DC sputtering con due PSD ottenute per e-beam (con e senza ion etching). Diventa quindi interessante verificare attraverso l'analisi di altri campioni multilayer se intensificando il bombardamento è possibile avvicinarsi maggiormente alle caratteristiche di una superficie ottenuta per DC sputtering.

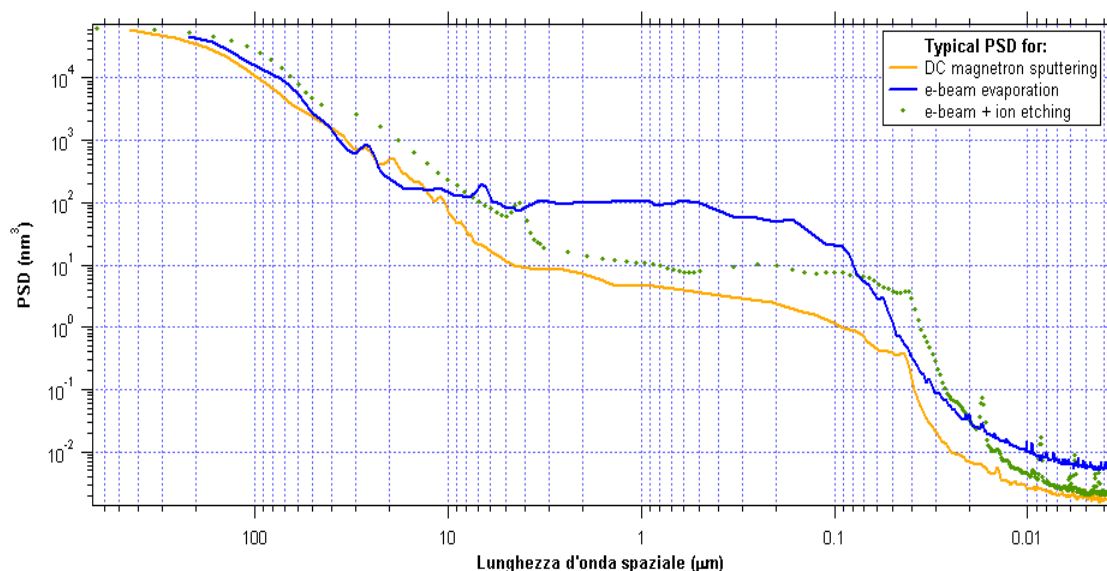


Figura 5.47: PSD superficiali misurate su multilayers realizzati per: (arancione) DC sputtering; (blu) e-beam; (puntini) e-beam con aggiunta di ion etching. L'applicazione di una sorgente ionica ha migliorato la superficie portandola quasi ai livelli di quella realizzata per sputtering.

Fa eccezione il multilayer Pt/C (test C) la cui PSD mostra un andamento globale più simile a quello dei campioni ottenuti per RF sputtering (vedi figura 5.48). L'andamento a legge di potenza è ben marcato, a conferma degli indici  $n$  adottati (3 e 4 come per i campioni in RF sputtering). La presenza della due gibbosità visibili è con buona probabilità attribuibile alla forte crescita strutturata (i valori di  $\Omega_H$  ed  $\Omega_L$  sono molto elevati) degli strati, sia di assorbitore che di spaziatore, ed introduce un sensibile peggioramento delle prestazioni in risoluzione angolare per il range energetico al di sopra dei 10 keV.

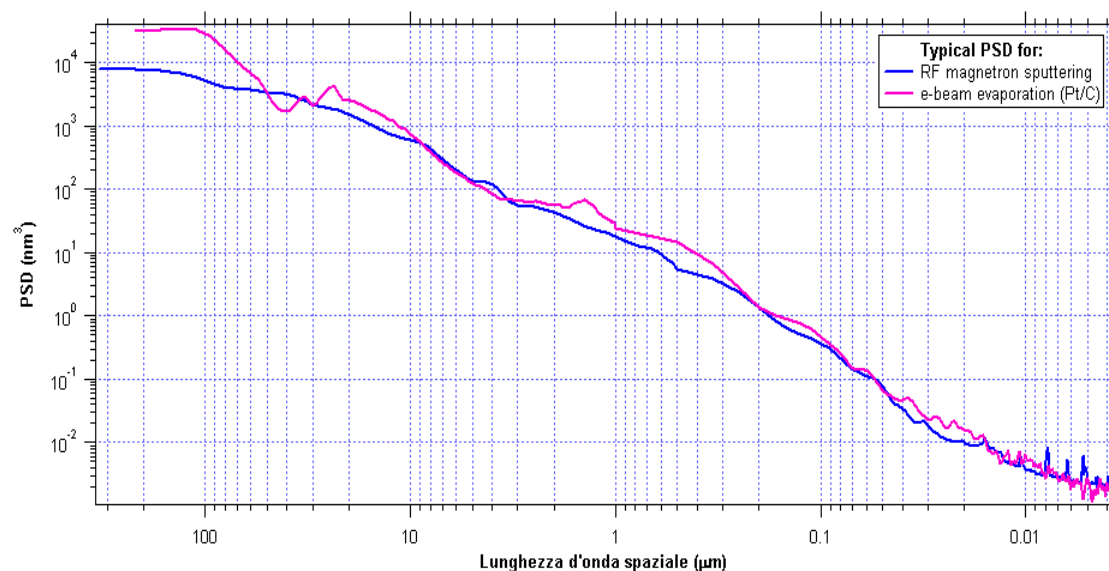


Figura 5.48: Confronto tra le PSDs di una superficie multilayer ottenuta per RF sputtering ed una per e-beam evaporation nel caso Pt/C.

## Capitolo 6

# Test di ottiche multilayer alla facility PANTER

Come già descritto nel precedente paragrafo 3.2.2 è attualmente in corso una collaborazione tra INAF-OAB e CfA allo scopo di sviluppare la tecnologia necessaria alla realizzazione di ottiche con coperture multilayer per focalizzare i raggi-X duri. Questo studio è finalizzato alla realizzazione di alcuni dei futuri telescopi presentati nel capitolo 1.

La strada che viene seguita per questo studio prevede la deposizione contemporanea del multistrato su una shell e su un campione testimone<sup>1</sup> (witness), tramite una sorgente lineare di magnetron sputtering (vedi § 3.3.3). Ciò permette di separare il contributo dovuto intrinsecamente al processo di deposizione (discusso nel capitolo 5) da quello dovuto alla natura del substrato. Diviene così possibile capire quanto le caratteristiche del substrato (geometria, rugosità, tecnica di realizzazione) influenzano le prestazioni finali dell'ottica. Per comprendere l'influenza della tipologia di substrato si è scelto di realizzare questi prototipi su due differenti substrati.

Una shell (che chiameremo MS-JETX) è stata realizzata dalla ditta Media Lario Techn. (Bosisio Parini (LC), Italia) utilizzando le medesime attrezzature (camera per l'e-beam evaporation ed i bagni per l'elettroformatura del Nickel) già adottate per XMM. Il mandrino utilizzato per la replica è uno dei mandrini usati per la realizzazione di JET-X ( $l = 40$  cm e  $\phi = 27$  cm), ma lo spessore delle pareti in Ni è di soli  $200 \mu\text{m}$ , circa un fattore due minore rispetto ad XMM e ben 5 volte inferiore dello stesso JET-X. Il materiale utilizzato come agente di rilascio è rimasto l'Oro.

Il secondo tipo di substrato viene realizzato dal NASA/Marshall Space Flight Center (MSFC). Le dimensioni del mandrino ( $l = 42.6$  cm e  $\phi = 23$  cm) e le tecniche utilizzate per la sua superpulitura sono differenti rispetto alla MS-JETX. In aggiunta è stata sviluppata una tecnica che prevede l'utilizzo di un composto di NiCo in sostituzione del puro Ni adottato a Media Lario. Il materiale sfruttato per la separazione mandrino/shell è ossido di Nickel (vs Oro). È stato possibile realizzare substrati con spessori di  $\approx 100 - 150 \mu\text{m}$ .

---

<sup>1</sup>La scelta del substrato sul quale depositare il multilayer che fungerà da testimone del processo di crescita è caduta sui dischetti in Silice fusa prodotti dalla General Optics, le cui caratteristiche sono già state presentate nel § 5.6.

Vengono qui presentate due delle shell realizzate che indicheremo con i nomi MS-MSFC01 (vedi bibl. [45]) e MS-MSFC02.

Su questi due tipi di substrati sono stati depositati dei multilayer al CfA per Magnetron Sputtering. Ogni shell è stata poi misurata in piena illuminazione alla MPE-Panter X-ray facility di Monaco. L'estensione di tale struttura, già utilizzata da INAF-OAB per le calibrazioni di ottiche in raggi-X molli, fino a 45 keV è stata pensata in prospettiva di queste misure.

In questo capitolo sono riportati i risultati delle calibrazioni di tali prototipi, in particolare l'autore si è occupato:

- delle caratterizzazioni dei campioni witness per le tre mirror shell presentate;
- delle misure topografiche e l'estrazione della PSD su un ampio range di frequenze spaziali,  $250 > f > 3.4 \cdot 10^{-6} \mu m^{-1}$ , sulla mirror shell MS-JETX;
- delle misure alla facility PANTER della MS-MSFC02.

## 6.1 Mirror shell MS-MSFC01

Il primo prototipo di shell con copertura multilayer esaminato è stato interamente realizzato negli USA, dal NASA-MSFC per quanto riguarda il substrato e successivamente dal CfA per la deposizione del multilayer. I dati riportati in questa sezione si riferiscono alla prima shell prodotta in NiCo dal MSFC, con copertura in multilayer W/Si e completamente integrata nel modulo appositamente realizzato dall'INAF-OAB (vedi figura 6.1).

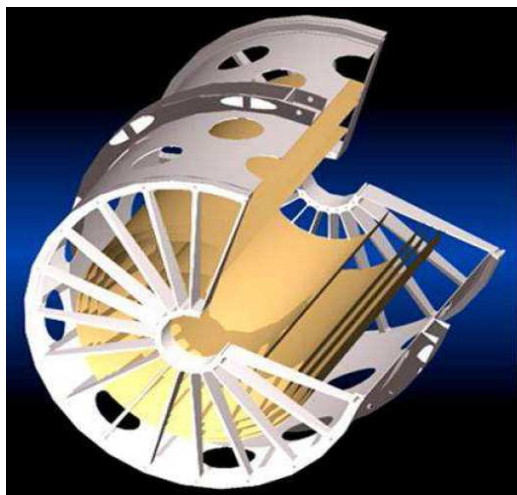


Figura 6.1: Disegno tridimensionale del modulo di integrazione realizzato all'INAF-OAB ed utilizzato per alloggiare le mirror shell durante il trasporto e le misurazioni alla facility PANTER. I fori servono per ispezionare e manipolare l'ottica.

Lo spessore della shell era di  $150 \mu\text{m}$ , con dimensioni  $l = 42.6 \text{ cm}$  e  $\phi = 23 \text{ cm}$  e con una lunghezza focale  $f = 10 \text{ m}$ . Dalla equazione 2.21 è facile dedurre quanto siano radenti gli angoli di incidenza in gioco, solo  $0.165^\circ$  per raggi parassiali a distanza infinita. Il multilayer depositato era costituito di 95 bi-strati a spaziatura variabile.

### 6.1.1 Caratterizzazione del campione witness

Come anticipato, durante la copertura della shell è stato posizionato all'interno della facility di sputtering anche un campione witness della cui caratterizzazione di riflettività si è occupato l'autore. Dal confronto tra le misure prese al diffrattometro BEDE e tramite una simulazione eseguita con il software IMD è stato possibile verificare la struttura interna del multistrato. La figura 6.4 mostra, sia in scala lineare che bi-logaritmica, i risultati di tale analisi.

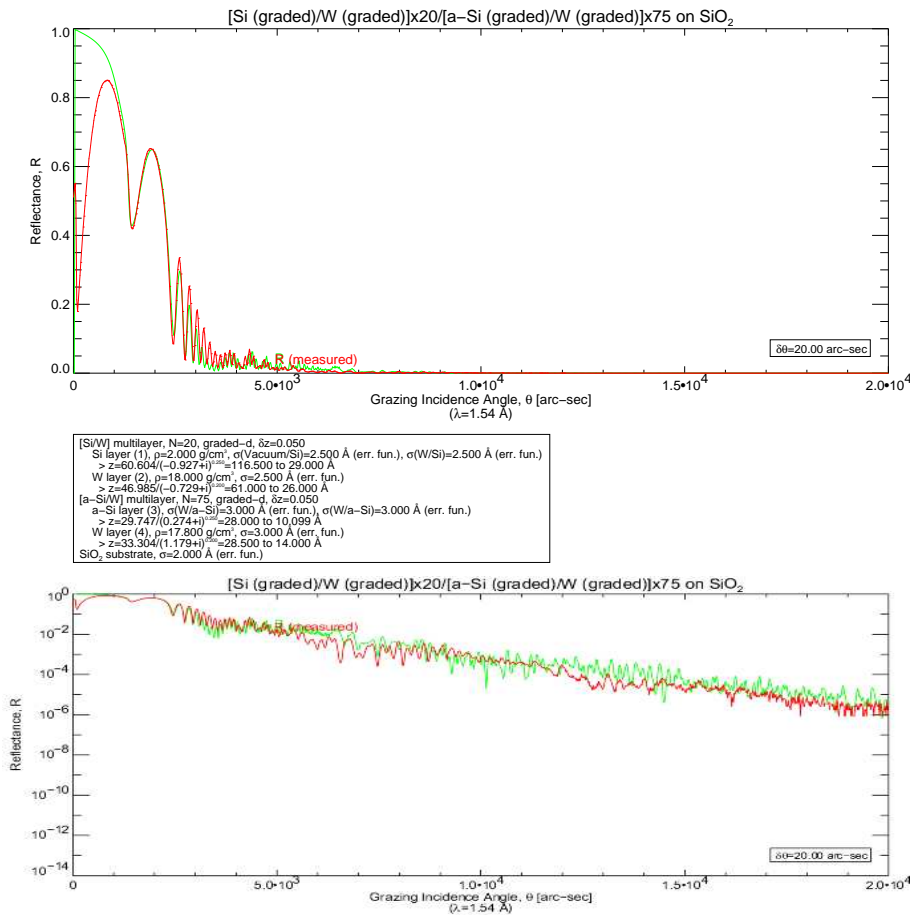


Figura 6.2: Confronto con la misure sperimentale di riflettività effettuata sul campione witness ad  $8.05 \text{ keV}$  al diffrattometro BEDE installato presso INAF-OAB. L'accordo con la curva simulata è soddisfacente ed è stato ottenuto impostando una rugosità  $\sigma_{XRR} = 2.5 \text{ \AA}$ .

Il multilayer è costituito da due successioni di bi-strati graduati con variazione del periodo a legge di potenza (vedi equazione 3.18). Partendo dal substrato abbiamo: una prima serie di bistrati che coinvolge 75 periodi con spessori da 10.1 Å a 28 Å per il Silicio e da 14 Å a 28.5 Å per il Tungsteno; una seconda (i rimanenti 20 bi-strati) di  $[29 \div 116.5]$  Å e  $[26 \div 61]$  Å per Silicio e Tungsteno, rispettivamente.

Il valore di rugosità impostato per meglio modellare la misura è di  $\sigma_{XRR} = 2.5$  Å. Data l'alta qualità del substrato ( $\sigma_{SUB} < 1$  Å) e considerato che problemi logistici hanno impedito di effettuare misure AFM sulla shell prima della deposizione del multilayer associamo il valore  $\sigma_{XRR}$  con il contributo intrinseco del processo di deposizione.

### 6.1.2 Calibrazione alla facility PANTER

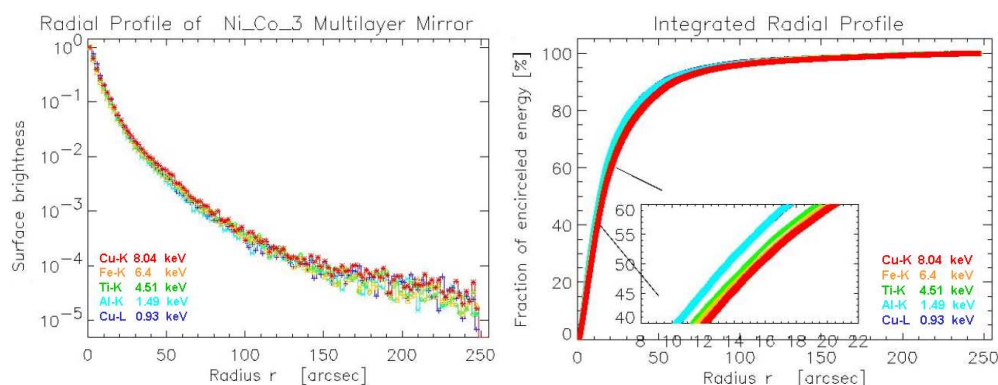


Figura 6.3: (sinistra) Profili radiali misurati al rivelatore PSPC per varie energie. È ben visibile la rapida diminuzione di intensità allontanandosi dallo spot focale ed una dipendenza dall'energia nei raggi-X soffici. (destra) L'integrale del profilo radiale a diversi raggi di integrazione (EE, Encircled Energy). Il raggio al quale la EE si dimezza è metà dell'HEW (vedi ingrandimento). (Crediti: G. Hartner e W. Burkert)

Dopo l'integrazione nel modulo, mostrato in figura 6.1, effettuata alla facility di allineamento verticale con piena illuminazione UV presso INAF-OAB, l'ottica è stata trasferita alla PANTER per le misurazioni di risoluzione angolare, area efficace, riflettività e lunghezza focale.

I dati acquisiti possono essere distinti in due classi:

- in modalità monocromatica (PSPC) alle basse energie, da 0.27 a 8.05 keV; in particolare, i dati ad energie molto basse consentono di ottenere una buona misura degli errori di figura della shell che includono ogni tipo di deformazione introdotta dagli stress derivanti dalla copertura multilayer, dal trasporto e dal processo di integrazione.
- in modalità energy dispersive (pn-CCD) ad alte energie, da 12 a 50 keV, per misurare l'area efficace e la riflettività dell'ottica nei raggi-X duri.

La PSF ottenuta dalla prima serie di misure è mostrato in figura 6.3: la radiazione focalizzata dall'ottica sul rivelatore non è totalmente concentrata in un punto, ma copre una superficie circolare il cui raggio varia con l'energia dei fotoni incidenti. Integrando questa curva siamo in grado di ricavare un parametro che descrive la precisione di focalizzazione dello specchio, l'HEW (Half Energy Width). Come mostrato dall'ingrandimento presente in figura e dai valori tabulati in 6.1 la risoluzione di questa mirror shell a 0.27 keV è di 26.5 secondi d'arco e presenta una leggera crescita con l'aumento dell'energia.

Tabella 6.1: Alcuni valori di risoluzione angolare calcolati dalle misure in modalità monocromatica ed energy-dispersive. Il valore medio di HEW misurato per questo prototipo di mirror shell è ancora troppo alto per l'obiettivo prefisso di 15".

Low Energy (keV)	HEW (arcsec)	High Energy (keV)	HEW (arcsec)
0.27	26.5	15.0	36
0.93	26.5	20.0	36
4.51	28.5	25.0	37
5.41	28.5	30.0	50
6.40	29.0	40.0	67
8.05	30.5		

Le misure in modalità energy-dispersive hanno permesso la misura della riflettività sopra i 15 keV. A causa della distanza finita dalla sorgente e della conseguente divergenza del fascio si è dovuto tener conto di alcuni fattori di correzione nel calcolo dell'area geometrica realmente coinvolta dalla misura, negli angoli di incidenza su parabola ed iperbole e nell'individuazione della lunghezza focale (vedi § 4.4).

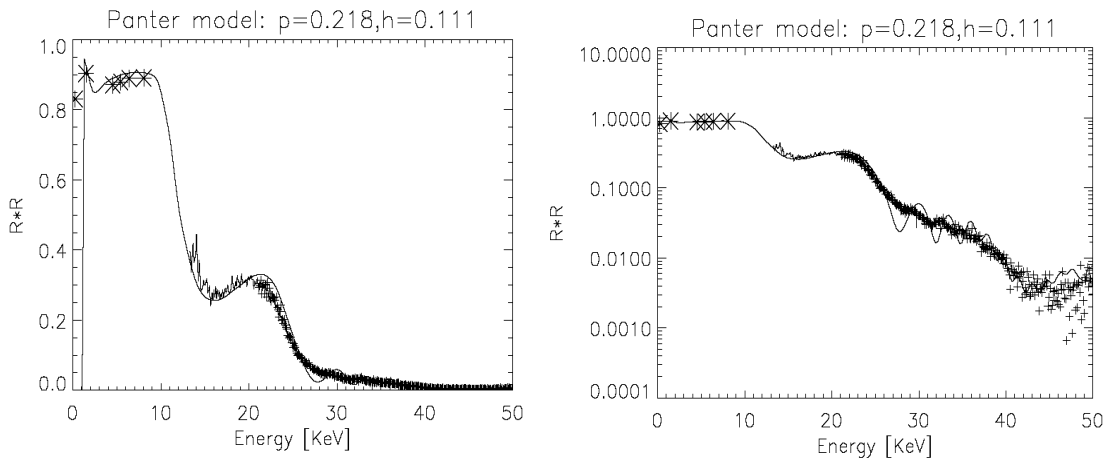


Figura 6.4: Modello di riflettività (linea continua) utilizzato per le misure alle alte energie. L'accordo con i dati sperimentali (segni +) è soddisfacente. (Crediti: S. Romaine *et al.*)

La geometria utilizzata porta ad una divergenza  $\beta$  del fascio pari a  $0.054^\circ$  e conseguentemente ad angoli di incidenza di  $\theta_p = 0.218^\circ$  e  $\theta_h = 0.111^\circ$ . Anche la lunghezza focale si discosta dal suo valore nominale di 10 m secondo la formula 4.24, il fuoco è stato misurato a  $f = 10.88$  m.

La riflettività misurata è stata modellizzata tenendo in considerazione sia quanto appena discusso che l'ombreggiatura provocata dallo spider del 10%. Ne è risultata una riduzione dell'area geometrica da  $5.864 \text{ cm}^2$  a  $2.96 \text{ cm}^2$ , il che ha permesso di ricavare la riflettività dai dati di area efficace. Impostando una rugosità di  $10 \text{ \AA}$  l'accordo sembra buono. Il FIT ed il confronto con la misura sperimentale è riportato in figura 6.4.

I valori di HEW ottenuti non sono molto discosti dal goal tecnologico che si vuole raggiungere per i futuri telescopi X ad alte energie ( $\text{HEW} \simeq 15''$ ) e comunque peggiori di quanto previsto dalla metrologia assiale di figura effettuata sul mandrino ( $\text{HEW}_{fig} \simeq 16''$ ). Ciò è imputabile all'alto valore di microrugosità del multilayer ( $\sigma = 10 \text{ \AA}$ ) probabilmente presente sulla shell già prima del coating ed introdotto durante la fase di separazione dal mandrino e ad errori di figura dovuti sempre a tale fase di separazione, anche in considerazione del piccolo spessore delle pareti. Una ulteriore conferma a questa ipotesi può essere trovata anche nel basso valore di rugosità utilizzato nel FIT dei dati XRR relativi al campione witness: il processo di deposizione non sembra introdurre un degrado eccessivo nella qualità della topografia superficiale ( $\sigma_{GO} \simeq 1 \text{ \AA} \rightarrow \sigma_{W/Si} \simeq 2.5 \text{ \AA}$ ).

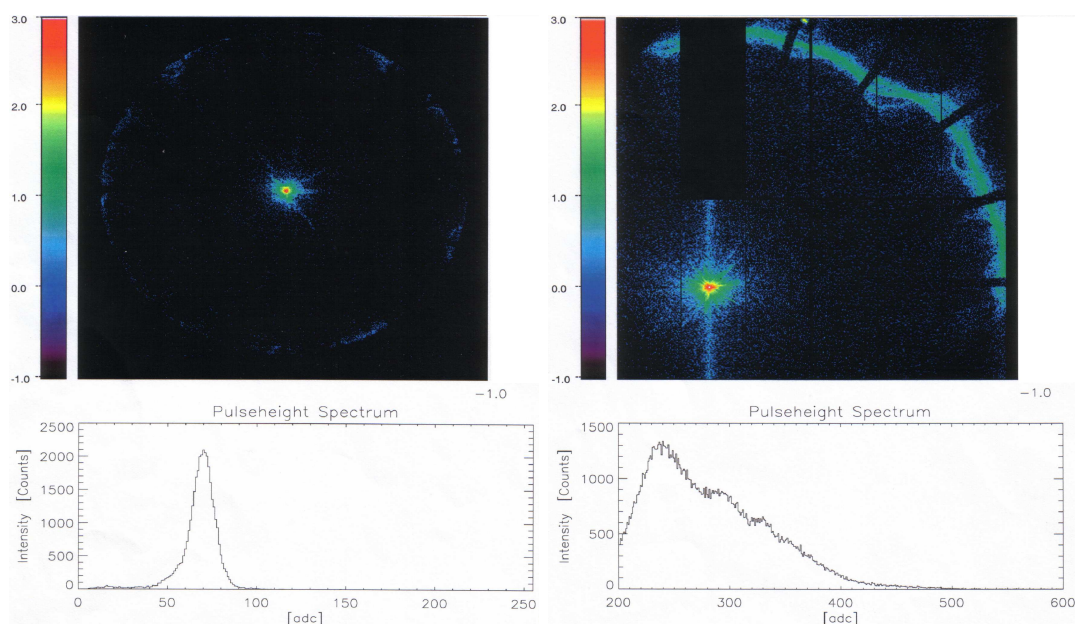


Figura 6.5: Alcune immagini dello spot focale della mirror shell MS-MSFC01 ottenute alla facility PANTER. A sinistra, una misura PSC ( $E=1.49 \text{ keV}$ ), mentre a destra un'immagine energy-dispersive del pn-CCD con un fascio incidente di 20-50 keV. Nella parte inferiore dell'immagine è visibile lo spettro riflesso. La corona circolare che si vede esternamente è dovuta ai fotoni che subiscono la singola riflessione sulla parabola. (Crediti: G. Hartner)



## 6.2 Mirror shell MS-JETX

Questo specchio è stato realizzato partendo dal mandrino di JET-X/SWIFT, le cui dimensioni geometriche rispondono a  $l = 60.0$  cm,  $\phi = 29.69$  cm ed  $f = 3.5$  m. Il substrato, ottenuto per replica tramite l'elettroformatura del Nickel, è spesso appena  $200 \mu\text{m}$  (circa un fattore 5 meno dell'analogo shell a bordo di SWIFT) e ricoperto da uno strato di  $200$  nm di Oro (precedentemente depositato per e-beam sul mandrino). Utilizzando ancora la 2.21 è possibile calcolare l'angolo di incidenza per i raggi parassiali all'infinito,  $\theta_i = 0.594^\circ$ .

Dai dati riportati è evidente una notevole differenza di geometria tra questa mirror shell e la precedente MS-MSFC01. Se da un lato la lunghezza focale è molto minore a quanto richiesto per le future missioni (infatti l'angolo di incidenza è maggiore), le dimensioni ( $l \times \phi$ ) sono molto più simili a quelle desiderate per la missione SIMBOL-X di quanto non lo fossero per la precedente shell esaminata. Per entrambe sarà necessario abbassare ulteriormente lo spessore delle pareti se si vuole tenere il peso del modulo ottico entro i limiti imposti dalla missione.

Lo sviluppo del processo di realizzazione di tali specchi su geometrie diverse permette di svincolare i risultati finali dalla particolare geometria in esame.

### 6.2.1 Caratterizzazione del campione witness

Il test E caratterizzato estesamente in 5.6.2 è il campione witness associato a questa mirror shell. Onde evitare ripetizioni verranno semplicemente riassunte le caratteristiche di maggior rilievo.

La struttura del multilayer W/Si, ottenuta tramite l'analisi XRR con il software IMD, ha evidenziato la presenza di due distinte spaziatore:

- 7 bilayer con  $d = 130 \text{ \AA}$  e  $\Gamma = 0.355$ ;
- 40 bilayer, più interni, con periodo  $d = 38 \text{ \AA}$  e  $\Gamma = 0.47$ .

La rugosità che restituisce meglio i valori di riflettività misurati è pari a  $3 \text{ \AA}$ , del tutto paragonabile al caso precedente. Ciò fornisce una ulteriore conferma sulla qualità elevata del processo di deposizione, nonostante il multilayer depositato presenti caratteristiche "geometriche" nettamente differenti (il witness associato a MS-MSFC01 è un graduato) la rugosità finale assume un valore del tutto analogo.

### 6.2.2 Calibrazione alla facility PANTER

Le misure alle basse energie hanno riportato dei valori di risoluzione angolare peggiori di quelli misurati al banco UV ( $27$  arcsec). Probabilmente ciò è dovuto ad un grosso contributo dello scattering<sup>2</sup> che dipende sia dalla rugosità della superficie riflettente (come verrà mostrato in seguito troppo elevata) che dall'angolo di incidenza alto, superiore a  $0.5^\circ$ . A tal fine ne è stata condotta una accurata caratterizzazione topografica, riportata nel

<sup>2</sup>In aggiunta sono state osservate delle forti deformazioni della figura della shell causate da un'eccessiva pressione del sistema di allineamento verticale del case di alloggiamento dell'ottica. Tale problema sarà risolto modificando il sistema di alloggiamento e movimentazione della shell.

§ successivo. Difatti, dall'analisi della metrologia di figura del mandrino e dalle misurazioni al banco UV (vedi figura 6.6) il valore atteso era di circa  $27''$ , paragonabile con quanto trovato per la precedente shell analizzata (MS-MSFC01).

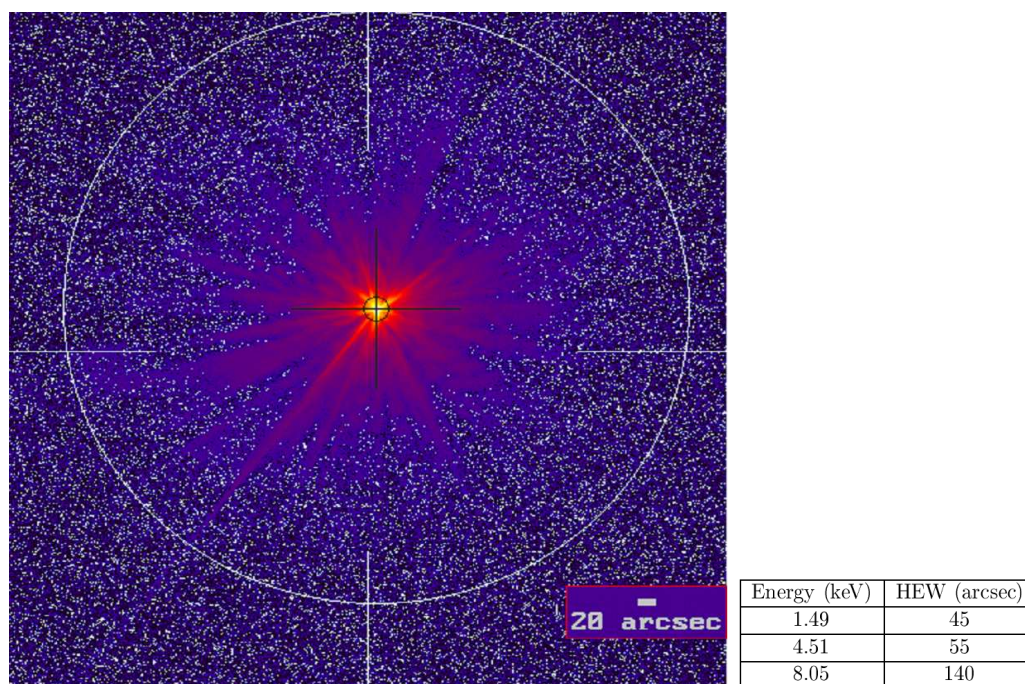


Figura 6.6: (sinistra) Misura dello spot focale in UV della mirror shell MS-JETX ottenuta al banco ottico verticale installato presso INAF-OAB. Illuminando l'ottica con un fascio parallelo con  $\lambda \sim 3725 \text{ \AA}$  (per la quale lo scattering è trascurabile) ed una volta sottratto il contributo della diffrazione ai bordi, si ottiene una solida stima degli errori di figura, in questo caso circa  $27''$ . (Crediti: F. Mazzoleni). (destra) Risoluzione angolare misura alla facility PANTER per 3 valori dell'energia. Anche alle basse energie si è ottenuta una HEW molto alta, contrariamente a quanto atteso.

I test ad alta energia sono stati limitati al di sotto dei 20 keV, in quanto la presenza del multilayer a spaziatura costante pone forti limiti all'area efficace che oltre tale valore cala drasticamente. Difatti la sovrapposizione delle curve di riflettività di parabola ed iperbole è pressoché nulla oltre 20 keV a causa degli angoli di incidenza diversi tra loro per la distanza finita della sorgente (vedi figura 6.7) e a causa della riduzione della larghezza dei picchi al crescere dell'ordine di interferenza.

Dalle misure si è evidenziata la presenza di una deriva del periodo lungo la shell riscontrata anche nelle acquisizioni XRR ad 8.05 keV effettuate al diffrattometro BEDE. Parabola ed iperbole presentano, rispettivamente, periodi di  $d_{par} = 116 \text{ \AA}$  e  $d_{hyp} = 141 \text{ \AA}$ . I dati sperimentali ed il modello assunto sono presentati in figura 6.8 (che riassume il pn-CCD ed il PSPC).

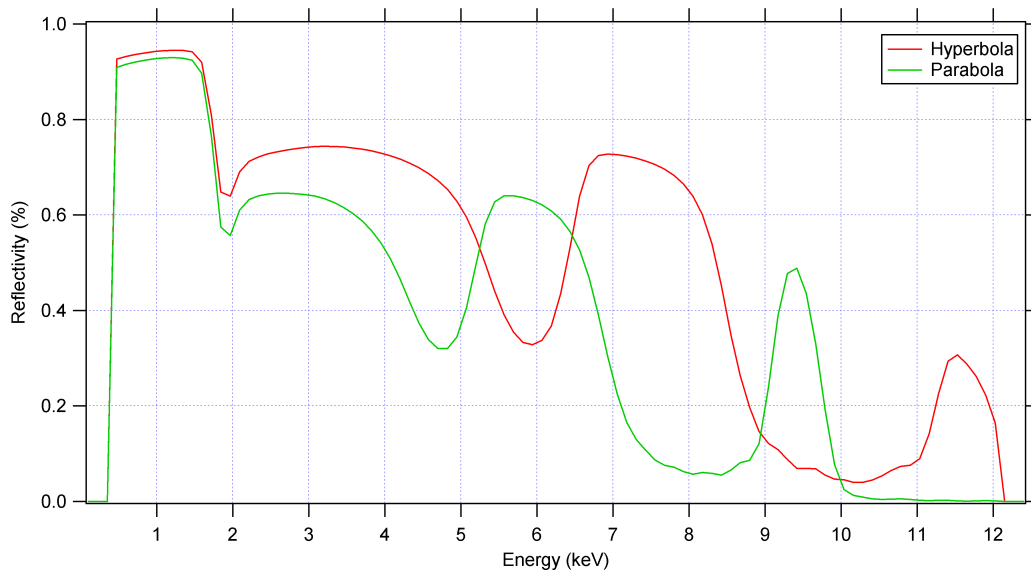


Figura 6.7: Sovrapposizione delle curve di riflettività per parabola ed iperbole valutate ai rispettivi angoli di incidenza della PANTER ( $d_{hyp} = d_{par}$ ).

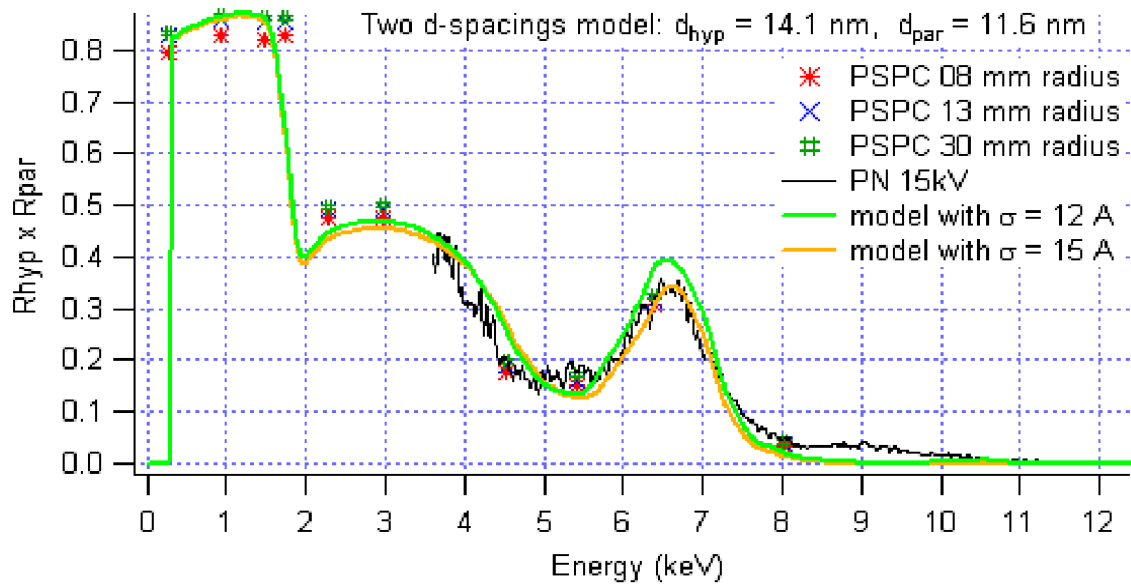


Figura 6.8: Riflettività della mirror shell misurata alla facility PANTER e modellizzata assumendo un diverso periodo per parabola ed iperbole.

### 6.2.3 Caratterizzazione topografica

Nel tentativo di spiegare gli HEW misurati è stato pensato di applicare la teoria del *Total Integrated Scattering* (vedi § 2.3.1). A tal fine è necessario disporre di una descrizione della superficie estesa al range di lunghezze d'onda spaziali più ampio possibile. Per una shell vuol dire estrarre una PSD tale che  $\lambda_{max} \simeq l_{shell}$  e  $\lambda_{min} \simeq \lambda_{AFM}$ . Questa ampia caratterizzazione topografica, mai ottenuta su una shell con copertura multilayer, è stata compiuta dall'autore. Per alcuni range spettrali sono state effettuate in prima persona le misure, in altri è stata eseguita la sola riduzione dei dati.

Il risultato finale, che comprende il profilometro a lunga traccia LTP, il profilometro ottico WYKO (2.5X e 20X) ed il microscopio a forza atomica AFM ( $l_{scan} = 100; 10; 1 \mu m$ ), è mostrato in figura 6.9. Le misure mostrano un buon accordo tra loro sovrapponendosi bene nei range spettrali di intersezione.

La linea rossa rappresenta una misura della PSD effettuata sul substrato in Oro prima della deposizione del multilayer. La microrugosità calcolata<sup>3</sup>,  $\sigma_{SUB} \simeq 7.2 \text{ \AA}$ , risulta molto elevata se paragonata a quanto riportato in [61] per JET-X/SWIFT,  $\sigma_{JET-X} \simeq 3.5 \text{ \AA}$ .

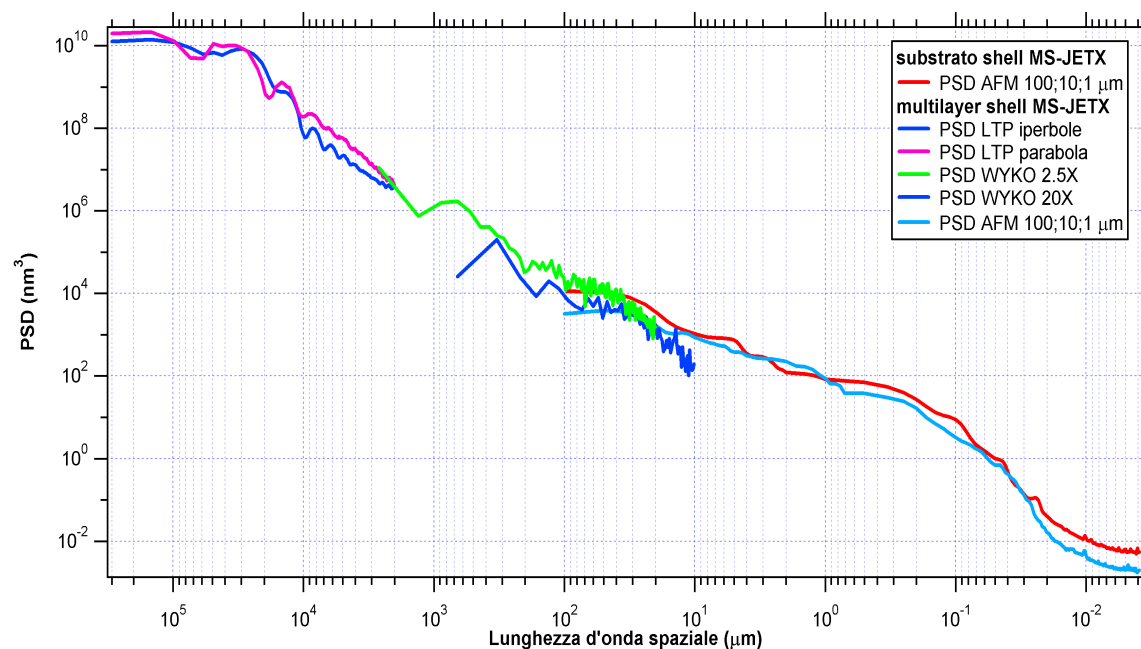


Figura 6.9: Power Spectral Density della mirror shell MS-JETX misurata presso INAF/OAB utilizzando tutti gli strumenti metrologici a disposizione. La copertura dell'ampio range di lunghezze d'onda spaziali caratterizza completamente la topografia.

<sup>3</sup>I valori riportati si riferiscono alle frequenze spaziali sopra gli  $0.1 \mu m^{-1}$  per facilitare il confronto con quanto riportato in [61]

In parte ciò si può spiegare con le condizioni non ottimali del mandrino, degradato da numerose repliche di prove finalizzate alla graduale riduzione dello spessore di quest'ultime. Il confronto tra i profili misurati in passato e quelli attuali mostrano un effettivo peggioramento (vedi figura 6.10).

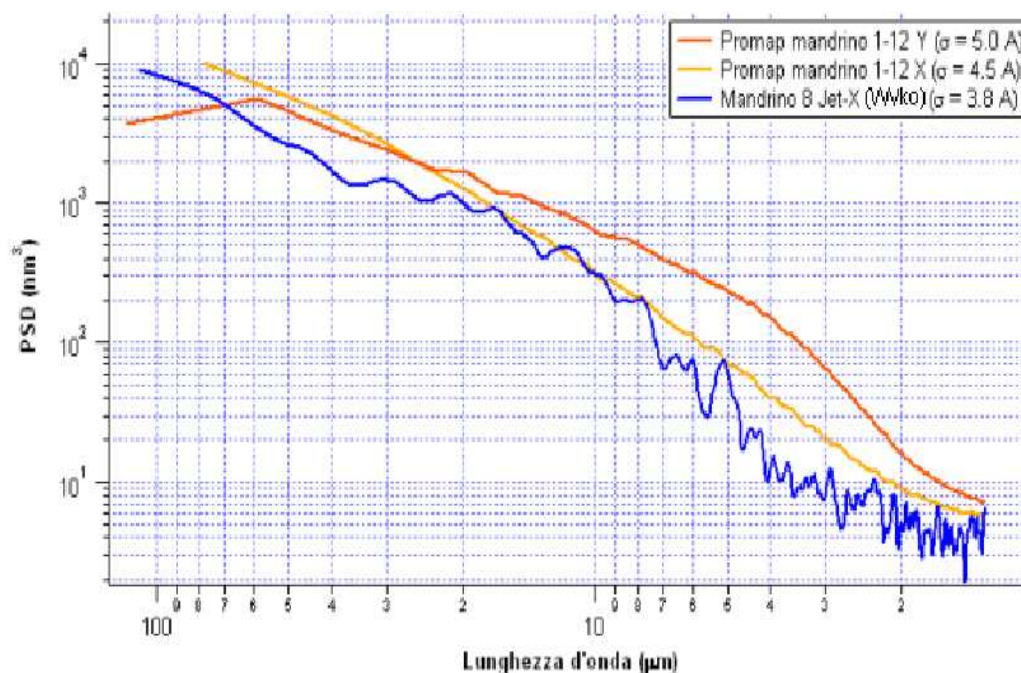


Figura 6.10: PSD estratte da misure WYKO (linea blu) e PROMAP (linee rossa e arancio) rispettivamente nel 1996 e nel 2005. Il degrado subito dal mandrino supera 1 Å di rugosità.

Tornando sulla figura 6.9 si vede come nel range caratteristico dell'AFM la PSD del substrato si mantiene sempre al di sopra di quella misurata dopo la deposizione, il processo di sputtering sembra aver migliorato lievemente la qualità finale della superficie da  $\sigma = 9.2 \text{ \AA}$  a  $\sigma = 7.3 \text{ \AA}$ . Come verifica di quanto misurato è stato applicato lo studio sull'evoluzione della rugosità esposto nel precedente capitolo.

Utilizzando i parametri di crescita ricavati per il test E ovvero il witness della shell (attribuibili esclusivamente al processo di deposizione, senza nessuna dipendenza dalla topografia del substrato) al substrato della shell, MPES simula con grande precisione la decrescita effettivamente misurata con l'AFM.

*Questo risultato fornisce una forte doppia conferma sia per quanto riguarda la correttezza delle misure AFM eseguite sulla shell multilayer sia sull'attendibilità delle simulazioni fornite da MPES.*

Le PSD estratte da tale simulazione sono mostrate in figura 6.11, dove compaiono anche substrato e multilayer.

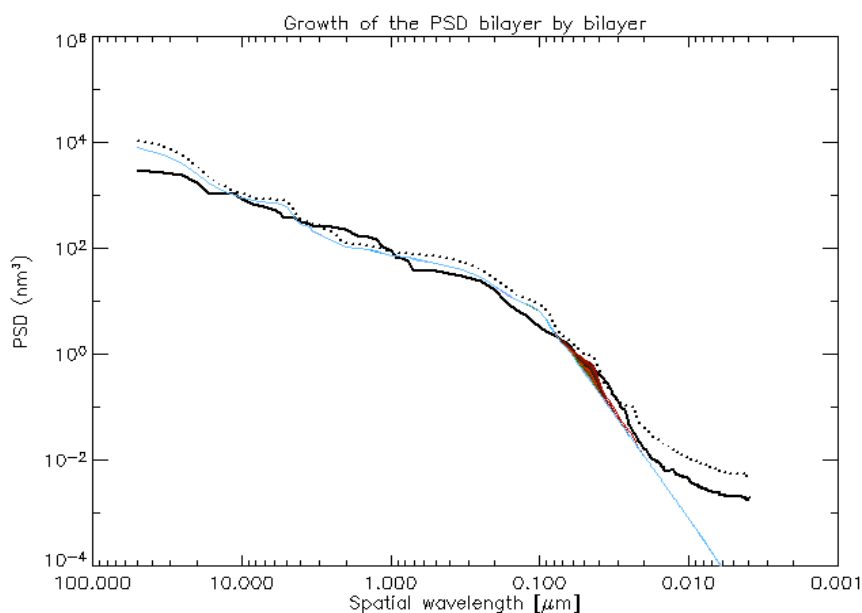


Figura 6.11: Evoluzione della PSD eseguita con MPES, la decrescita misurata con l’AFM viene riprodotta con grande precisione dai parametri ricavati per il campione witness “test E” associato alla shell MS-JETX.

Esplicitando all’interno dell’equazione 2.27 del TIS la definizione di rugosità 4.13 si è in grado di ricavare il valore angolare (invertendo la 4.23 in  $\theta_s = \cos^{-1}(f \cdot \lambda + \cos \theta_i)$ ) corrispondente a metà del flusso di radiazione incidente. Questa operazione ripetuta per le energie desiderate è in grado di restituirci l’andamento della risoluzione angolare.

Il risultato ricavato (vedi tabella 6.2) non riesce a giustificare la cattiva risoluzione angolare misurata, se non all’energia di 8.05 keV dove si avvicina considerevolmente a quanto osservato. Probabilmente si possono attribuire queste discrepanze ad una limitata applicabilità di tale teoria alle superfici multilayer, dove la riflessione e lo scattering derivano anche dalla struttura interna dello strato riflettente. A tale scopo è in fase di studio l’estensione del Total Integrated Scattering al caso dei multilayer inserendo la dipendenza dalla topografia interna di questo.

Tabella 6.2: HEW ricavati con l’approccio del Total Integrated Scattering senza il contributo degli errori di figura.

Energy (keV)	HEW solo scattering (arcsec)	HEW from TIS (arcsec)
1.49	22	5.7
4.51	33	17.5
8.05	86	95

## 6.3 Mirror shell MS-MSFC02

Tale specchio è stato realizzato dai due istituti americani NASA-MSFC e CfA come replica del medesimo mandrino utilizzato per il precedente prototipo siglato MS-MSFC01. Le caratteristiche geometriche sono le stesse ( $l = 42.6$  cm,  $\phi = 23$  cm,  $f = 10$  m) a parte lo spessore delle pareti che è stato ulteriormente abbassato a  $100 \mu\text{m}$ .

### 6.3.1 Caratterizzazione del campione witness

Per ricavare la struttura della copertura multilayer realizzata sulla shell è stato utilizzato, anche in questo caso, il campione testimone (witness) del processo di deposizione posto assieme allo specchio all'interno della camera di sputtering. La figura 6.16 riporta una delle misure effettuate al diffrattometro BEDE ed il modello che meglio simula la curva sperimentale. L'analisi è stata compiuta da D. Spiga utilizzando il codice PPM (vedi bibl. [32] e [40]).

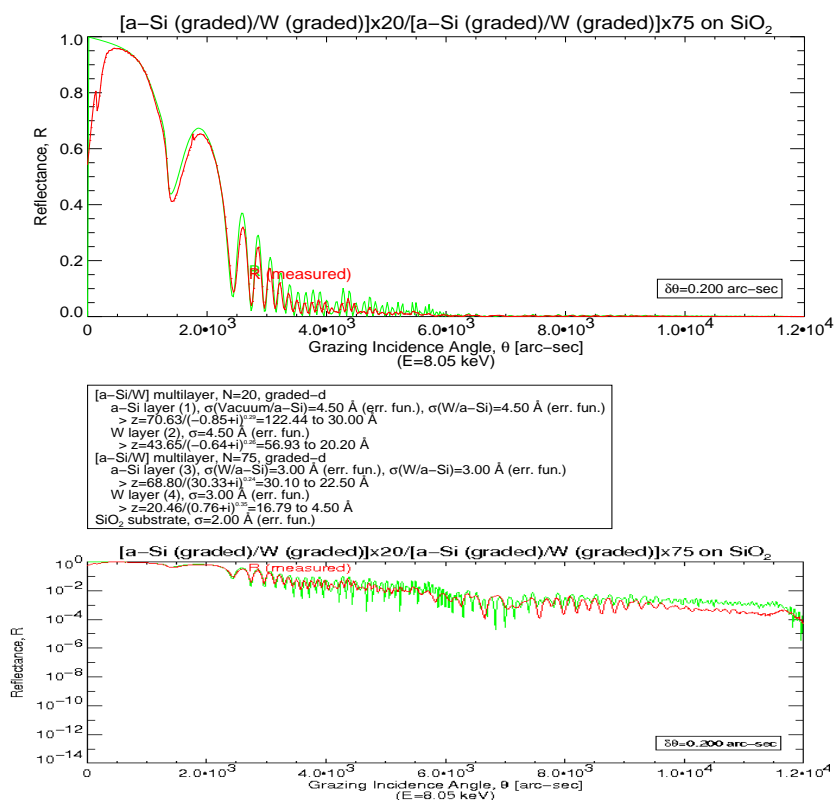


Figura 6.12: La misura di riflettività effettuata sul campione witness ad 8.05 keV al diffrattometro BEDE (linea verde) ed il modello adottato per meglio simulare il dato sperimentale (linea rossa). È stato necessario impostare una rugosità  $\sigma = 4.5 \text{ \AA}$ , valore ben maggiore di quanto adottato per il witness associato alla precedente MS-MSFC01.

La copertura riflettente multilayer è costituita da 95 bistrati in W/Si suddivisi in due blocchi i cui spessori seguono la legge di potenza descritta dell'equazione 3.18:

- gli spessori dei primi 75, più interni, variano tra  $30.10 \text{ \AA}$  e  $22.50 \text{ \AA}$  per il Silicio, mentre tra  $16.80 \text{ \AA}$  e  $4.50 \text{ \AA}$  per il Tungsteno;
- i 20 bistrati più superficiali mostrano spessori tra  $[122 \div 30] \text{ \AA}$  e  $[57 \div 20.20] \text{ \AA}$  per Silicio e Tungsteno, rispettivamente.

Per ottenere un valore di riflettività analogo a quanto misurato è stato necessario impostare un valore di rugosità  $\sigma_{XRR} = 4.5 \text{ \AA}$  che può essere considerato insolitamente alto se associato ad un multilayer cresciuto sulla superficie di un vetro GO. Il processo di deposizione sembra quindi essersi comportato diversamente al caso precedente (MS-MSFC01) generando una crescita maggiore della rugosità. La causa di questa crescita potrebbe risiedere in due fattori: l'utilizzo di un diverso setup di alcuni parametri della facility di deposizione ed il differente valore degli spessori depositati (la struttura del multilayer presenta alcune differenze con quanto ricavato per la precedente shell MS-MSFC01) che, come discusso nel capitolo 5, influiscono sulla rugosità di una superficie.

Trasferendo quanto appena discusso sulla rugosità superficiale allo specchio associato a tale witness è plausibile attendersi un comportamento, sia in area efficace che in risoluzione angolare, leggermente peggiore di quanto non misurato per la shell MS-MSFC01.

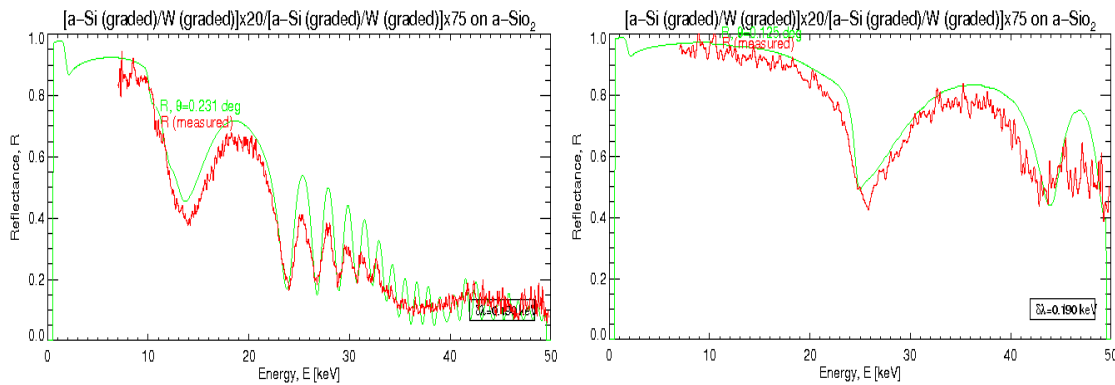


Figura 6.13: Misure di riflettività in modalità *energy dispersive* effettuate presso i laboratori dell'INAF-OAB. Le curve ottenute, una volta moltiplicate tra loro, forniscono una valutazione preliminare della riflettività dello specchio.

Sfruttando un rivelatore *energy sensitive* ed una sorgente a raggi-X il cui spettro di bremsstrahlung si estende fino a  $50 \text{ keV}$ , è stato possibile realizzare un setup simile a quello presente alla facility PANTER ed ottenere una serie di misure in modalità *energy dispersive*. In figura 6.13 sono mostrate le curve di riflettività ottenute impostando degli angoli di incidenza vicini a quelli sulla parte parabolica ed iperbolica della mirror shell misurata alla PANTER. Il prodotto di queste due curve dovrebbe quindi restituire l'andamento della riflettività come viene visto alla PANTER, consentendo anche una valutazione



preliminare dello specchio. In aggiunta, tale verifica mostra come la struttura adottata per modellizzare la curva di riflettività ad 8.05 keV sia in buon accordo anche ad energie maggiori.

### 6.3.2 Calibrazione alla facility PANTER

Le misure di seguito riportate sono state effettuate alla facility PANTER sia in luce monocromatica, per energie inferiori a 10 keV, che con spettro continuo fino ad energie di circa 50 keV. Tali misure e le analisi dei dati relativi alle alte energie sono state compiute in prima persona dall'autore di questo lavoro di tesi il quale si è recato alla facility PANTER.

La figura 6.14 mostra i profili radiali e l'Encircled Energy dalla quale è stato ricavato il corrispondente valore di risoluzione angolare (HEW).

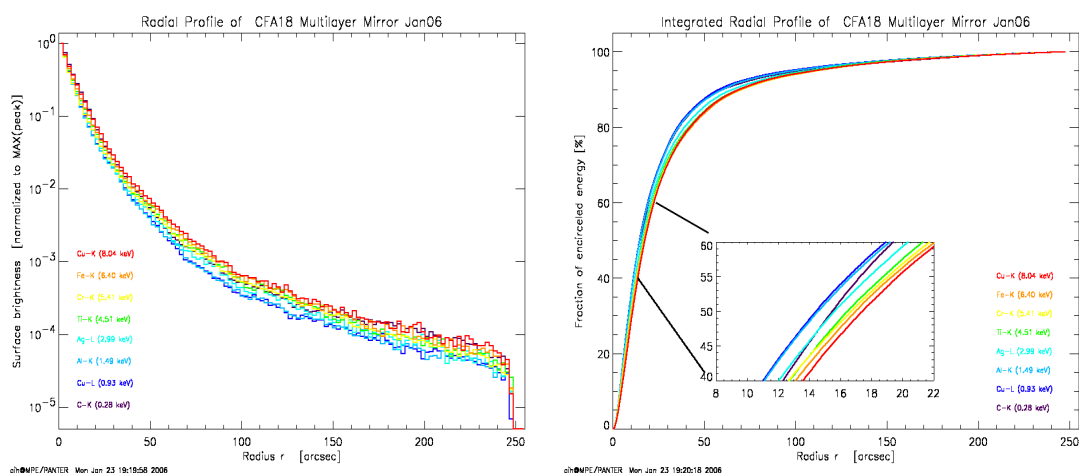


Figura 6.14: (sinistra) Profili radiali misurati al rivelatore PSPC. Allontanandosi dallo spot focale si nota una rapida diminuzione di intensità, più pronunciata alle energie minori. (destra) L'integrale del profilo radiale a diversi raggi di integrazione (EE, Encircled Energy). Il raggio al quale la EE si dimezza è metà dell'HEW (vedi ingrandimento). (Crediti: G. Hartner)

Come precedentemente descritto, i valori di HEW ricavati dal setup monocromatico sono stati acquisiti con il rivelatore PSPC. A queste energie (0.28 ÷ 8 keV) il contributo degli errori di figura ha un forte peso. I risultati ottenuti sono riportati in tabella 6.3, i valori sono leggermente peggiori di quanto misurato per il prototipo MS-MSFC01. È però da sottolineare che in questo specchio le pareti sono il 25% più sottili (solo 100  $\mu\text{m}$ ) e quindi la struttura è meno robusta risultando anche più sensibile alle deformazioni introdotte dalla gravità.

Anche dalle misure ad alta energia in spettro continuo è stato possibile ottenere alcuni valori di risoluzione angolare. Come mostra l'andamento riportato in figura 6.15 vi è un brusco cambio di pendenza nella curva dell'HEW a partire dai 27 keV. A tale energia (e

Tabella 6.3: Valori di risoluzione angolare ricavati dalle curve di figura 6.14. (Crediti: G. Hartner)

Low Energy (keV)	HEW (arcsec)
0.28	31.0
0.93	28.8
1.49	29.1
2.98	31.2
4.51	32.9
5.41	33.4
6.40	34.0
8.04	34.8

risoluzione angolare) è possibile associare, tramite l'equazione 4.23, una lunghezza d'onda spaziale di circa  $160 \mu m$  in corrispondenza della quale potrebbe trovarsi una diminuzione della pendenza nella PSD della superficie dello specchio. Tale ipotesi sarà verificata quanto prima con misure metrologiche, al profilometro WYKO ed al microscopio AFM, della superficie riflettente interna alla shell.

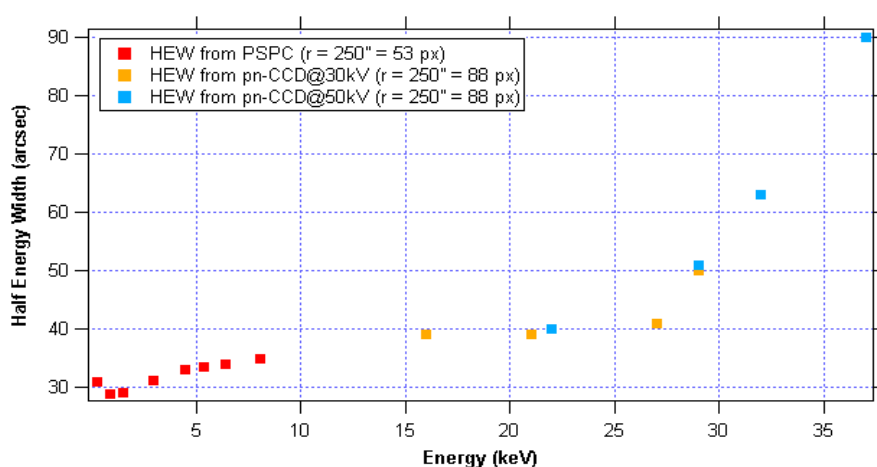


Figura 6.15: Risoluzione angolare misurata alla facility PANTER per la shell MS-MSFC02. Per energie inferiori a 27 keV si sono registrati valori incoraggianti, anche se al di sopra del goal tecnologico atteso. Un'ipotesi avanzata per spiegare la ripida crescita oltre i 27 keV è la presenza di un eccesso di strutture ed un cambio di pendenza della PSD nell'intervallo spettrale caratteristico del profilometro WYKO.

In oltre, dalle misure di area efficace effettuate sia con il pn-CCD che con il PSPC, è stato possibile risalire (dividendo per il valore noto dell'area geometrica della shell) alla curva di riflettività dello specchio. Il confronto con il modello precedentemente ricavato

per il witness è mostrato in figura 6.16. L'accordo è stato ottenuto dall'autore impostando un diverso valore di rugosità media per le due serie di bistrati di cui è composto lo strato riflettente pari a circa 12 Å per la successione più interna e 16.5 Å per quella superficiale.

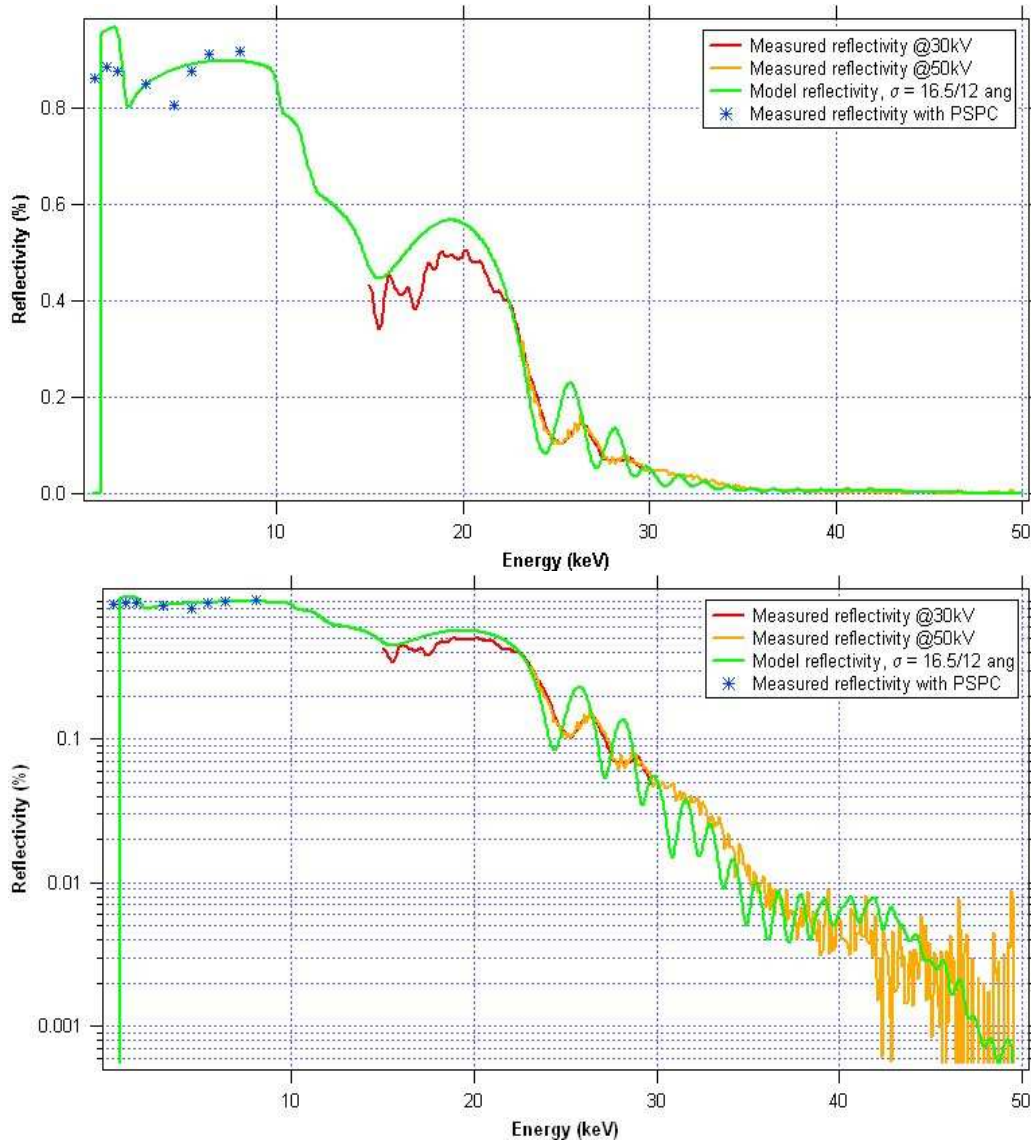


Figura 6.16: Modello di riflettività (linea continua verde) utilizzato. L'accordo con i dati sperimentali indicati con il segno \* (PSPC) e con le linee rossa ed arancione (pn-CCD) è soddisfacente.



## Capitolo 7

# Conclusioni

In questo lavoro di tesi, svolto nell'arco di 14 mesi presso l'Osservatorio Astronomico di Brera (INAF-OAB), l'autore ha collaborato allo sviluppo di ottiche per raggi-X duri con copertura riflettente multilayer realizzate per replica di un mandrino tramite Nickel elettroformato.

A tal fine, il gruppo di ricerca con il quale l'autore ha lavorato è parte di collaborazioni internazionali con l'*Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics* (CfA) di Boston ed il *Marshall Space Flight Center* (MSFC) di Huntsville, USA.

In aggiunta alla descrizione delle tecniche e delle vaste problematiche ad esse connesse che sono alla base della realizzazione di ottiche adatte ad effettuare imaging (con buona risoluzione angolare, circa 15-30 arcsec) nei raggi-X duri (capitoli 2 e 3) ed ad una dettagliata descrizione delle proprietà microtopografiche, di riflettività e di scattering in raggi-X dei campioni di specchi legati a future missioni quali SIMBOL-X, Constellation-X ed HEXIT-SAT e di superfici riflettenti in genere (nonché la relativa analisi ed interpretazione dei dati sperimentali), il contributo scientifico dato dall'autore durante l'attività svolta può essere schematicamente riassunto nei seguenti punti:

- scrittura, verifica e applicazione a campioni di superfici riflettenti per raggi-X del codice *Multilayer PSDs Evolution Simulator* (MPES) per lo studio dell'evoluzione della PSD di superfici multistrato. È stato applicato e verificato tramite l'analisi di alcuni campioni il modello proposto da Stearns *et al.* (vedi bibl. [55]). Questo strumento va ad integrare l'analisi che viene svolta sui campioni fornendo informazioni per interpretare la crescita della microrugosità che comunemente si osserva per le superfici ottenute per deposizione.

Tale analisi assume particolare importanza poiché conoscendo le caratteristiche topografiche dell'intera serie del multistrato si sarà in grado di simulare con maggior veridicità il comportamento in riflettività e scattering, e quindi prevedere la risoluzione angolare attesa, per uno specchio multilayer descritto dalle PSD trovate con MPES;

- analisi della correlazione rugosità  $\leftrightarrow$  HEW attesa per un'ottica a raggi-X sulla base

di un approccio a Total Integrated Scattering, ovvero della relazione tra HEW e le proprietà spettrali (PSD) della superficie di un campione;

- misura presso la facility PANTER ed interpretazione dati di area efficace e risoluzione angolare per un prototipo di shell multilayer realizzata con geometria Wolter I tramite il processo di replica con Nickel elettroformato.

Parte del lavoro svolto e dei risultati ottenuti in questa tesi sono stati presentati oralmente alla conferenza internazionale COST P7 svoltasi a Budapest nell'ottobre 2005:

- D. Spiga, **R. Canestrari**, G. Pareschi. *Progress in multilayer-coated X-ray mirror microroughness growth analysis*;

sono argomento di articoli in preparazione (abstract accettato) e verranno presentati anch'essi oralmente alla conferenza "Astronomical Telescopes and Instrumentation" che si terrà ad Orlando (Florida, USA) dal 24 al 31 maggio 2006:

- **R. Canestrari**, D. Spiga, G. Pareschi. *Analysis of microroughness evolution in X-ray multilayers by surface topography and X-ray scattering*. 2006, SPIE 6266-41, in prep;
- D. Spiga, A. Mirone, **R. Canestrari** et al. *The PPM code in fitting x-ray multilayer reflectivities: measurement of the stack parameters - comparison with TEM results*. 2006, SPIE 6266-44, in prep.

L'autore di questa tesi ha anche collaborato nella realizzazione dei seguenti rapporti interni:

- D. Spiga, W. Burkert, G. Hartner, B. Budau, D. Vernani, **R. Canestrari**, G. Pareschi, O. Citterio, S. Basso, F. Mazzoleni, R. Valtolina. *X-ray and topographic characterization of a W/Si graded multilayer coated mirror shell (n. 333)*. INAF/OAB internal report 08/05;
- D. Spiga, **R. Canestrari**, D. Vernani, M. Freyberg, W. Burkert, G. Hartner, B. Budau, G. Pareschi, O. Citterio, S. Basso, F. Mazzoleni, R. Valtolina. *Mirror shell 338 (Jet-X mandrel n. 8 sized - shell): achieved tests at PANTER facility and INAF/OAB*. INAF/OAB internal report 02/06

In definitiva i prototipi realizzati e misurati, unitamente al tool di analisi messo a punto in questo lavoro che collega la rugosità evoluta alla risoluzione angolare HEW, dimostrano che si è in grado in un vicino futuro di ottenere la risoluzione angolare voluta per SIMBOL-X.

## Appendice A

# Evoluzione della PSD nei multilayer: modellizzazione di XRS

Nel § 4.3.3 è stato presentato il legame che intercorre tra la topografia di una superficie e lo scattering che questa introduce su un fascio di fotoni che vi incide ad angoli radenti. Verrà qui riportato il legame tra rugosità e scattering in incidenza radente nel caso più generale dello scattering da multilayer. Una descrizione più dettagliata di quanto sarà riportato in seguito è data da D. Spiga in [32].

È possibile esprimere la distribuzione dell'intensità totale diffusa da un campione di superficie A ( $L_1 \times L_2$ ) e volume V come (vedi bibl. [32]):

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{c}{8\pi} \frac{d\sigma_s}{d\Omega} \mathcal{N}^2 \left| \int_V E(\bar{r}) e^{i\xi(\bar{r})} d^3\bar{r} \right|^2 \quad (\text{A.1})$$

dove la quantità  $\frac{d\sigma_s}{d\Omega}$  è la sezione d'urto totale elettronica per un'onda incidente non polarizzata,  $\mathcal{N}$  è il numero di elettroni liberi per unità di volume (solitamente identificabile con il coefficiente di scattering  $f_1$ ) ed infine l'integrale, che descrive l'ampiezza del campo elettrico di scattering, dipende dalle proprietà topografiche della superficie  $\bar{r} = (x, y, z)$  sono le coordinate del singolo elettrone che provoca il campo elettrico di scattering). Il termine di sinistra dipende solo da quantità misurabili ed è esattamente valido solo per angoli superiori all'angolo critico.

Nel caso di superficie a singolo strato con profilo  $z(x, y)$  è possibile riscrivere l'integrale precedente come (vedi bibl. [32]):

$$\int_V E(\bar{r}) e^{i\xi(\bar{r})} d^3\bar{r} = \int_A dx dy e^{i\frac{2\pi}{l_x}x} e^{i\frac{2\pi}{l_y}y} \int_{-\infty}^{z(x,y)} dz E(x, y, z) e^{i\alpha z} \quad (\text{A.2})$$

sul quale è possibile fare due considerazioni derivanti dall'angolo di incidenza  $\theta_i \gg \theta_c$ :

1. nei raggi-X l'intensità del raggio riflesso è molto bassa. È quindi possibile approssimare  $E(x, y, z) \simeq E_i$ , dove  $E_i$  è l'ampiezza del campo elettrico incidente<sup>1</sup>;

---

<sup>1</sup>Data da  $I_0 = \frac{c}{8\pi} E_i^2 L_1 L_2 \sin \theta_i$  con  $I_0$  intensità del raggio incidente.

2. per la presenza dell'assorbimento l'onda rifratta avrà intensità nulla a  $z \rightarrow -\infty$ , quindi possiamo porre  $E(x, y, -\infty) = 0$ .

Supponendo che la lunghezza di attenuazione sia  $\gg \lambda$ , l'ampiezza  $E$  del campo elettrico può essere considerata costante rispetto all'esponenziale. Ci siamo ridotti al solo integrale di superficie:

$$\int_V E(\bar{r}) e^{i\xi(\bar{r})} d^3\bar{r} = \frac{E_i}{i\alpha} \int_A e^{i\frac{2\pi}{l_x}x} e^{i\frac{2\pi}{l_y}y} e^{i\alpha z(x,y)} dx dy \quad (\text{A.3})$$

che corrisponde alla Trasformata di Fourier bidimensionale di  $e^{i\alpha z}$  in  $l_x$  ed  $l_y$ , le lunghezze d'onda spaziali. Queste sono definite come<sup>2</sup>:

$$l_x = \frac{\lambda}{\cos\theta_s \cos\phi_s - \cos\theta_i} \quad l_y = \frac{\lambda}{\cos\theta_s \sin\phi_s}, \quad \text{con} \quad \alpha = 2\pi \frac{\sin\theta_s + \sin\theta_i}{\lambda}$$

La frequenza zero è in corrispondenza del raggio riflesso e trasmesso ( $\theta_s = \pm\theta_i$ ,  $\phi_s = 0$ ), mentre la frequenza massima è  $2/\lambda$ , i dettagli superficiali più piccoli della lunghezza d'onda in uso non vengono rilevati dalla radiazione..

Supponiamo (come di consueto) che sia valido il limite di superficie liscia:  $2\pi z(x) \sin\theta_{i,s} \ll \lambda$ , che si traduce in  $\alpha z \ll 1$ . L'esponenziale in A.2 può essere sviluppato in serie:  $e^{i\alpha z} \simeq 1 + i\alpha z + \dots$ .

**Dall'approssimazione all'ordine zero** ( $e^{i\alpha z} \simeq 1$ , superficie ideale piana) è possibile ricavare esattamente (vedi bibl. [32]) l'espressione della riflettività di Fresnel in condizione di incidenza radente  $\theta_i > \theta_c$ :

$$R_F = \left( \frac{\lambda^2 \mathcal{N}}{4\pi \sin^2\theta_i} \right)^2 \frac{d\sigma_s}{d\Omega} \Big|_{(\theta_i, 0)} \quad (\text{A.4})$$

identificando la sezione d'urto elettronica come sezione d'urto Thomson:

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left( \underbrace{1}_{s-pol.} + \underbrace{\cos^2(2\theta_i)}_{p-pol.} \right) \quad \theta_i \rightarrow 0 \quad r_e^2 \quad (\text{A.5})$$

dove  $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$  è il raggio classico dell'elettrone e  $2\theta_i$  l'angolo di scattering nella direzione speculare.

**Dall'approssimazione al primo e secondo ordine** si ottiene (vedi bibl. [32]) che l'intensità di scattering per angolo solido è proporzionale alla PSD della superficie:

$$\frac{1}{I_0} \frac{dI_s}{d\Omega} = \frac{\mathcal{N}^2}{\sin\theta_i} \frac{d\sigma_T}{d\Omega} PSD(f_x, f_y) \quad (\text{A.6})$$

che ristretta al caso di superficie piana isotropa è proprio la formula 4.21.

<sup>2</sup>A rigore gli angoli  $\theta_s$  e  $\theta_i$  dovrebbero essere gli angoli di rifrazione nel materiale ( $\theta'_s$  e  $\theta'_i$ ), ma la differenza tra  $\theta_s$  e  $\theta'_s$ ,  $\theta_i$  e  $\theta'_i$  è trascurabile se  $\theta_i \gg \theta_c$ .



**Per superfici con copertura riflettente multilayer** è necessario estendere la A.1. Consideriamo un multistrato formato da due materiali in  $N/2$  bi-strati di periodo  $d$  e rapporto metallo/periodo  $\Gamma$ , con densità elettroniche<sup>3</sup>  $\mathcal{N}_H$  (assorbitore) e  $\mathcal{N}_L$  (spaziatore). Trascurando lo scattering multiplo (assunzione giustificata dalla condizione di superficie liscia ed il basso scattering in trasmissione) abbiamo:

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{c}{8\pi} \frac{d\sigma_s}{d\Omega} \left| \int_V \mathcal{N}(\bar{r}) E(\bar{r}) e^{i\xi(\bar{r})} d^3\bar{r} \right|^2 \quad (\text{A.7})$$

dove la struttura verticale assume un ruolo determinante e non può essere semplicemente integrata nella variabile  $z$  come fatto in A.3, in aggiunta è necessaria la conoscenza del campo elettrico all'interno della struttura del multilayer. Integrando su ogni strato,

$$\int_{-\infty}^{Nd/2} \mathcal{N}(z) E(z) e^{i\alpha z} dz = \sum_{n=0}^{N+1} \mathcal{N}_n \int_{z_{n-1}}^{z_n} E(z)_n e^{i\alpha_n z} dz \quad (\text{A.8})$$

è la somma su ogni strato (gli indici  $n$  pari sono le transizioni spaziatore/assorbitore, gli  $n$  dispari quelle assorbitore/spaziatore). L'integrale può essere risolto assumendo che  $E(z)$  sia costante in ogni strato e valga  $E_n$ :

$$\int_{-\infty}^{Nd/2} \mathcal{N}(z) E(z) e^{i\alpha z} dz = \sum_{n=0}^{N+1} \left[ \frac{\mathcal{N}_n}{i\alpha_n} \left( E_n e^{i\alpha_n z_n} - E_{n-1} e^{i\alpha_{n-1} z_{n-1}} \right) \right] \quad (\text{A.9})$$

Approssimando come fatto in precedenza gli esponenziali al primo ordine<sup>4</sup> e riarrangiando gli addendi possiamo scrivere:

$$\int_0^{Nd/2} \mathcal{N}(z) E(z) e^{i\alpha z} dz \approx \sum_{n=0}^N E_n e^{i\alpha \langle z_n \rangle} \frac{\mathcal{N}_n - \mathcal{N}_{n+1}}{i\alpha} + \sum_{n=0}^N E_n (\mathcal{N}_n - \mathcal{N}_{n+1}) e^{i\alpha \langle z_n \rangle} \Delta z_n \quad (\text{A.10})$$

L'espressione appena trovata può essere inserita nella A.7, la cui soluzione contiene le Power Spectral Density associate ad ogni  $\Delta z_n$  (una per ogni strato). L'intensità di scattering (termine perturbativo al 2° ordine) per angolo solido sarà allora data da (vedi bibl. [32]):

$$\frac{1}{I_0} \frac{dI_s}{d\Omega} = \frac{16\pi^2}{\lambda^4} r_F(\theta_i) \sin^3 \theta_i Q_{is} \left[ \sum_n T_n^2 PSD_n(f) + \sum_{n>m} 2(-1)^{n+m} C_{nm}(f) T_n T_m \cos(\alpha \Delta_{nm}) \right] \quad (\text{A.11})$$

dove è stato definito con  $T_n = E_n/E_r$  la trasmittività in ampiezza allo strato  $n$ -esimo,  $\Delta_{nm} = \langle z_n \rangle - \langle z_m \rangle$ ,  $PSD_n(f)$  la Power Spectral Density dell' $n$ -esima interfaccia e  $C_{nm}$  le *cross spectral densities* dell'interfaccia  $m$ -esima con l' $n$ -esima:

$$C_{nm} = \Re(z_m^* z_n) \text{ con } n \neq m$$

<sup>3</sup>Al substrato è associato  $\mathcal{N}_0$  ed al vuoto  $\mathcal{N}_{N+1} = 0$ .

<sup>4</sup> $e^{i\alpha z_n} = e^{i\alpha \langle z_n \rangle} [1 + i\alpha \langle z_n \rangle]$ , dove  $\langle z_n \rangle$  indica il valor medio del profilo e  $\Delta z_n = z_n - \langle z_n \rangle$

Se le superfici sono isotrope, possiamo integrare sull'angolo  $\phi_s$  per ottenere una descrizione lineare del diagramma di scattering:

$$\begin{aligned} \frac{1}{I_0} \frac{dI_s}{d\Omega} &= \frac{16\pi^2}{\lambda^3} Q_{is} \sin \theta_i \sin^2 \theta_s [PSD_{unc}(f) + PSD_{corr}(f)] & (A.12) \\ PSD_{unc} &= \sum_n T_n^2 PSD_n(f) \\ PSD_{corr} &= 2 \sum_{n>m} (-1)^{n+m} C_{nm}(f) T_n T_m \cos(\alpha \Delta_{nm}) \end{aligned}$$

Queste equazioni utilizzano proprio le Power Spectral Densities ricavate tramite l'analisi effettuata con il software MPES realizzato dall'autore durante questo lavoro di Tesi. In tal modo è possibile "disegnare" il diagramma di scattering prodotto dal multilayer simulato dai parametri di crescita impostati. Questa simulazione di diagramma potrà poi essere confrontata con la misura sperimentale effettuata sul campione multilayer in analisi.

# Appendice B

## Codice MPES

### B.1 Interfaccia grafica e gestione degli eventi

```
pro WID_BASE_0_event, Event
  widget_control, event.top, get_uvalue=info_ptr
  info=*info_ptr
  wTarget = (widget_info(Event.id,/NAME) eq 'TREE' ?
            widget_info(Event.id, /tree_root) : event.id)
  wWidget = Event.top

  case wTarget of
    Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='absorber_list'): begin
      if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_DROPLIST')then
        seleziona_absorber, Event
      end
    Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='spacer_list'): begin
      if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_DROPLIST')then
        seleziona_spacer, Event
      end
    Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='fit_par'): begin
      if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_BUTTON')then
        calcolo_parametri, Event
      end
    Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='calc_tot'): begin
      if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_BUTTON')then
        calcolo_completo, Event
      end
    Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='plotta'): begin
      if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_BUTTON')then
        plotta_grafico, Event
      end
    Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='WID_BUTTON_1'): begin
      if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_BUTTON')then
        nascondi_zoom, Event
      end
    Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='WID_BUTTON_0'): begin
      if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_BUTTON')then
        riporta_zoom, Event
      end
    Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='WID_BUTTON_2'): begin
      if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_BUTTON')then
        riporta_zoom, Event
      end
    Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='WID_SLIDER_0'): begin
```

```

if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_SLIDER')then
  uguaglia_layern, Event
end
Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='but_ml'): begin
if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_BUTTON')then
  apri_ml, Event
end
Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='but_sub'): begin
if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_BUTTON')then
  apri_sub, Event
end
Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='read_but'): begin
if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_BUTTON')then
  lettura_files, Event
end
Widget_Info(wWidget, FIND_BY_UNAME='grafico'): begin
if(Tag_Names(Event, /STRUCTURE_NAME) eq 'WIDGET_DRAW')then
  posizione, Event
end
else:
endcase
end

pro WID_BASE_0, GROUP_LEADER=wGroup, _EXTRA=_VWBExtra_
Resolve_Routine, 'GUI_FIT_eventcb',/COMPILE_FULL_FILE
WID_BASE_0 = Widget_Base( GROUP_LEADER=wGroup, UNAME='WID_BASE_0'
  ,XOFFSET=5 ,YOFFSET=5 ,SCR_XSIZE=862 ,SCR_YSIZE=582+23
  ,TITLE='Multilayer PSDs Evolution Simulator, M.P.E.S. - Constant MultiLayer'
  ,SPACE=3 ,XPAD=3 ,YPAD=3)
base_h = Widget_Base(WID_BASE_0, UNAME='base_h' ,FRAME=1 ,XOFFSET=3
  ,YOFFSET=3 ,SCR_XSIZE=200 ,SCR_YSIZE=181 ,TITLE='IDL' ,SPACE=3
  ,XPAD=3 ,YPAD=3)
WID_LABEL_0 = Widget_Label(base_h, UNAME='WID_LABEL_0' ,XOFFSET=6
  ,YOFFSET=9 ,/ALIGN_LEFT ,VALUE='1° element')

abs_lista=strarr(9)
abs_lista[0]='Select an element'
abs_lista[1]='Molibdeno (Mo)'
abs_lista[2]='Oro (Au)'
abs_lista[3]='Platino (Pt)'
abs_lista[4]='Tungsteno (W)'
abs_lista[5]='-----'
abs_lista[6]='Carbonio (C)'
abs_lista[7]='Silicio (Si)'
abs_lista[8]='xxxxxxx (SiC)'

absorber_list = Widget_Droplist(base_h, UNAME='absorber_list'
  ,XOFFSET=60 ,YOFFSET=6 ,SCR_XSIZE=130 ,SCR_YSIZE=20
  ,VALUE=abs_lista)
WID_LABEL_1 = Widget_Label(base_h, UNAME='WID_LABEL_1' ,XOFFSET=6
  ,YOFFSET=45 ,SCR_XSIZE=45 ,SCR_YSIZE=18 ,/ALIGN_LEFT
  ,VALUE='Layers nr.')
WID_SLIDER_0 = Widget_Slider(base_h, UNAME='WID_SLIDER_0'
  ,XOFFSET=60 ,YOFFSET=34 ,SCR_XSIZE=130 ,SCR_YSIZE=25)
WID_LABEL_2 = Widget_Label(base_h, UNAME='WID_LABEL_2' ,XOFFSET=6
  ,YOFFSET=73 ,SCR_XSIZE=50 ,SCR_YSIZE=18 ,/ALIGN_LEFT
  ,VALUE='Thickness')
WID_TEXT_0 = Widget_Text(base_h, UNAME='WID_TEXT_0' , XOFFSET=59
  ,YOFFSET=72 , SCR_XSIZE=50 ,SCR_YSIZE=20 ,/EDITABLE)
WID_LABEL_3 = Widget_Label(base_h, UNAME='WID_LABEL_3' ,XOFFSET=120
  ,YOFFSET=74 ,SCR_XSIZE=10 ,SCR_YSIZE=18 ,/ALIGN_LEFT
  ,VALUE='Å')

```

```

WID_LABEL_4 = Widget_Label(base_h, UNAME='WID_LABEL_4', XOFFSET=6
, YOFFSET=99, SCR_XSIZE=50, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='Volume')
WID_TEXT_1 = Widget_Text(base_h, UNAME='WID_TEXT_1', XOFFSET=59
, YOFFSET=97, SCR_XSIZE=100, SCR_YSIZE=20, VALUE='*****'
, /EDITABLE)
WID_LABEL_5 = Widget_Label(base_h, UNAME='WID_LABEL_5', XOFFSET=165
, YOFFSET=99, SCR_XSIZE=30, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='nm^3')
WID_LABEL_6 = Widget_Label(base_h, UNAME='WID_LABEL_6', XOFFSET=6
, YOFFSET=124, SCR_XSIZE=50, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='v(1)')
WID_TEXT_2 = Widget_Text(base_h, UNAME='WID_TEXT_2', XOFFSET=59
, YOFFSET=122, SCR_XSIZE=100, SCR_YSIZE=20, /EDITABLE)
WID_LABEL_7 = Widget_Label(base_h, UNAME='WID_LABEL_7', XOFFSET=165
, YOFFSET=124, SCR_XSIZE=30, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='um^?')
WID_LABEL_8 = Widget_Label(base_h, UNAME='WID_LABEL_8', XOFFSET=6
, YOFFSET=160, SCR_XSIZE=50, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='Power ind.')
```

```

WID_SLIDER_1 = Widget_Slider(base_h, UNAME='WID_SLIDER_1'
, XOFFSET=60, YOFFSET=148, SCR_XSIZE=130, SCR_YSIZE=25
, MAXIMUM=10)
base_l = Widget_Base(WID_BASE_0, UNAME='base_l', FRAME=1, XOFFSET=3
, YOFFSET=187, SCR_XSIZE=200, SCR_YSIZE=181, TITLE='IDL', SPACE=3
, XPAD=3, YPAD=3)
WID_LABEL_10 = Widget_Label(base_l, UNAME='WID_LABEL_10', XOFFSET=6
, YOFFSET=9, /ALIGN_LEFT, VALUE='2° element')
```

```

sp_lista=strarr(9)
sp_lista[0]='Select an element'
sp_lista[1]='Molibdeno (Mo)'
sp_lista[2]='Oro (Au)'
sp_lista[3]='Platino (Pt)'
sp_lista[4]='Tungsteno (W)'
sp_lista[5]='-----'
sp_lista[6]='Carbonio (C)'
sp_lista[7]='Silicio (Si)'
sp_lista[8]='xxxxxxx (SiC)'
```

```

spacer_list = Widget_Droplist(base_l, UNAME='spacer_list'
, XOFFSET=60, YOFFSET=6, SCR_XSIZE=130, SCR_YSIZE=20
, VALUE=sp_lista)
WID_LABEL_11 = Widget_Label(base_l, UNAME='WID_LABEL_11', XOFFSET=6
, YOFFSET=45, SCR_XSIZE=45, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='Layers nr.', SENSITIVE=0)
WID_SLIDER_10 = Widget_Slider(base_l, UNAME='WID_SLIDER_10'
, XOFFSET=60, YOFFSET=34, SCR_XSIZE=130, SCR_YSIZE=25, SENSITIVE=0)
WID_LABEL_12 = Widget_Label(base_l, UNAME='WID_LABEL_12', XOFFSET=6
, YOFFSET=73, SCR_XSIZE=50, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='Thickness')
```

```

WID_TEXT_10 = Widget_Text(base_l, UNAME='WID_TEXT_10', XOFFSET=59
, YOFFSET=72, SCR_XSIZE=50, SCR_YSIZE=20, /EDITABLE)
WID_LABEL_13 = Widget_Label(base_l, UNAME='WID_LABEL_13', XOFFSET=120
, YOFFSET=74, SCR_XSIZE=10, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='Å')
```

```

WID_LABEL_14 = Widget_Label(base_l, UNAME='WID_LABEL_14', XOFFSET=6
, YOFFSET=99, SCR_XSIZE=50, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='Volume')
```

```

WID_TEXT_11 = Widget_Text(base_l, UNAME='WID_TEXT_11', XOFFSET=59
, YOFFSET=97, SCR_XSIZE=100, SCR_YSIZE=20, VALUE='*****'
, /EDITABLE)
```

```

WID_LABEL_15 = Widget_Label(base_1, UNAME='WID_LABEL_15', XOFFSET=165
, YOFFSET=99, SCR_XSIZE=30, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='nm^3')
WID_LABEL_16 = Widget_Label(base_1, UNAME='WID_LABEL_16', XOFFSET=6
, YOFFSET=124, SCR_XSIZE=50, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='v(2)')
WID_TEXT_12 = Widget_Text(base_1, UNAME='WID_TEXT_12', XOFFSET=59
, YOFFSET=122, SCR_XSIZE=100, SCR_YSIZE=20, /EDITABLE)
WID_LABEL_17 = Widget_Label(base_1, UNAME='WID_LABEL_17', XOFFSET=165
, YOFFSET=124, SCR_XSIZE=30, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='um^?')
WID_LABEL_18 = Widget_Label(base_1, UNAME='WID_LABEL_18', XOFFSET=6
, YOFFSET=160, SCR_XSIZE=50, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='Power ind.')
WID_SLIDER_11 = Widget_Slider(base_1, UNAME='WID_SLIDER_11'
, XOFFSET=60, YOFFSET=148, SCR_XSIZE=130, SCR_YSIZE=25
, MAXIMUM=10)
base_capping = Widget_Base(WID_BASE_0, UNAME='base_capping'
, FRAME=1, XOFFSET=3, YOFFSET=371, SCR_XSIZE=200, SCR_YSIZE=29
, TITLE='IDL', SPACE=3, XPAD=3, YPAD=3)
WID_LABEL_40 = Widget_Label(base_capping, UNAME='WID_LABEL_40', XOFFSET=6
, YOFFSET=6, SCR_XSIZE=70, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='Capping layer')
WID_TEXT_40 = Widget_Text(base_capping, UNAME='WID_TEXT_40', XOFFSET=100
, YOFFSET=4, SCR_XSIZE=55, SCR_YSIZE=20, /EDITABLE)
WID_LABEL_41 = Widget_Label(base_capping, UNAME='WID_LABEL_41', XOFFSET=165
, YOFFSET=6, SCR_XSIZE=10, SCR_YSIZE=18, /ALIGN_LEFT
, VALUE='Å')
base_file = Widget_Base(WID_BASE_0, UNAME='base_file', FRAME=1
, XOFFSET=3, YOFFSET=403, SCR_XSIZE=200, SCR_YSIZE=55+23
, TITLE='IDL', SPACE=3, XPAD=3, YPAD=3)
WID_LABEL_20 = Widget_Label(base_file, UNAME='WID_LABEL_20', XOFFSET=6
, YOFFSET=8, /ALIGN_LEFT, VALUE='Multilayer PSD...')
WID_TEXT_20 = Widget_Text(base_file, UNAME='WID_TEXT_20', XOFFSET=90
, YOFFSET=5, SCR_XSIZE=73, SCR_YSIZE=20, /EDITABLE)
but_ml = Widget_Button(base_file, UNAME='but_ml', XOFFSET=169
, YOFFSET=5, SCR_XSIZE=25, SCR_YSIZE=20, /ALIGN_CENTER
, TOOLTIP='Open the MultiLayer PSD file', VALUE='browse.bmp', /BITMAP)
WID_LABEL_21 = Widget_Label(base_file, UNAME='WID_LABEL_21', XOFFSET=6
, YOFFSET=8+23, /ALIGN_LEFT, VALUE='Substrato PSD...')
WID_TEXT_21 = Widget_Text(base_file, UNAME='WID_TEXT_21', XOFFSET=90
, YOFFSET=5+23, SCR_XSIZE=73, SCR_YSIZE=20, /EDITABLE)
but_sub = Widget_Button(base_file, UNAME='but_sub', XOFFSET=169
, YOFFSET=5+23, SCR_XSIZE=25, SCR_YSIZE=20, /ALIGN_CENTER
, TOOLTIP='Open the Substrato PSD file', VALUE='Browse.bmp', /BITMAP)
read_but = Widget_Button(base_file, UNAME='read_but', XOFFSET=6
, YOFFSET=5+23+23, SCR_XSIZE=187, SCR_YSIZE=21, /ALIGN_CENTER
, TOOLTIP='Read the files and make initial computation', VALUE='Read Files')
schema = Widget_Draw(WID_BASE_0, UNAME='schema', XOFFSET=3
, YOFFSET=461+23, SCR_XSIZE=200, SCR_YSIZE=90, TOOLTIP='Graphic Window')
base_comandi = Widget_Base(WID_BASE_0, UNAME='base_comandi'
, FRAME=1, XOFFSET=210, YOFFSET=486+23, SCR_XSIZE=848-208, SCR_YSIZE=65
, TITLE='IDL', SPACE=3, XPAD=3, YPAD=3)
fit_par = Widget_Button(base_comandi, UNAME='fit_par', XOFFSET=3
, YOFFSET=3, SCR_XSIZE=196, SCR_YSIZE=27, /ALIGN_CENTER
, TOOLTIP='Ricerca parametri del modello', VALUE='(1) Preview')
calc_tot = Widget_Button(base_comandi, UNAME='calc_tot', XOFFSET=3
, YOFFSET=27+6, SCR_XSIZE=196, SCR_YSIZE=27, /ALIGN_CENTER
, TOOLTIP='Calcolo completo e salvataggio dei risultati su file'
, VALUE='(2) Complete calc.')
WID_BASE_1 = Widget_Base(base_comandi, UNAME='WID_BASE_1'
, XOFFSET=203, YOFFSET=4, TITLE='IDL', COLUMN=4, /EXCLUSIVE)

```

```

WID_BUTTON_0 = Widget_Button(WID_BASE_1, UNAME='WID_BUTTON_0'
, /ALIGN_LEFT ,TOOLTIP='Visualizza le PSD intermedie del 1° elemento'
, VALUE='PSD I° element')
widget_control, WID_BUTTON_0, /SET_BUTTON
WID_BUTTON_0a = Widget_Button(WID_BASE_1, UNAME='WID_BUTTON_0a'
, /ALIGN_LEFT ,TOOLTIP='Visualizza le PSD intermedie del 2° elemento'
, VALUE='PSD II° element')
WID_BUTTON_1 = Widget_Button(WID_BASE_1, UNAME='WID_BUTTON_1'
, /ALIGN_LEFT ,TOOLTIP='Visualizza la crescita della rugosita''
, VALUE='Roughness')
WID_BUTTON_2 = Widget_Button(WID_BASE_1, UNAME='WID_BUTTON_2'
, /ALIGN_LEFT ,TOOLTIP='Visualizza le cross correlations con il substrato '
, VALUE='Cross correlation')
plotta = Widget_Button(base_comandi, UNAME='plotta' ,XOFFSET=203
, YOFFSET=33 ,SCR_XSIZE=235 ,SCR_YSIZE=27 ,/ALIGN_CENTER
, TOOLTIP='Plotta il grafico selezionato' ,VALUE='(3) Graphic plot')
base_zoom = Widget_Base(base_comandi, UNAME='base_zoom'
, XOFFSET=440 ,YOFFSET=33 ,TITLE='IDL' ,COLUMN=3 ,/EXCLUSIVE, MAP=1)
no_zoom = Widget_Button(base_zoom, UNAME='no_zoom'
, /ALIGN_LEFT ,TOOLTIP='Disattiva lo zoom dell''immagine'
, VALUE='No zoom')
widget_control, no_zoom, /SET_BUTTON
zoom_grigio = Widget_Button(base_zoom, UNAME='zoom_grigio'
, /ALIGN_LEFT ,TOOLTIP='Zooma l''immagine in scala di grigi'
, VALUE='Zoom')
zoom_colore = Widget_Button(base_zoom, UNAME='zoom_colore'
, /ALIGN_LEFT ,TOOLTIP='Zooma l''immagine a colori e fornisce
informazioni sulla posizione' ,VALUE='Zoom 24')
base_status = Widget_Base(WID_BASE_0, UNAME='base_status'
, XOFFSET=210 ,YOFFSET=480+6 ,SCR_XSIZE=848-208 ,SCR_YSIZE=30
, TITLE='IDL' , MAP=1)
label_status0 = Widget_Label(base_status, UNAME='label_status0' ,XOFFSET=6
, YOFFSET=3 ,SCR_XSIZE=150 ,/ALIGN_LEFT ,
VALUE='Elaboration layer nr: '+STRTRIM(string(0),2)+' of ')
label_status2 = Widget_Label(base_status, UNAME='label_status2' ,XOFFSET=430
, YOFFSET=3 ,/ALIGN_LEFT ,VALUE='Co-ordinates:')
text_status2 = Widget_Label(base_status, UNAME='text_status2' , XOFFSET=430+70
, YOFFSET=3 ,SCR_XSIZE=135 ,SCR_YSIZE=20, VALUE='00000.0000 , 000000.0000')
grafico = Widget_Draw(WID_BASE_0, UNAME='grafico' ,XOFFSET=210
, YOFFSET=3 ,SCR_XSIZE=640 ,SCR_YSIZE=480, TOOLTIP='Graphic Window',/MOTION_EVENTS)
Widget_Control, /REALIZE, WID_BASE_0

nomefile=FINDFILE('parameter.txt')
if nomefile ne '' then begin
  nomefile=FILE_EXPAND_PATH(nomefile)
  param = read_ascii(nomefile)
  layerh = param.field1[1,0]
  widget_control, WID_SLIDER_0, set_value=layerh
  tauh = param.field1[1,1]
  widget_control, WID_TEXT_0, set_value=STRTRIM(string(tauh),2)
  omegah = param.field1[1,2]
  widget_control, WID_TEXT_1, set_value=STRTRIM(string(omegah),2)
  nuh = param.field1[1,3]
  widget_control, WID_TEXT_2, set_value=STRTRIM(string(nuh),2)
  nh = param.field1[1,4]
  widget_control, WID_SLIDER_1, set_value=nh
  layerl = param.field1[1,5]
  widget_control, WID_SLIDER_10, set_value=layerl
  taul = param.field1[1,6]
  widget_control, WID_TEXT_10, set_value=STRTRIM(string(taul),2)
  omegal = param.field1[1,7]
  widget_control, WID_TEXT_11, set_value=STRTRIM(string(omegal),2)

```

```

nul = param.field1[1,8]
widget_control, WID_TEXT_12, set_value=STRTRIM(string(nul),2)
nl = param.field1[1,9]
widget_control, WID_SLIDER_11, set_value=nl
tauc = param.field1[1,10]
widget_control, WID_TEXT_40, set_value=STRTRIM(string(tauc),2)
indice1 = param.field1[1,11]
widget_control, absorber_list, set_droplist_select=fix(indice1)
indice2 = param.field1[1,12]
widget_control, spacer_list, set_droplist_select=fix(indice2)
endif
nlayer = layerh
if (tauc gt 0.0) then nlayer = layerh + 1
widget_control, label_status0,
set_value='Elaboration layer nr: '+STRTRIM(string(0),2)+' of '+STRTRIM(string(fix(nlayer)),2)

widget_control, schema, get_value=id_schema
wset, id_schema
tv, READ_BMP('schema.bmp'), /true
widget_control, read_but, sensitive=0
widget_control, fit_par, sensitive=0
widget_control, calc_tot, sensitive=0
info = {par:fltarr(15), file:'' , id:intarr(2), psd:dblarr(100000,6)}
info_ptr=ptr_new(info)
Widget_Control, WID_BASE_0, set_uvalue=info_ptr
XManager, 'WID_BASE_0', WID_BASE_0, /NO_BLOCK
end

pro GUI_FIT, GROUP_LEADER=wGroup, _EXTRA=_VWBExtra_
WID_BASE_0, GROUP_LEADER=wGroup, _EXTRA=_VWBExtra_
end

```

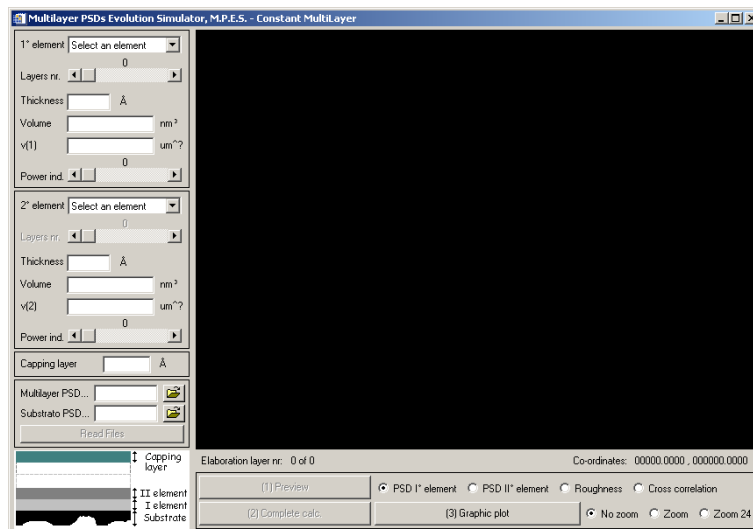


Figura B.1: Screen-shot del pacchetto MPES.



## B.2 Eventi

```

function resample, f1,a1, f_new
  a_new=dblarr(n_elements(f_new))
  for i=0, n_elements(f_new)-1 do begin
    for j=1, n_elements(f1)-1 do begin
      if (f_new[i] le f1[j]) and (f_new[i] gt f1[j-1]) then begin
        a_new[i] = a1[j-1]+(f_new[i]-f1[j-1])*(a1[j]-a1[j-1])/(f1[j]-f1[j-1])
        break
      endif
    endfor
  endfor
  return, a_new
end

function PSD_intr, f,nu,omega,tau,n
  psd = dblarr(n_elements(f))
  for i=0, n_elements(f)-1 do begin
    psd[i]=(1.0e+3)*omega*((1-exp(-2*nu*(abs(2*!DPI*f[i])^n)*tau/10000))
      /(2*nu*abs(2*!DPI*f[i])^n))
  endfor
  return, psd
end

function refill, f1, g
  i = long(0)
  f2 = dblarr(g*(n_elements(f1)-1))
  for i=0,n_elements(f2)-1 do begin
    f2[i]=f1[fix(i/g)]+(f1[fix(i/g)+1]-f1[fix(i/g)])*(i-g*fix(i/g))/(g)
  endfor
  return, f2
end

function rep_fract, f,nu,tau,n
  repl = dblarr(n_elements(f))
  for i=0, n_elements(f)-1 do begin
    repl[i] = exp(-nu*(abs(2*!DPI*f[i])^n)*tau/10000)
  endfor
  return, repl
end

function locate_trailing_zeroes, arr, value
  loc = where(arr eq value)
  loc_min = 0
  loc_max =n_elements(arr)-1
  res = intarr(2)
  if loc[0] ne -1 then begin
    if n_elements(loc) eq 1 then begin
      if loc[0] eq 0 then begin
        loc_min = 1
        loc_max = n_elements(arr)-1
      endif else begin
        loc_min = 0
        loc_max = loc[0]-1
      endif
    endif else begin
      for i=0, n_elements(loc)-2 do begin
        if loc[i+1]-loc[i] ge 1 then break
      endfor
      loc_min = i
      for i = n_elements(loc)-1, 1 do begin
        if loc[i] -loc[i-1] ge 1 then break
      endfor
    endif
  end
  return, res
end

```

```

        endfor
        loc_max = i
    endelse
endif
res = [loc_min, loc_max] return, res end

function PSD_tott, f, N, nu_h, nu_l, omega_h, omega_l, tau_h, tau_l, tau_c, n_h, n_l, psd_s, num
    psd_t = dblarr(n_elements(f))
    a_h=dblarr(n_elements(f))
    a_l=dblarr(n_elements(f))
    a_c=dblarr(n_elements(f))
    psd_abs=dblarr(n_elements(f))
    psd_sp=dblarr(n_elements(f))
    psd_sp_c=dblarr(n_elements(f))
    a_h=rep_fract(f, nu_h, tau_h, n_h)
    a_l=rep_fract(f, nu_l, tau_l, n_l)
    psd_abs=psd_intr(f, nu_h, omega_h, tau_h, n_h)
    psd_sp=psd_intr(f, nu_l, omega_l, tau_l, n_l)
    if (num ge 1) and (num le 4) then begin
        psd_t=(1-(a_h^2*a_l^2)^N)/(1-(a_h^2*a_l^2))*(psd_sp+
            (a_l^2*psd_abs))+(a_h^2*a_l^2)^N*psd_s
        if tau_c gt 0.0 then begin
            a_c=rep_fract(f, nu_l, tau_c, n_l)
            psd_sp_c=psd_intr(f, nu_l, omega_l, tau_c, n_l)
            psd_t = (a_c^2)*psd_t+psd_sp_c
        endif
    endif else begin
        psd_t=(1-(a_h^2*a_l^2)^N)/(1-(a_h^2*a_l^2))*(psd_sp+
            (a_l^2*psd_abs))+(a_h^2*a_l^2)^N*psd_s
        if tau_c gt 0.0 then begin
            a_c=rep_fract(f, nu_h, tau_c, n_h)
            psd_sp_c=psd_intr(f, nu_h, omega_h, tau_c, n_h)
            psd_t = (a_c^2)*psd_t+psd_sp_c
        endif
    endif
endelse
return, psd_t
end

function conv_2D, fx, psd_fine, f
    psd_2 = dblarr(n_elements(f))
    freq_2 = dblarr(n_elements(f))
    freq_2 = f
    for i=0, n_elements(f)-1 do begin
        for j=i+1, n_elements(f)-2 do begin
            psd_2[i] = psd_2[i]+(1.0e+3)*(1/sqrt((fx[j]^2-freq_2[i]^2)))*
                (psd_fine[j+1]-psd_fine[j])
        endfor
        psd_2[i] = abs(-1.0/(2.0*!DPI)*psd_2[i])
    endfor
    return, psd_2
end

function conv_1D, f, psd_2, fx
    psd_1 = dblarr(n_elements(fx))
    freq_1 = dblarr(n_elements(fx))
    freq_1 = fx
    for i=0, n_elements(fx)-1 do begin
        j=0
        while f[j] le fx[i] and j le n_elements(f)-2 do j=j+1
        while f[j] gt fx[i] and j le n_elements(f)-2 do begin
            psd_1[i]=psd_1[i]+(1/sqrt((f[j]^2-freq_1[i]^2)))*
                (psd_2[j]+psd_2[j+1])/2*(f[j]+f[j+1])/2*(f[j+1]-f[j])/(1.0e+3)
        end
    end
end

```

```

        j=j+1
    endwhile
    psd_1[i] = 4*psd_1[i]
endfor
return, psd_1
end

function rough, f, psd_1
    s = 0.0e0
    for i=0,n_elements(f)-2 do begin
        s=s+0.001*((psd_1[i+1]+psd_1[i])/2)*(f[i+1]-f[i])
    endfor
    s=10.0*sqrt(abs(s))
    return, s
end

function arrotonda, psd
    psd_arrotondata = dblarr(n_elements(psd))
    psd_arrotondata = psd
    for i=0, n_elements(psd)-2 do begin
        delta = psd[i] - psd[i+1]
        if delta lt 0.0 then begin
            j=i+1
            while psd[i]-psd[j] le 0.0 and j lt n_elements(psd)-1 do j=j+1
            incr = (psd[i]-psd[j])/(j-i)
            for k=i+1, j do psd_arrotondata[k]=psd_arrotondata[k-1]-incr
            i=j
        endif
    endfor
    return, psd_arrotondata
end

pro seleziona_absorber, Event
    absorber_vol=strarr(9)
    absorber_vol[0]='*****'
    absorber_vol[1]='0.015609432';Mo
    absorber_vol[2]='0.016921288';Au
    absorber_vol[3]='0.015102955';Pt
    absorber_vol[4]='0.015825307';W
    absorber_vol[5]='*****'
    absorber_vol[6]='0.008802723';C
    absorber_vol[7]='0.019960146';Si
    absorber_vol[8]='0.028762869';SiC
    id_absorber_list=widget_info(event.top, find_by_uname='absorber_list')
    number_absorber_list=widget_info(id_absorber_list, /droplist_select)
    id_WID_TEXT_1=widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_1')
    widget_control, id_WID_TEXT_1, set_value=string(absorber_vol[number_absorber_list])
end

pro seleziona_spacer, Event
    spacer_vol=strarr(9)
    spacer_vol[0]='*****'
    spacer_vol[1]='0.015609432';Mo
    spacer_vol[2]='0.016921288';Au
    spacer_vol[3]='0.015102955';Pt
    spacer_vol[4]='0.015825307';W
    spacer_vol[5]='*****'
    spacer_vol[6]='0.008802723';C
    spacer_vol[7]='0.019960146';Si
    spacer_vol[8]='0.028762869';SiC
    id_spacer_list=widget_info(event.top, find_by_uname='spacer_list')
    number_spacer_list=widget_info(id_spacer_list, /droplist_select)

```

```

id_WID_TEXT_11=widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_11')
widget_control, id_WID_TEXT_11, set_value=spacer_vol[number_spacer_list]
end

pro lettura_files, Event
widget_control, event.top, get_uvalue=info_ptr
info=*info_ptr
id_read_but = widget_info(event.top, find_by_uname='read_but')
widget_control, id_read_but, SET_VALUE='BUSY, PLEASE WAIT...'
id_base_comandi = widget_info(event.top, find_by_uname='base_comandi')
widget_control, id_base_comandi, SENSITIVE=0

id_multiPSD = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_20')
widget_control, id_multiPSD, get_value=uppermost
id_subPSD = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_21')
widget_control, id_subPSD, get_value=substrate
uppermost = FILE_EXPAND_PATH(uppermost)
substrate = FILE_EXPAND_PATH(substrate)

data1 = read_ascii(uppermost, count=m1)
openr, unit1, uppermost, /get_lun
provv=dblarr(2*m1)
per_ml = dblarr(m1)
psd_ml = dblarr(m1)
readf, unit1, provv
for i=0,m1-1 do begin
    per_ml[i]=provv[2*i]
    psd_ml[i]=provv[2*i+1]
endfor
free_lun, unit1
if per_ml[0] lt per_ml[m1-1] then per_ml = reverse(per_ml)
if psd_ml[0] lt psd_ml[m1-1] then psd_ml = reverse(psd_ml)
data2 = read_ascii(substrate, count=m2)
openr, unit2, substrate, /get_lun
provv = dblarr(2*m2)
per_sub = dblarr(m2)
psd_sub = dblarr(m2)
readf, unit2, provv
for i=0,m2-1 do begin
    per_sub[i]=provv[2*i]
    psd_sub[i]=provv[2*i+1]
endfor
free_lun, unit2
if per_sub[0] lt per_sub[m2-1] then per_sub = reverse(per_sub)
if psd_sub[0] lt psd_sub[m2-1] then psd_sub = reverse(psd_sub)
psd_sub = arrotonda(psd_sub)
psd_ml = arrotonda(psd_ml)
freq_ml=1/per_ml
freq_sub=1/per_sub
if long(per_ml[0]) gt long(per_sub[0]) then begin
    i = 0
    while per_ml[i] gt per_sub[0] do i=i+1
    per_ml = per_ml[i:n_elements(per_ml)-1]
    freq_ml = freq_ml[i:n_elements(freq_ml)-1]
    psd_ml = psd_ml[i:n_elements(psd_ml)-1]
end else begin
    i = 0
    while per_sub[i] gt per_ml[0] do i=i+1
    per_sub = per_sub[i:n_elements(per_sub)-1]
    freq_sub = freq_sub[i:n_elements(freq_sub)-1]
    psd_sub = psd_sub[i:n_elements(psd_sub)-1]
endelse

```

```

if per_ml[n_elements(per_ml)-1] lt per_sub[n_elements(per_sub)-1] then begin
  i = n_elements(per_ml)-1
  while per_ml[i] lt per_sub[n_elements(per_sub)-1] do i=i-1
  per_ml = per_ml[0:i]
  freq_ml = freq_ml[0:i]
  psd_ml = psd_ml[0:i]
end else begin
  i = n_elements(per_sub)-1
  while per_sub[i] lt per_ml[n_elements(per_ml)-1] do i=i-1
  per_sub = per_sub[0:i]
  freq_sub = freq_sub[0:i]
  psd_sub = psd_sub[0:i]
endelse
if n_elements(freq_sub) gt n_elements(freq_ml) then begin
  ;ricampionamento substrato su multilayer
  PSD_subs = resample(alog(freq_sub), alog(psd_sub), alog(freq_ml))
  PSD_subs = exp(PSD_subs)
  freq_subs = freq_ml
  freq_mls = freq_ml
  PSD_mls = psd_ml
end else begin
  ;ricampionamento multilayer su substrato
  PSD_mls = resample(alog(freq_ml), alog(psd_ml), alog(freq_sub))
  PSD_mls = exp(PSD_mls)
  freq_mls = freq_sub
  freq_subs = freq_sub
  PSD_subs = psd_sub
endelse
per_subs = 1/freq_subs
per_mls = 1/freq_mls
uno_mls= locate_trailing_zeroes(psd_mls, 1.0);intarr(2)
uno_subs= locate_trailing_zeroes(psd_subs, 1.0);intarr(2)
uno_min = max([uno_mls[0], uno_subs[0]])
uno_max = min([uno_mls[1], uno_subs[1]])
psd_mls=psd_mls[uno_min:uno_max]
freq_mls=freq_mls[uno_min:uno_max]
per_mls = 1/freq_mls
psd_subs=psd_subs[uno_min:uno_max]
freq_subs=freq_subs[uno_min:uno_max]
per_subs = 1/freq_subs
;raffino il campionamento
g=10
per_mls_fine = dblarr(g*n_elements(per_mls))
freq_mls_fine = dblarr(g*n_elements(per_mls))
psd_mls_fine = dblarr(g*n_elements(per_mls))
for i=0,n_elements(per_mls)-2 do begin
  delta_freq = (freq_mls[i+1]-freq_mls[i])/g
  delta_psd = (psd_mls[i+1]-psd_mls[i])/g
  l = i*g
  freq_mls_fine[l] = freq_mls[i]
  psd_mls_fine[l] = psd_mls[i]
  for k=l,l+g-1 do begin
    freq_mls_fine[k+1] = freq_mls_fine[k]+delta_freq
    psd_mls_fine[k+1] = psd_mls_fine[k]+delta_psd
  endfor
endfor
per_subs_fine = dblarr(g*n_elements(per_subs))
freq_subs_fine = dblarr(g*n_elements(per_subs))
psd_subs_fine = dblarr(g*n_elements(per_subs))
for i=0,n_elements(per_subs)-2 do begin
  delta_freq = (freq_subs[i+1]-freq_subs[i])/g
  delta_psd = (psd_subs[i+1]-psd_subs[i])/g

```

```

    l = i*g
    freq_subs_fine[l] = freq_subs[i]
    psd_subs_fine[l] = psd_subs[i]
    for k=l,l+g-1 do begin
        freq_subs_fine[k+1] = freq_subs_fine[k]+delta_freq
        psd_subs_fine[k+1] = psd_subs_fine[k]+delta_psd
    endfor
endfor
zeri_mls = where(psd_mls_fine eq 0.0)
zeri_subs = where(psd_subs_fine eq 0.0)
zeri = 0
if zeri_mls[0] ne -1 and zeri_subs[0] ne -1 then begin
    if n_elements(zeri_mls) ge n_elements(zeri_subs) then begin
        zeri = n_elements(zeri_mls)
    endif else begin
        zeri = n_elements(zeri_subs)
    endif
endif
psd_mls_fine=psd_mls_fine[0:n_elements(psd_mls_fine)-zeri-1]
freq_mls_fine=freq_mls_fine[0:n_elements(freq_mls_fine)-zeri-1]
per_mls_fine=per_mls_fine[0:n_elements(per_mls_fine)-zeri-1]
per_mls_fine = 1/freq_mls_fine
psd_subs_fine=psd_subs_fine[0:n_elements(psd_subs_fine)-zeri-1]
freq_subs_fine=freq_subs_fine[0:n_elements(freq_subs_fine)-zeri-1]
per_subs_fine=per_subs_fine[0:n_elements(per_subs_fine)-zeri-1]
per_subs_fine = 1/freq_subs_fine
freq_fine = dblarr(n_elements(freq_mls_fine))
freq_fine = freq_mls_fine
per_fine = dblarr(n_elements(per_mls_fine))
per_fine = per_mls_fine

psd_mls_2 = conv_2d(freq_fine, psd_mls_fine, freq_fine)
psd_subs_2 = conv_2d(freq_fine, psd_subs_fine, freq_fine)
zeri_mls_2 = where(psd_mls_2 eq 0.0)
zeri_subs_2 = where(psd_subs_2 eq 0.0)
zeri = 0
if zeri_mls_2[0] ne -1 and zeri_subs_2[0] ne -1 then begin
    if n_elements(zeri_mls_2) ge n_elements(zeri_subs_2) then begin
        zeri = n_elements(zeri_mls_2)
    endif else begin
        zeri = n_elements(zeri_subs_2)
    endif
endif
psd_mls_2=psd_mls_2[0:n_elements(psd_mls_2)-zeri-1]
psd_subs_2=psd_subs_2[0:n_elements(psd_subs_2)-zeri-1]
freq_fine=freq_fine[0:n_elements(freq_fine)-zeri-1]
per_fine=per_fine[0:n_elements(per_fine)-zeri-1]
;trovo gli estremi per la visualizzazione
m_ml = max(psd_mls)
m_sub = max(psd_subs)
if m_ml ge m_sub then begin
    plot_max = m_ml
endif else begin
    plot_max = m_sub
endif
mm_ml = min(psd_mls)
mm_sub = min(psd_subs)
if mm_ml le mm_sub then begin
    plot_min = mm_ml
endif else begin
    plot_min = mm_sub
endif
endelse

```

```

id_grafico = widget_info(event.top, find_by_undef='grafico')
widget_control, id_grafico, get_value=grafico
wset, grafico
plot, per_mls, psd_mls, yrange=[plot_min, plot_max],
    xrange=[max(per_mls), min(per_mls)], /xlog, /ylog,
    title="Multilayer (solid line) and substrate (dotted line) PSDs",
    xcharsize=1.2, xtitle='Spatial wavelength [!4l!3m]',
    ycharsize=1.2, ytitle='PSD (nm^3)', color=0, thick=2, BACKGROUND=16777215
oplot, per_mls, psd_subs, thick=2, linestyle=1, color=0

;Salvataggio delle PSD elaborate per utilizzarle nelle altre procedure di calcolo
riempi=dblarr(n_elements(info.psd[*],0)-n_elements(per_fine))
info.psd[*],0]=[per_fine, riempi]
info.psd[*],1]=[psd_mls_2, riempi]
info.psd[*],2]=[psd_subs_2, riempi]
riempi=dblarr(n_elements(info.psd[*],0)-n_elements(per_mls))
info.psd[*],3]=[per_mls, riempi]
info.psd[*],4]=[psd_mls, riempi]
info.psd[*],5]=[psd_subs, riempi]
save, filename='psd_info.bin',per_fine,psd_mls_2,psd_subs_2,per_mls,psd_mls,psd_subs
*info_ptr=info
widget_control, event.top, get_uvalue=info_ptr
id_base_comandi = widget_info(event.top, find_by_undef='base_comandi')
widget_control, id_base_comandi, SENSITIVE=1
id_read_but = widget_info(event.top, find_by_undef='read_but')
widget_control, id_read_but, SET_VALUE='Files Read'
widget_control, id_read_but, SENSITIVE=0
id_fit_par = widget_info(event.top, find_by_undef='fit_par')
widget_control, id_fit_par, SENSITIVE=1
id_calc_tot = widget_info(event.top, find_by_undef='calc_tot')
widget_control, id_calc_tot, SENSITIVE=0
end

pro calcolo_parametri, Event
widget_control, event.top, get_uvalue=info_ptr
info=*info_ptr
id_fit_par = widget_info(event.top, find_by_undef='fit_par')
widget_control, id_fit_par, SET_VALUE='BUSY, PLEASE WAIT...'
id_base_zoom = widget_info(event.top, find_by_undef='base_zoom')
widget_control, id_base_zoom, SENSITIVE=0
id_calc_tot = widget_info(event.top, find_by_undef='calc_tot')
widget_control, id_calc_tot, SENSITIVE=0
id_plotta = widget_info(event.top, find_by_undef='plotta')
widget_control, id_plotta, SENSITIVE=0
id_WID_BASE_1 = widget_info(event.top, find_by_undef='WID_BASE_1')
widget_control, id_WID_BASE_1, SENSITIVE=0

id_absorber_list = widget_info(event.top, find_by_undef='absorber_list')
widget_control, id_absorber_list, get_value=nome1
indice1=widget_info(id_absorber_list, /droplist_select)
id_layerh = widget_info(event.top, find_by_undef='WID_SLIDER_0')
widget_control, id_layerh, get_value=layer1
layer1=fix(layer1)
id_tauh = widget_info(event.top, find_by_undef='WID_TEXT_0')
widget_control, id_tauh, get_value=tau1
tau1=double(tau1)
id_volh = widget_info(event.top, find_by_undef='WID_TEXT_1')
widget_control, id_volh, get_value=omega1
omega1=double(omega1)
id_nuh = widget_info(event.top, find_by_undef='WID_TEXT_2')
widget_control, id_nuh, get_value=nui
nui=double(nui)

```

```

id_nh = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_SLIDER_1')
widget_control, id_nh, get_value=n1
n1=fix(n1)

id_spacer_list = widget_info(event.top, find_by_uname='spacer_list')
widget_control, id_spacer_list, get_value=nome2
indice2=widget_info(id_spacer_list, /droplist_select)
id_taul = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_10')
widget_control, id_taul, get_value=tau2
tau2=double(tau2)
id_voll = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_11')
widget_control, id_voll, get_value=omega2
omega2=double(omega2)
id_nul = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_12')
widget_control, id_nul, get_value=nu2
nu2=double(nu2)
id_n1 = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_SLIDER_11')
widget_control, id_n1, get_value=n2
n2=fix(n2)
N = layer1

id_capping = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_40')
widget_control, id_capping, get_value=tauc
tauc=double(tauc)
id_label_status0 = widget_info(event.top, find_by_uname='label_status0')
nlayer = layer1
if (tauc gt 0.0) then nlayer = layer1 + 1
widget_control, id_label_status0,
set_value='Elaboration layer nr: '+STRTRIM(string(0),2)+' of '+STRTRIM(string(fix(nlayer)),2)

per_fine=info.psd[*],0]
psd_mls_2=info.psd[*],1]
psd_subs_2=info.psd[*],2]
per_mls=info.psd[*],3]
psd_mls=info.psd[*],4]
psd_subs=info.psd[*],5]
h=0
while per_fine[h] ne 0 do h=h+1
per_fine=per_fine[0:h-1]
psd_mls_2=psd_mls_2[0:h-1]
psd_subs_2=psd_subs_2[0:h-1]
hh=0
while per_mls[hh] ne 0 do hh=hh+1
per_mls=per_mls[0:hh-1]
psd_mls=psd_mls[0:hh-1]
psd_subs=psd_subs[0:hh-1]

;FIT della PSD totale
freq_fine=1/per_fine
freq_mls=1/per_mls
psd_finn=PSD_tott(freq_fine,N,nu1,nu2,omega1,omega2,tau1,tau2,tauc,n1,n2,psd_subs_2,indice1)
openw, 1, 'parameter.txt'
printf, 1, FORMAT = '("layer1",i/"tau1",f/"omega1",f/"nu1",f/"n1",
                    i/"layer2",i/"tau2",f/"omega2",f/"nu1",f/"n2",
                    i/"tauc",f/"First",i,a/"Second",i,a)',
                    layer1, tau1, omega1, nu1, n1, layer1, tau2, omega2, nu2,
                    n2, tauc, indice1, nome1[indice1], indice2, nome2[indice2]
close, 1
info.par[0]=layer1
info.par[1]=tau1
info.par[2]=omega1
info.par[3]=nu1

```



```

info.par[4]=n1
info.par[5]=layer1
info.par[6]=tau2
info.par[7]=omega2
info.par[8]=nu2
info.par[9]=n2
info.par[10]=tauc
info.par[11]=nome1[indice1]
info.par[12]=indice1
info.par[13]=nome2[indice2]
info.par[14]=indice2
*info_ptr=info
widget_control, event.top, set_uvalue=info_ptr
psd_finn_1 = conv_1d(freq_fine, psd_finn, freq_mls)

;trovo gli estremi per la visualizzazione
m_ml = max(psd_mls)
m_sub = max(psd_subs)
if m_ml ge m_sub then begin
    plot_max = m_ml
end else begin
    plot_max = m_sub
endelse
mm_ml = min(psd_mls)
mm_sub = min(psd_subs)
if mm_ml le mm_sub then begin
    plot_min = mm_ml
end else begin
    plot_min = mm_sub
endelse
id_grafico = widget_info(event.top, find_by_undef='grafico')
widget_control, id_grafico, get_value=grafico
wset, grafico
plot, per_mls, psd_mls, yrange=[plot_min, plot_max],
    xrange=[max(per_mls), min(per_mls)], /xlog, /ylog,
    title="Multilayer (solid), substrate (dotted) & simulation (coloured) PSDs",
    xcharsize=1.2, xtitle='Spatial wavelength [!4!3m]',
    ycharsize=1.2, ytitle='PSD (nm^3)', color=0, thick=2, BACKGROUND=16777215
oplot, per_mls, psd_subs, thick=2, linestyle=1, color=0
oplot, per_mls, psd_finn_1, color=fix(n*1000+2000)
id_base_zoom = widget_info(event.top, find_by_undef='base_zoom')
widget_control, id_base_zoom, SENSITIVE=1
id_calc_tot = widget_info(event.top, find_by_undef='calc_tot')
widget_control, id_calc_tot, SENSITIVE=1
id_plotta = widget_info(event.top, find_by_undef='plotta')
widget_control, id_plotta, SENSITIVE=1
id_WID_BASE_1 = widget_info(event.top, find_by_undef='WID_BASE_1')
widget_control, id_WID_BASE_1, SENSITIVE=1
id_fit_par = widget_info(event.top, find_by_undef='fit_par')
widget_control, id_fit_par, SET_VALUE='(1) Preview'
end

pro calcolo_completo, Event
widget_control, event.top, get_uvalue=info_ptr
info=*info_ptr
id_calc_tot = widget_info(event.top, find_by_undef='calc_tot')
widget_control, id_calc_tot, SET_VALUE='BUSY, PLEASE WAIT...'
id_base_zoom = widget_info(event.top, find_by_undef='base_zoom')
widget_control, id_base_zoom, SENSITIVE=0
id_fit_par = widget_info(event.top, find_by_undef='fit_par')
widget_control, id_fit_par, SENSITIVE=0
id_plotta = widget_info(event.top, find_by_undef='plotta')

```

```

widget_control, id_plotta, SENSITIVE=0
id_WID_BASE_1 = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_BASE_1')
widget_control, id_WID_BASE_1, SENSITIVE=0
layer1 = info.par[0]
tau1 = info.par[1]
omega1 = info.par[2]
nu1 = info.par[3]
n1 = info.par[4]
layer2 = info.par[5]
tau2 = info.par[6]
omega2 = info.par[7]
nu2 = info.par[8]
n2 = info.par[9]
tauc = info.par[10]
nome1 = info.par[11]
indice1 = info.par[12]
nome2 = info.par[13]
indice2 = info.par[14]
N = layer1
per_fine=info.psd[* ,0]
psd_mls_2=info.psd[* ,1]
psd_subs_2=info.psd[* ,2]
per_mls=info.psd[* ,3]
psd_mls=info.psd[* ,4]
psd_subs=info.psd[* ,5]
h=0
while per_fine[h] ne 0 do h=h+1
per_fine=per_fine[0:h-1]
psd_mls_2=psd_mls_2[0:h-1]
psd_subs_2=psd_subs_2[0:h-1]
hh=0
while per_mls[hh] ne 0 do hh=hh+1
per_mls=per_mls[0:hh-1]
psd_mls=psd_mls[0:hh-1]
psd_subs=psd_subs[0:hh-1]
freq_fine = 1/per_fine
per = per_mls
freq_mls = 1/per

;Visualizzazione crescita PSD
id_grafico = widget_info(event.top, find_by_uname='grafico')
widget_control, id_grafico, get_value=grafico
wset, grafico
;trovo gli estremi per la visualizzazione
m_ml = max(psd_mls)
m_sub = max(psd_subs)
if m_ml ge m_sub then begin
    plot_max = m_ml
end else begin
    plot_max = m_sub
endelse
mm_ml = min(psd_mls)
mm_sub = min(psd_subs)
if mm_ml le mm_sub then begin
    plot_min = mm_ml
end else begin
    plot_min = mm_sub
endelse
id_bottone0_psd = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_BUTTON_0')
set = widget_info(id_bottone0_psd, /BUTTON_SET)
id_bottone0a_psd = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_BUTTON_0a')
set0a = widget_info(id_bottone0a_psd, /BUTTON_SET)

```

```

if (set eq 1) or (set0a eq 1) then begin
plot, per, psd_mls, yrange=[plot_min, plot_max],
  xrange=[max(per_fine), min(per_fine)],
  /xlog, /ylog, title="Growth of the PSD bilayer by bilayer",
  xcharsize=1.2, xtitle='Spatial wavelength [!4!3m]',
  ycharsize=1.2, ytitle='PSD (nm^3)', color=0, thick=2, BACKGROUND=16777215
oplot, per, psd_subs, thick=2, linestyle=1, colo=0
endif

;psd_h_n e' la PSD dell'assorbitore del bistrato n-esimo
;psd_s_n e' la PSD dello spaziatore del bistrato n+1
sigma_n = dblarr(2*N+2)
n_layer = indgen(2*N+2)
sigma_n[0]=rough(freq_mls, psd_subs)
a_1=rep_fract(freq_fine, nu1, tau1, n1)
a_2=rep_fract(freq_fine, nu2, tau2, n2)
psd_2=psd_intr(freq_fine,nu2,omega2,tau2,n2)
psd_1=psd_intr(freq_fine,nu1,omega1,tau1,n1)
psd_2_n=psd_subs_2
;Creo una matrice che conterra' tutte le N PSD del multilayer
psd_interne1=dblarr(n_elements(per), N+4)
psd_interne1[* ,0]=per ;Colonna 0 = periodo spaziale
psd_interne1[* ,1]=psd_subs ;Colonna 1 = psd substrato
psd_interne1[* ,N+3]=psd_mls ;Colonna N+2 = psd finale multilayer
psd_interne2 = psd_interne1
n_i=1
id_label_status0 = Widget_info(Event.top, FIND_BY_UNAME='label_status0')
for n_i=1,N do begin
  widget_control, id_label_status0,
  set_value='Elaboration layer nr: ' +STRTRIM(string(n_i),2)+' of ' +STRTRIM(string(fix(layer1)),2)
  psd_1_n = psd_2_n*(a_1^2)+psd_1
  psd1D_1_n = conv_1d(freq_fine, psd_1_n, freq_mls)
  psd_interne1[* ,n_i+2]=psd1D_1_n
  sigma_n[2*n_i-1] = rough(freq_mls, psd1D_1_n)
  psd_2_n = psd_1_n*(a_2^2)+psd_2
  psd1D_2_n = conv_1d(freq_fine, psd_2_n, freq_mls)
  psd_interne2[* ,n_i+2]=psd1D_2_n
  sigma_n[2*n_i] = rough(freq_mls, psd1D_2_n)
  if (set eq 1) then begin
    oplot, per, psd1D_1_n, color=fix(n_i*1000+2000)
  endif
  if (set0a eq 1) then begin
    oplot, per, psd1D_2_n, color=fix((n_i+10)*1000+2000)
  endif
endif
endfor
if tauc gt 0.0 then begin
  widget_control, id_label_status0,
  set_value='Elaboration layer nr: ' +STRTRIM(string(n_i+1),2)+' of ' +STRTRIM(string(fix(layer1)),2)
  if (indice1 ge 1) and (indice1 le 4) then begin
    a_c=rep_fract(freq_fine,nu2,tauc,n2)
    psd_c=psd_intr(freq_fine,nu2,omega2,tauc,n2)
    psd_fin_cap = psd_2_n*(a_c^2)+psd_c
    psd1D_fin_cap = conv_1d(freq_fine, psd_fin_cap, freq_mls)
    psd_interne1[* ,N+2]=psd1D_fin_cap
    psd_interne2[* ,N+2]=psd1D_fin_cap
    sigma_n[2*N+1]=rough(freq_mls, psd1D_fin_cap)
    if (set eq 1) or (set0a eq 1) then
      oplot, per, psd1D_fin_cap, color=fix((N+2)*1000+2000)
  endif else begin
    a_c=rep_fract(freq_fine, nu1, tauc, n1)
    psd_c=psd_intr(freq_fine,nu1,omega1,tauc,n1)
    psd_fin_cap = psd_2_n*(a_c^2)+psd_c

```

```

        psd1D_fin_cap = conv_1d(freq_fine, psd_fin_cap, freq_mls)
        psd_interne2[* ,N+2]=psd1D_fin_cap
        psd_interne1[* ,N+2]=psd1D_fin_cap
        sigma_n[2*N+1]=rough(freq_mls, psd1D_fin_cap)
        if (set eq 1) or (set0a eq 1) then oplot, per, psd1D_fin_cap,
            color=fix((N+2)*1000+2000)
    endwhile
endif
save, filename='psd_interne1.bin', psd_interne1
save, filename='psd_interne2.bin', psd_interne2

;Visualizza zona e salvataggio crescita rugosita'
zeri = where(sigma_n eq 0.0)
if zeri[0] ne -1 then begin
    n_layer = n_layer[0:n_elements(sigma_n)-n_elements(zeri)-1]
    sigma_n = sigma_n[0:n_elements(sigma_n)-n_elements(zeri)-1]
endif
openw, 1, 'growth_rough.txt'
for i=0,n_elements(sigma_n)-1 do begin
    printf, 1, n_layer[i], sigma_n[i]
endfor
close, 1
id_bottone_rugosita = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_BUTTON_1')
set = widget_info(id_bottone_rugosita, /BUTTON_SET)
if set eq 1 then begin
    plot, n_layer, sigma_n, xrange=[min(n_layer), max(n_layer)],
        yrange=[min(sigma_n), max(sigma_n)],
        title='Growth of the !4r!3!Drms !N layer by layer',
        xcharsize=1.2, xtitle='Layer number ', ycharsize=1.2, ytitle='Roughness [Å]',
        color=0, thick=2, BACKGROUND=16777215
endif
id_base_zoom = widget_info(event.top, find_by_uname='base_zoom')
widget_control, id_base_zoom, SENSITIVE=1
id_fit_par = widget_info(event.top, find_by_uname='fit_par')
widget_control, id_fit_par, SENSITIVE=1
id_plotta = widget_info(event.top, find_by_uname='plotta')
widget_control, id_plotta, SENSITIVE=1
id_WID_BASE_1 = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_BASE_1')
widget_control, id_WID_BASE_1, SENSITIVE=1
id_calc_tot = widget_info(event.top, find_by_uname='calc_tot')
widget_control, id_calc_tot, SET_VALUE='(2) Complete calc.'

end

pro plotta_grafico, Event
id_grafico = widget_info(event.top, FIND_BY_UNAME='grafico')
widget_control, id_grafico, get_value=id
wset, id

;lettura file parameter.txt
nomefile=FINDFILE('parameter.txt')
nomefile=FILE_EXPAND_PATH(nomefile)
param = read_ascii(nomefile)
layerh = param.field1[1,0]
N = layerh
N_col = layerh + 4
;window, 1, xsize=1024, ysize=768 wset, 1
id_bottone_psd = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_BUTTON_0')
set = widget_info(id_bottone_psd, /BUTTON_SET)

;lettura file psd_interne.bin
if (set eq 1) then begin

```

```

    nomefile=FINDFILE('psd_interne1.bin')
    nomefile=FILE_EXPAND_PATH(nomefile)
    restore, nomefile
;trovo gli estremi per la visualizzazione
m_ml = max(psd_interne1[*,N_col-1])
m_sub = max(psd_interne1[*,1])
if m_ml ge m_sub then begin
    plot_max = m_ml
end else begin
    plot_max = m_sub
endelse
mm_ml = min(psd_interne1[*,N_col-1])
mm_sub = min(psd_interne1[*,1])
if mm_ml le mm_sub then begin
    plot_min = mm_ml
end else begin
    plot_min = mm_sub
endelse
plot, psd_interne1[*,0], psd_interne1[*,N_col-1],
    xrange=[max(psd_interne1[*,0]), min(psd_interne1[*,0])],
    yrange=[plot_min, plot_max], /xlog, /ylog,
    title='Growth of PSD layer by layer (first deposited element)',
    xcharsize=1.3, xtitle='Spatial wavelength [!4!3m]',
    ycharsize=1.3, ytitle='PSD (nm3)', color=0, thick=2, BACKGROUND=16777215
oplot, psd_interne1[*,0], psd_interne1[*,1], thick=2, linestyle=1, color=0
for i=2,N_col-2 do begin
    oplot, psd_interne1[*,0], psd_interne1[*,i], color=fix(i*1000+2000)
endfor
punto=STRPOS(nomefile, '.')
STRPUT, nomefile, '.bmp', punto
image_psd = tvrd(TRUE=1)
WRITE_BMP, nomefile, image_psd;, QUALITY=30, TRUE=1
id_zoom_grigio = widget_info(event.top, find_by_undef='zoom_grigio')
set_zoom=widget_info(id_zoom_grigio, /BUTTON_SET)
if set_zoom eq 1 then begin
    zoom, /CONTINUOUS, XSIZE=256, YSIZE=256
endif
id_zoom_colore = widget_info(event.top, find_by_undef='zoom_colore')
set_zoom=widget_info(id_zoom_colore, /BUTTON_SET)
if set_zoom eq 1 then begin
    zoom_24, /RIGHT, XSIZE=256, YSIZE=256
endif
endif
id_bottone0a_psd = widget_info(event.top, find_by_undef='WID_BUTTON_0a')
set = widget_info(id_bottone0a_psd, /BUTTON_SET)

;lettura file psd_interne.bin
if (set eq 1) then begin
    nomefile=FINDFILE('psd_interne2.bin')
    nomefile=FILE_EXPAND_PATH(nomefile)
    restore, nomefile
;trovo gli estremi per la visualizzazione
m_ml = max(psd_interne2[*,N_col-1])
m_sub = max(psd_interne2[*,1])
if m_ml ge m_sub then begin
    plot_max = m_ml
end else begin
    plot_max = m_sub
endelse
mm_ml = min(psd_interne2[*,N_col-1])
mm_sub = min(psd_interne2[*,1])
if mm_ml le mm_sub then begin

```

```

        plot_min = mm_m1
    end else begin
        plot_min = mm_sub
    endelse
    plot, psd_interne2[*], psd_interne2[*], N_col-1,
        xrange=[max(psd_interne2[*],0), min(psd_interne2[*],0)],
        yrange=[plot_min, plot_max], /xlog, /ylog,
        title='Growth of PSD layer by layer (second deposited element)',
        xcharsize=1.3, xtitle='Spatial wavelength [!4!3m]',
        ycharsize=1.3, ytitle='PSD (nm^3)', color=0, thick=2, BACKGROUND=16777215
    oplot, psd_interne2[*], psd_interne2[*], 1, thick=2, linestyle=1, color=0
    for i=2,N_col-2 do begin
        oplot, psd_interne2[*], psd_interne2[*], i, color=fix(i*1000+2000)
    endfor
    punto=STRPOS(nomefile, '.')
    STRPUT, nomefile, '.bmp', punto
    image_psd = tvrd(TRUE=1)
    WRITE_BMP, nomefile, image_psd, QUALITY=30, TRUE=1
    id_zoom_grigio = widget_info(event.top, find_by_undef='zoom_grigio')
    set_zoom=widget_info(id_zoom_grigio, /BUTTON_SET)
    if set_zoom eq 1 then begin
        zoom, /CONTINUOUS, XSIZE=256, YSIZE=256
    endif
    id_zoom_colore = widget_info(event.top, find_by_undef='zoom_colore')
    set_zoom=widget_info(id_zoom_colore, /BUTTON_SET)
    if set_zoom eq 1 then begin
        zoom_24, /RIGHT, XSIZE=256, YSIZE=256
    endif
endif

;lettura file growth_rough.txt
id_bottone_rugosita = widget_info(event.top, find_by_undef='WID_BUTTON_1')
set = widget_info(id_bottone_rugosita, /BUTTON_SET)
if set eq 1 then begin
    nomefile=FINDFILE('growth_rough.txt')
    nomefile=FILE_EXPAND_PATH(nomefile)
    data7 = read_ascii(nomefile, count=n7)
    openr, unit7, nomefile, /get_lun
    provv=dblarr(2*n7)
    n_layer = dblarr(n7)
    sigma_n = dblarr(n7)
    readf, unit7, provv
    for i=0,n7-1 do begin
        n_layer[i]=provv[2*i]
        sigma_n[i]=provv[2*i+1]
    endfor
    free_lun, unit7
    plot, n_layer, sigma_n, xrange=[min(n_layer), max(n_layer)],
        yrange=[min(sigma_n), max(sigma_n)],
        title='Growth of the !4r!3!Drms !N layer by layer',
        xcharsize=1.3, xtitle='Layer number ',
        ycharsize=1.3, ytitle='Roughness [Å]', color=0, thick=2, BACKGROUND=16777215
    punto=STRPOS(nomefile, '.')
    STRPUT, nomefile, '.bmp', punto
    image_rough = tvrd()
    WRITE_BMP, nomefile, image_rough, QUALITY=30
endif
end

pro nascondi_zoom, Event
id_base_zoom = widget_info(event.top, find_by_undef='base_zoom')
widget_control, id_base_zoom, SENSITIVE=0

```

```

end

pro riporta_zoom, Event
  id_base_zoom = widget_info(event.top, find_by_uname='base_zoom')
  widget_control, id_base_zoom, SENSITIVE=1
end

pro uguaglia_layern, Event
  id_layerh = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_SLIDER_0')
  widget_control, id_layerh, get_value=number
  id_layerl = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_SLIDER_10')
  widget_control, id_layerl, set_value=number
  id_capping = widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_40')
  widget_control, id_capping, get_value=tauc
  tauc=double(tauc)
  id_label_status0 = widget_info(event.top, find_by_uname='label_status0')
  if (tauc gt 0.0) then number = number + 1
  widget_control, id_label_status0,
  set_value='Elaboration layer nr: '+STRTRIM(string(0),2)+' of '+STRTRIM(string(fix(number)),2)
end

pro apri_ml, Event
  widget_control, event.top, get_uvalue=info_ptr
  info=*info_ptr
  info.id[0]=widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_20')
  info.id[1]=widget_info(event.top, find_by_uname='read_but')
  base_filesel_ml = Widget_Base( GROUP_LEADER=wGroup, UNAME='base' ,XOFFSET=5
    ,YOFFSET=5 ,TITLE='Open File' ,SPACE=3 ,XPAD=3 ,YPAD=3
    ,COLUMN=1)
  file_sel=CW_FILESEL(base_filesel_ml, filter=['.dat', '.txt', 'All Files'])
  Widget_Control, /REALIZE, base_filesel_ml
  widget_control, base_filesel_ml, set_uvalue=info
  XManager, 'base_filesel_ml', base_filesel_ml, /NO_BLOCK
  *info_ptr=info
  widget_control, event.top, set_uvalue=info_ptr
end

pro base_filesel_ml_event, Event
  widget_control, event.top, get_uvalue=info
  case event.DONE of
    0: BEGIN
      info.file = event.VALUE
      WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=info, /NO_COPY
    END
    1: BEGIN
      IF (info.file NE '') THEN BEGIN
        info.file = event.VALUE
        WIDGET_CONTROL, info.id[0], SET_VALUE=info.file
        WIDGET_CONTROL, info.id[1], SENSITIVE=1
      ENDIF
      WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=info, /NO_COPY
      WIDGET_CONTROL, event.top, /DESTROY
    END
    2: WIDGET_CONTROL, event.top, /DESTROY
  else:
  endcase
end

pro apri_sub, Event
  widget_control, event.top, get_uvalue=info_ptr
  info=*info_ptr
  info.id[0]=widget_info(event.top, find_by_uname='WID_TEXT_21')

```

```

info.id[1]=widget_info(event.top, find_by_undef='read_but')
base_filesel_sub = Widget_Base( GROUP_LEADER=wGroup, UNAME='base' ,XOFFSET=5
, YOFFSET=5 ,TITLE='Open File' ,SPACE=3 ,XPAD=3 ,YPAD=3 ,COLUMN=1)
file_sel=CW_FILESEL(base_filesel_sub, filter=['.dat','.txt','All Files'])
Widget_Control, /REALIZE, base_filesel_sub
widget_control, base_filesel_sub, set_uvalue=info
XManager, 'base_filesel_sub', base_filesel_sub, /NO_BLOCK
*info_ptr=info
widget_control, event.top, set_uvalue=info_ptr
end

pro base_filesel_sub_event, Event
widget_control, event.top, get_uvalue=info
case event.DONE of
0: BEGIN
    info.file = event.VALUE
    WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=info, /NO_COPY
END
1: BEGIN
    IF (info.file NE '') THEN BEGIN
        info.file = event.VALUE
        WIDGET_CONTROL, info.id[0], SET_VALUE=info.file
        WIDGET_CONTROL, info.id[1], SENSITIVE=1
    ENDIF
    WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=info, /NO_COPY
    WIDGET_CONTROL, event.top, /DESTROY
END
2: WIDGET_CONTROL, event.top, /DESTROY
else:
endcase
end

pro posizione, Event
widget_control, event.top, get_uvalue=info_ptr
info=*info_ptr
id_text_status2 = widget_info(event.top, find_by_undef='text_status2')
if info.psd[0,0] gt 0.0 then begin
;-----ASSE X-----
    per_fine = info.psd[* ,0]
    dmax = fix(alog10(per_fine[0])+1)
    zero = where(per_fine eq 0.0)
    dmin = fix(alog10(per_fine[zero[0]-1])-1)
    esp = dmax-(dmax-dmin)*((Event.X-70)/549.0)
    coorX = 10^esp
;-----ASSE Y-----
    psd_mls = info.psd[* ,4]
    zero = where(psd_mls eq 0.0)
    psd_mls = psd_mls[0:zero[0]-1]
    psd_subs = info.psd[* ,5]
    zero = where(psd_subs eq 0.0)
    psd_subs = psd_subs[0:zero[0]-1]
;trovo gli estremi per la visualizzazione
    m_ml = max(psd_mls)
    m_sub = max(psd_subs)
    if m_ml ge m_sub then begin
        plot_max = m_ml
    end else begin
        plot_max = m_sub
    endelse
    mm_ml = min(psd_mls)
    mm_sub = min(psd_subs)
    if mm_ml le mm_sub then begin

```



```

        plot_min = mm_ml
    end else begin
        plot_min = mm_sub
    endelse
    dmax = fix(alog10(plot_max)+2)
    dmin = fix(alog10(plot_min)-2)
    esp = dmin+(dmax-dmin)*((Event.Y-40)/420.0)
    coorY = 10^esp
    widget_control, id_text_status2,
    set_value=STRTRIM(string(coorX),2)+' , '+STRTRIM(string(coorY),2)
endif
end

pro
    GUI_FIT_eventcb
end

```

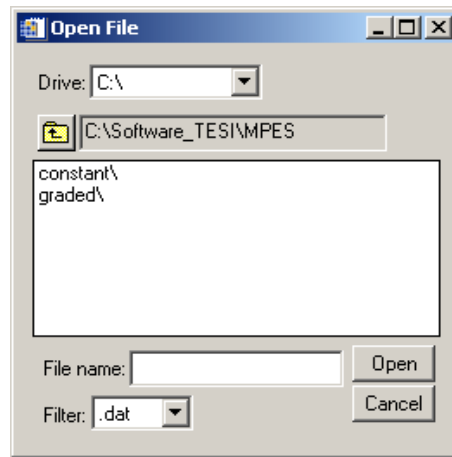


Figura B.2: Screen-shot della finestra di navigazione per il caricamento dei files delle PSD.

## B.3 Navigazione all'interno dell'Hard Disk

```

pro base_event, Event
    wTarget = (widget_info(Event.id,/NAME) eq 'TREE' ?
        widget_info(Event.id, /tree_root) : event.id)
    wWidget = Event.top
    widget_control, event.top, get_uvalue=info
    case event.DONE of
    0: BEGIN
        info.file = event.VALUE
        WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=info, /NO_COPY
    END
    1: BEGIN
        IF (info.file NE '') THEN BEGIN
            ENDIF
            info.file = event.VALUE
            WIDGET_CONTROL, info.id, SET_VALUE=info.file
            WIDGET_CONTROL, event.top, SET_UVALUE=info, /NO_COPY
        END
    END
end

```

```
        2: WIDGET_CONTROL, event.top, /DESTROY
    else:
    endcase
end pro base, GROUP_LEADER=wGroup, _EXTRA=_VWBExtra_
base = Widget_Base( GROUP_LEADER=wGroup, UNAME='base' ,XOFFSET=5
    ,YOFFSET=5 ,TITLE='Open File' ,SPACE=3 ,XPAD=3 ,YPAD=3
    ,COLUMN=1)
file_sel=CW_FILESEL(base, filter='.dat')
Widget_Control, /REALIZE, base
widget_control, base, set_uvalue=info
XManager, 'base', base, /NO_BLOCK
end pro apri_file, GROUP_LEADER=wGroup, _EXTRA=_VWBExtra_
base, GROUP_LEADER=wGroup, _EXTRA=_VWBExtra_
end
```

# Bibliografia

- [1] P. Ferrando, M. Arnaud, B. Cordier, A. Goldwurm, O. Limousin, J. Paul, J. L. Sauvageot, P.-O. Petrucci, M. Mouchet, G. F. Bignami, O. Citterio, S. Campana, G. Pareschi, G. Tagliaferri, U. G. Briel, G. Hasinger, L. Strueder, P. Lechner, E. Kendziorra, and M. J. L. Turner. SIMBOL-X: a new-generation hard x-ray telescope. In *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy. Edited by Citterio, Oberto; O'Dell, Stephen L. Proceedings of the SPIE, Volume 5168, pp. 65-76 (2004).*, pages 65–76, February 2004.
- [2] P. Ferrando, A. Goldwurm, P. Laurent, O. Limousin, J. Martignac, F. Pinsard, Y. Rio, J. P. Roques, O. Citterio, G. Pareschi, G. Tagliaferri, F. Fiore, G. Malaguti, U. Briel, G. Hasinger, and L. Strüder. SIMBOL-X: a formation-flying mission for hard-x-ray astrophysics. In *Proceedings of the SPIE, Volume 5900, pp. 195-204 (2005).*, pages 195–204, January 2005.
- [3] M. Bavdaz, D. Lumb, K. M. Wallace, A. Peacock, M. Beijersbergen, and S. Kraft. The XEUS x-ray telescope. In *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy II. Edited by Citterio, Oberto; O'Dell, Stephen L. Proceedings of the SPIE, Volume 5900, pp. 288-296 (2005).*, pages 288–296, January 2005.
- [4] ESA. CDS study report, XEUS, October 2004.
- [5] V. Cotroneo. Optimization of multilayer mirrors for hard x-ray astronomy. Master's thesis, Università di Milano, 2003.
- [6] Y. Tanaka, K. Koyama, Y. Maeda, and T. Sonobe. Unusual Properties of X-Ray Emission near the Galactic Center. *PASJ*, 52:L25–L30, August 2000.
- [7] F. K. Baganoff, M. W. Bautz, W. N. Brandt, G. Chartas, E. D. Feigelson, G. P. Garmire, Y. Maeda, M. Morris, G. R. Ricker, L. K. Townsley, and F. Walter. Rapid X-ray flaring from the direction of the supermassive black hole at the Galactic Centre. *Nature*, 413:45–48, September 2001.
- [8] F. A. Primini, S. S. Murray, J. Huchra, R. Schild, R. Burg, and R. Giacconi. The CfA Einstein Observatory extended deep X-ray survey. *Astrophysical Journal*, 374:440–455, June 1991.

- [9] G. Hasinger, R. Burg, R. Giacconi, M. Schmidt, J. Trumper, and G. Zamorani. The ROSAT Deep Survey. I. X-ray sources in the Lockman Field. *Astronomy and Astrophysics*, 329:482–494, January 1998.
- [10] G. Setti and L. Woltjer. Active Galactic Nuclei and the spectrum of the X-ray background. *Astronomy and Astrophysics*, 224:L21–L23, October 1989.
- [11] A. Comastri, F. Fiore, P. Giommi, F. La Franca, M. Elvis, G. Matt, S. Molendi, and G. C. Perola. The BeppoSAX View of the Hard X-Ray Background. In *Broad Band X-ray Spectra of Cosmic Sources*, pages 833–+, 2000.
- [12] R. della Ceca, G. Castelli, V. Braitto, I. Cagnoni, and T. Maccacaro. A Medium Survey of the Hard X-Ray Sky with ASCA. II. The Source’s Broadband X-Ray Spectral Properties. *The Astrophysical Journal*, 524:674–683, October 1999.
- [13] P. Giommi, M. Perri, and F. Fiore. The BeppoSAX 2-10 keV survey. *Astronomy and Astrophysics*, 362:799–808, October 2000.
- [14] A. De Luca and S. Molendi. The 2-8 keV cosmic X-ray background spectrum as observed with XMM-Newton. *Astronomy and Astrophysics*, 419:837–848, June 2004.
- [15] E. Fermi. Formazione di immagini coi raggi Röntgen. Master’s thesis, Università di Pisa, 1923.
- [16] R. Giacconi and B. Rossi. A ‘Telescope’ for Soft X-Ray Astronomy. *Journal of Geophysical Research*, 65:773–+, February 1960.
- [17] P. Kirkpatrick and A. V. Baez. Formation of optical images by x-rays. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 38:766–+, September 1948.
- [18] H. Wolter. *Annalen der Physik*, 1952.
- [19] P. Conconi and S. Campana. Optimization of grazing incidence mirrors and its application to surveying X-ray telescopes. *Astronomy and Astrophysics*, 372:1088–1094, June 2001.
- [20] R. Petre and P. J. Serlemitsos. Conical imaging mirrors for high-speed x-ray telescopes. *Applied Optics*, 24:1833–1837, June 1985.
- [21] P. A. J. de Korte, R. Giralt, J. N. Coste, C. Ernu, S. Frindel, J. Flamand, and J. J. Contet. EXOSAT X-ray imaging optics. *Applied Optics*, 20:1080–1088, March 1981.
- [22] P. Beckmann and A. Spizzichino. The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces. *Pergamon, New York*, 1963.
- [23] O. Citterio, G. Bonelli, G. Conti, E. Mattaini, and E. Santambrogio. Optics for the X-ray imaging concentrators aboard the X-ray astronomy satellite SAX. *Applied Optics*, 27:1470–1475, April 1988.

- [24] S. Basso. Procedura di superpulitura dei mandrini per ottiche radenti in raggi X, 2005.
- [25] O. Citterio, P. Conconi, M. Ghigo, F. Mazzoleni, R. Buzzi, and G. Parodi. Use of ceramic materials for lightweight x-ray optics. In *Proc. SPIE Vol. 3113, p. 334-341, Grazing Incidence and Multilayer X-Ray Optical Systems*, Richard B. Hoover; Arthur B. Walker; Eds., pages 334–341, July 1997.
- [26] O. Citterio, P. Conconi, M. Ghigo, F. Mazzoleni, and G. Pareschi. Progress on the use of ceramic materials for high-throughput lightweight x-ray optics. In *Proc. SPIE Vol. 4012, p. 530-538, X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*, Joachim E. Truemper; Bernd Aschenbach; Eds., pages 530–538, July 2000.
- [27] W. Friedrich, P. Knipping, and M. Laue. *Ann. d. Phys.*, 41:971, 1913.
- [28] W. H. Bragg and W. L. Bragg. X-rays and crystal Structure. *Bell and Sons edition*, 1918.
- [29] <http://gri.rm.iasf.cnr.it/>.
- [30] F. Frontera and G. Pareschi. Hars X-ray imaging via focusing optics with mosaic crystals. *Experimental Astronomy*, 6:25–31, 1995.
- [31] D. L. Windt. IMD–Software for modeling the optical properties of multilayer films. *Computers in Physics*, 12:360–370, July 1998.
- [32] D. Spiga. *Development of multilayer-coated mirrors for future X-ray telescopes*. PhD thesis, Università di Milano Bicocca, 2005.
- [33] S. Yulin. Multilayer coatings for EUV/soft X-ray mirrors. *Some fundamentals of optical thin film growth in optical interference coating*, 2003.
- [34] A. V. Vinogradov and B. Y. Zeldovich. X-ray and far uv multilayer mirrors: Principles and possibilities. *Applied Optics*, 16:89–93, January 1977.
- [35] A. V. Vinogradov and B. Y. Zeldovich. Multilayer mirrors for x-ray and far-ultraviolet radiation. *Optics and Spectroscopy*, 42:404–407, April 1977.
- [36] K. D. Joensen, P. Voutov, A. Szentgyorgyi, J. Roll, P. Gorenstein, P. Høghøj, and F. E. Christensen. Design of grazing-incidence multilayer supermirrors for hard-x-ray reflectors. *Applied Optics*, 34:7935–7944, December 1995.
- [37] G. Pareschi, V. Cotroneo, D. Spiga, D. Vernani, M. Barbera, M. A. Artale, A. Col-lura, S. Varisco, G. Grisoni, G. Valsecchi, and B. Negri. Astronomical soft x-ray mirrors reflectivity enhancement by multilayer coatings with carbon overcoating. In *Proceedings of the SPIE, Volume 5488, pp. 481-491 (2004)*., pages 481–491, October 2004.

- [38] V. Cotroneo and G. Pareschi. Global optimization of X-ray astronomical multilayer mirrors by an iterated simplex procedure. In *Proceedings of the SPIE, Volume 5533-5, in press*.
- [39] G. Pareschi and V. Cotroneo. Soft (0.1 - 10 keV) and hard ( $>10$  keV) x-ray multilayer mirrors for the XEUS astronomical mission. In *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy. Edited by Citterio, Oberto; O'Dell, Stephen L. Proceedings of the SPIE, Volume 5168, pp. 53-64 (2004).*, pages 53–64, February 2004.
- [40] D. Spiga, A. Mirone, C. Ferrero, V. Cotroneo, G. Pareschi, M. Sanchez del Rio, and D. Vernani. Fitting X-ray multilayer reflectivities by means of the PPM code. In *Proc. SPIE Vol. 5536, Advances in Computational Methods for X-Ray and Neutron Optics, Manuel Sanchez del Rio; Ed.*, pages 71–80, October 2004.
- [41] Y. Tawara, K. Yamashita, Y. Ogasaka, K. Tamura, K. Haga, T. Okajima, S. Ichimaru, S. Takahashi, A. Gotou, H. Kitou, S. Fukuda, H. Kuneida, Y. Tsusaka, J. Tueller, P. J. Serlemitsos, Y. Soong, K. W. Chan, S. M. Owens, F. Berendse, B. Barber, E. Dereniak, and E. Young. InFOCuS Balloon-borne Hard X-Ray Experiment with Multilayer Supermirror X-ray Telescope. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 32:1263–+, October 2000.
- [42] J. E. Koglin, F. E. Christensen, J. Chonko, W. W. Craig, T. R. Decker, M. A. Jimenez-Garate, K. S. Gunderson, C. J. Hailey, F. A. Harrison, C. P. Jensen, M. Sileo, D. L. Windt, and H. Yu. Development and production of hard X-ray multilayer optics for HEFT. In *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Edited by Joachim E. Truemper, Harvey D. Tananbaum. Proceedings of the SPIE, Volume 4851, pp. 607-618 (2003).*, pages 607–618, March 2003.
- [43] O. Citterio, P. Cerutti, F. Mazzoleni, G. Pareschi, E. Poretti, P. Lagana, A. Mengali, C. Misiano, F. Pozzilli, and E. Simonetti. Multilayer optics for hard x-ray astronomy by means of replication techniques. In *Proc. SPIE Vol. 3766, p. 310-319, X-Ray Optics, Instruments, and Missions II, Richard B. Hoover; Arthur B. Walker; Eds.*, pages 310–319, September 1999.
- [44] G. Pareschi, S. Basso, O. Citterio, M. Ghigo, F. Mazzoleni, D. Spiga, W. Burkert, M. Freyberg, G. D. Hartner, G. Conti, E. Mattaini, G. Grisoni, G. Valsecchi, B. Negri, G. Parodi, A. Marzorati, and P. dell'Acqua. Development of grazing-incidence multilayer mirrors by direct Ni electroforming replication: a status report. In *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy II. Edited by Citterio, Oberto; O'Dell, Stephen L. Proceedings of the SPIE, Volume 5900, pp. 47-58 (2005).*, pages 47–58, January 2005.
- [45] S. Romaine, S. Basso, R. J. Bruni, W. Burkert, O. Citterio, G. Conti, D. Engelhaupt, M. J. Freyberg, M. Ghigo, P. Gorenstein, M. Gubarev, G. Hartner, F. Mazzoleni, S. O'Dell, G. Pareschi, B. D. Ramsey, C. Speegle, and D. Spiga. Development of a prototype nickel optic for the Constellation-X hard x-ray telescope: III. In *Optics*

- for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy II. Edited by Citterio, Oberto; O'Dell, Stephen L. *Proceedings of the SPIE, Volume 5900, pp. 225-231 (2005).*, pages 225–231, January 2005.
- [46] P. J. Martin. J. Mater. *Science*, 1986.
- [47] G. Salmaso. *Deposition and characterization of magnetron sputtered Silicon, Molibdenum and Boron Carbide nano-scaled multilayered thin coatings*. PhD thesis, Università degli studi di Padova, 2004.
- [48] V. Rigato, A. Patelli, G. Maggioni, G. Salmaso, V. Mattarello, M. G. Pelizzo, P. Nicolosi, L. Depero, E. Bontempi, and P. Mazzoldi. Effects of ion bombardment and gas incorporation on the properties of Mo/a-Si:H multilayers for EUV applications. In *Surface and Coatings Technology. Proceedings of the Eight International Conference on Plasma Surface Engineering, Volumes 174-175, pp. 40-48 (2003).*, pages 40–48, 2003.
- [49] J. M. Bennett and L. Mattsson. *Introduction to Surface roughness and scattering*. 1999.
- [50] K. Von Bieren. Pencil beam interferometer for aspherical optical surfaces. In *Laser Diagnostics. Edited by Sandor Holly. Proceedings of the SPIE, Volume 343, (1982).*, January 1982.
- [51] P. Z. Takacs and S. N. Qian. Design of a long trace surface profiler. In *Metrology: Figure and finish. Edited by Bruce E. Truax. Proc. SPIE Vol. 749, January 1987.*
- [52] E. L. Church. Role of surface topography in X-ray scattering. In *Space optics: Imaging X-ray optics workshop; Proceedings of the Seminar, Huntsville, Ala., May 22-24, 1979. (A80-17469 05-89) Bellingham, Wash., Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1979, p. 196-202.*, pages 196–202, January 1979.
- [53] E. L. Church and P. Z. Takacs. The interpretation of glancing incidence scattering measurements. In *Grazing incidence optics; Proceedings of the Meeting, Orlando, FL, Apr. 3, 4, 1986 (A87-42701 19-74). Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1986, p. 126-133.*, pages 126–133, January 1986.
- [54] D. Vernani. Specchi multistrato per telescopi focalizzanti nei raggi x duri. Master's thesis, Università di Bologna, 2004.
- [55] D. G. Stearns, D. P. Gaines, D. W. Sweeney, and E. M. Gullikson. Nonspecular x-ray scattering in a multilayer-coated imaging system. *Journal of Applied Physics*, 84:1003–1028, July 1998.
- [56] W.M. Tong and R.S. Williams. Kinetics of Surface Growth: Phenomenology, Scaling, and Mechanisms of Smoothing and Roughening. *Annual Review of Physical Chemistry*, 45:401–438, October 1994.

- [57] A. L. Barabási and H. E. Stanley. *Fractal concepts in surface growth*. Press Syndicate of the University of Cambridge, 1995.
- [58] C. Herring. *Journal of Applied Physics*, 21:301, 1959.
- [59] E. A. Spiller, S. L. Baker, E. Parra, and C. Tarrio. Smoothing of mirror substrates by thin-film deposition. In *Proc. SPIE Vol. 3767, p. 143-153, EUV, X-Ray, and Neutron Optics and Sources, Carolyn A. MacDonald; Kenneth A. Goldberg; Juan R. Maldonado; Huaiyu H. Chen-Mayer; Stephen P. Vernon; Eds.*, pages 143–153, November 1999.
- [60] N. Ohnishi, Y. Nonomura, Y. Ogasaka, Y. Tawara, Y. Namba, and K. Yamashita. HRTEM analysis of Pt/C multilayers. In *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy. Edited by Citterio, Oberto; O'Dell, Stephen L. Proceedings of the SPIE, Volume 5168, pp. 508-517 (2004).*, pages 508–517, February 2004.
- [61] O. Citterio, S. Campana, P. Conconi, M. Ghigo, F. Mazzoleni, E. Poretti, G. Conti, G. Cusumano, B. Sacco, H. Brauninger, W. Burkert, R. Egger, C. M. Castelli, and R. Willingale. Characteristics of the flight model optics for the JET-X telescope onboard the Spectrum-X-Gamma satellite. In *Proc. SPIE Vol. 2805, p. 56-65, Multilayer and Grazing Incidence X-Ray/EUV Optics III, Richard B. Hoover; Arthur B. Walker; Eds.*, pages 56–65, July 1996.



# Ringraziamenti

Chi voglio ringraziare? Sicuramente la “Perfida” Giulietta che mi ha appena portato un Effeñalgan (ebbene sì, mi sono ammalato proprio alla fine). Ma torniamo a noi, voglio seguire un ordine cronologico così, forse, non dimentico nessuno.

La mia famiglia, non solo babbo-mamma-fratello, ma anche i nonni (a chi c’è e a chi no), gli zii, le mie due cuginete: tutti rompiscatole - “Studia!! Studia!!” - tranne da quando mi sono trasferito a Merate e non mi hanno più visto :-).

I miei amici di sempre: Dotto, John (e Ceci), Ale per le mille avventure e le mille cazzate, ma comunque per essere cresciuti insieme. Stefy&Ros, Cry, Paolo, Franco, Tommy: non c’entrano niente con la tesi, ma mi sono divertito a stare con loro.

Sua Eminenza, Signore dei *pinoli* e Presidente del CGI: Marco (PS: ciao Silvia!). Divertente l’anno di convivenza e mitica la nostra vena ispiratrice per le canzoni:

*“There are two laws of electrostatics:  
that the flux of electric field  
from a volume is proportional to  
the charge inside – Gauss’ law”*

...

Ho conosciuto tanti amici a Bologna. Vorrei dire un sincero grazie a Matteo e Mirko, coinquilini fantastici per quasi 4 anni indimenticabili e compagni di studio per tanti sudati esami; Alessio, primo e fidato amico bolognese; Silvia, la Tigre e Pippo! come dimenticarli!! Agnese, Elena, Sara (con e senza “h”).

Magda: amica, sorella, confidente... ti voglio bene, sinceramente. Ovunque andrai, con chiunque sarai divertiti e sappi che qualcuno ti tiene nei suoi pensieri, ma ricorda sempre:

“W REMIDDI! W TURRINI!”

Qua sembra concludersi una parte lunga ed intensa della mia vita, è come se ne fosse cominciata un’altra trasferendomi nella *Ridente Brianza*.

Ciao e grazie “forestali” per i momenti che abbiamo passato assieme. Gio “il nonno” Giachetti: una delle pe~rsone pi~u buone e disponibili che abbia mai conosciuto; Paolino “cosino” Soleri: la Pro, Castellanza, le birre, i coriandoli... tutto questo con Masterdam; la bella e sensuale Giorgie: con lo sguardo spudorato e dei capelli riccioluti troppo belli; la Debbie “Muskius”: dal *sangue calabrese*; L. Nava (Luigi??) e la sua vena pulsante; Lo Zoni: basta uno sguardo e gi~a sai che sta pensando alla stessa battuta zozza che ti era venuta in mente; Marco “pasticcino” Nardini, Dado&Angela, Daniela, Riccardo, la Lucionzola (piccolina e carinissima) dal lontano Cile! Pronto Vodafone sono Marta, in cosa posso esserle utile? Pg e l’allegra brigata di amici che mi ha fatto conoscere. Daniele Malesani, Paolo D’Avanzo, Monica Rainer, Tim. Bastaaaaa siete troppiiii, AAAAHHHHH!!! e sicuramente mancher~a qualcuno :-)

Ancora un pensiero per la Giulietta: silenziosa compagna in ufficio, romantica (burp) nei weekend, complice nel cibo. Sempre rilassata e tranquilla, mai tesa... ma va tutto bene, va tutto per il meglio! (PS: salutami tanto Don Mich~ele e Donna Ègle)

Un ringraziamento particolare ~e dedicato al prof. Palumbo ed al gruppo di lavoro con il quale ho passato questi mesi: Giovanni (ma stai dimagrendo oppure no?), Oberto Citterio, lo “zio” Daniele (mio mentore), Dervis e Kov (prima la “k” e poi la “ov”, yoh! yoh!), Franco, Mauro, Renzo e l’ultimo arrivato Carlito.

Sono grato alla Fondazione CARIPL0 per aver sostenuto parte del lavoro di Tesi qui presentato e svolto presso l’Osservatorio Astronomico di Brera.

Un saluto ed un grazie a Gisela Hartner, Wolfgang Burkert e Freyberg Michael: il team che mi ha assistito ed aiutato per le misure di un’ottica X durante la missione alla facility PANTER.

*In ultimo grazie lo devo dire a Luisa, mia dolce compagna per oltre due anni durante i quali siamo cresciuti assieme condividendo tante gioie ed alcuni dolori. Se sono arrivato alla fine, molto lo devo a te ed alla fiducia che mi hai sempre dimostrato anche quando io non ne avevo in me. Grazie di cuore.*