

SLOVENSKA VEČNAMENSKA RENTGENSKA ŽARKOVNA LINIJA PRI SINHROTRONU ELETTRA - Idejni načrt

Iztok Arčon, Fakulteta za znanosti o okolju, P.P. 301, Vipavska 13, 5001 Nova Gorica, Institut "Jožef Stefan", Jamova 39, P.P. 3000, 1001 Ljubljana

Slovenian multipurpose X-ray beamline at synchrotrone ELETTRA

ABSTRACT

Conceptual design for a multipurpose x-ray beamline at synchrotrone ELETTRA in Trieste is presented. Proposed beamline would cover most of the experimental needs of Slovenian research groups for synchrotron radiation.

POVZETEK

V članku je predstavljen idejni načrt za večnamensko rentgensko žarkovno linijo pri sinhrotronu ELETTRA v Trstu, s katero bi Slovenija pokrila veliko večino potreb slovenskih raziskovalnih skupin po sinhrotronski svetlobi.

1 UVOD

V Bazovici pri Trstu je pred štirimi leti začel delovati sinhrotron ELETTRA, ki je v svetu najsvetlejši izvir ultravijolične in mehke rentgenske svetlobe. Na njem trenutno deluje osem žarkovnih linij /1/, ki omogočajo veliko število vrhunskih osnovnih, aplikativnih ter industrijsko usmerjenih raziskav s sinhrotronsko svetlobo. Šest linij uporablja UV-svetlobo za visoko specializirane raziskave na področju trdne snovi, materialov, tankih plasti, površin ter grušč in molekul v plinih. Preostali dve žarkovni liniji izkoriščata rentgensko svetlobo iz sinhrotronskega izvira. Linija za rentgensko difrakcijo je specializirana za raziskave v kristalografiji makromolekul, medtem ko je linija za sipanje rentgenske svetlobe pod majhnimi koti namenjena raziskavam polimerov, tekočih kristalov, gelov in drugih amorfni materialov. V sklepnih fazi izgradnje je rentgenska linija za radiološko diagnostiko za medicinske namene. Na sinhrotronu je prostora še za prek trideset žarkovnih linij. Zaenkrat je pripravljenih nekaj idejnih načrtov za bodoče linije, večina prostih mest pa še nima predvidene uporabe.

Raziskovalni center pri sinhrotronu ELETTRA je odprt za mednarodna sodelovanja in pomeni zaradi svoje bližine za slovenske raziskovalne ustanove in industrijo še dodaten izziv za izrabo enkratnih raziskovalnih možnosti, ki jih ti laboratoriji nudijo. Doslej je bilo sodelovanje slovenskih raziskovalcev pri ELETTRI skromno. Eden izmed pomembnejših razlogov za to je visoko specializirana in specifična ponudba obstoječih eksperimentalnih postaj, ki se slabo pokriva s potrebami slovenskih uporabnikov po sinhrotronski svetlobi.

Kakšne so te potrebe, pove anketa /2/, ki je bila izvedena v širokem krogu potencialnih uporabnikov sinhrotronske svetlobe v Sloveniji. V anketi je bilo zajetih prek petdeset raziskovalnih skupin iz različnih slovenskih raziskovalnih inštitutov in industrije. Vključeni so bili tisti, ki sinhrotronsko svetlobo že izkoriščajo pri različnih sinhrotronskih laboratorijih v svetu (HASYLAB v Hamburgu, LURE v Parizu, Daresbury ...), in tudi potencialni uporabniki, ki še nimajo izkušenj s sinhrotronsko svetlobo, bi jo pa lahko pri svojih raziskavah

učinkovito izrabljali. Spekter možnih uporab je zelo velik, saj pokriva osnovne in aplikativne raziskave na področjih, kot so na primer: materiali, tanke plasti, atomska fizika, fizika snovi, nekatera področja v kemiji, biokemiji, farmakologiji, ekologiji, medicini ... Rezultati ankete kažejo, da prevladuje uporaba naslednjih eksperimentalnih tehnik:

- rentgenska absorpcijska spektroskopija (XAS, EXAFS, XANES) (75% anketiranih),
- rentgenska fluorescenčna spektroskopija (XRF, fluorescenčni EXAFS, totalni odboj rentgenske svetlobe) (50% anketiranih),
- elektronska spektroskopija z UV- in rentgensko svetlobo (XPS, SEXAFS) (25% anketiranih),
- rentgenska difrakcija (30% anketiranih),
- sipanje rentgenskih žarkov pod majhnimi koti (SAXS) (15% anketiranih).

Velik delež uporabnikov je izrazil potrebo po kombinirani uporabi dveh ali več eksperimentalnih tehnik.

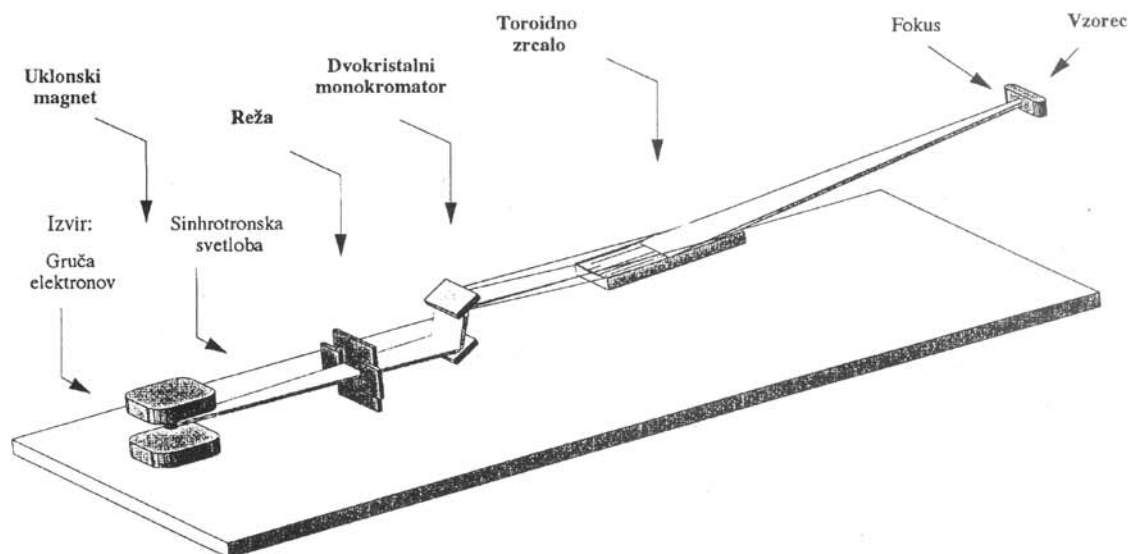
Anketa je pokazala, da velika večina potencialnih uporabnikov sinhrotronske svetlobe v Sloveniji potrebuje pri svojem delu rentgenske merilne tehnike, ki jih zaenkrat na obstoječih eksperimentalnih postajah pri sinhrotronu ELETTRA ni na razpolago. Dobljeni podatki torej kažejo, da bi slovenski uporabniki najbolj učinkovito izkoristili možnosti, ki jih nudi sinhrotron ELETTRA tako, da bi pri njem postavili lastno žarkovno linijo.

V tem članku je predstavljen idejni načrt za večnamensko visokoločljivo rentgensko žarkovno linijo, ki bi pokrila večino potreb slovenskih raziskovalnih skupin po sinhrotronski svetlobi. Predlagana linija ne podvaja že obstoječih eksperimentalnih postaj, ampak je projektirana za eksperimente, ki jih doslej pri sinhrotronu ELETTRA še ni mogoče izvajati. Načrtovana je tako, da zadošča visokim tehnološkim standardom, ki veljajo za vse žarkovne linije pri sinhrotronu ELETTRA. Upoštevane so tehnične rešitve, ki so tudi cenovno najbolj sprejemljive. Predlagani idejni načrt /3,4/ je odobril Program Advisory Committee pri sinhrotronu ELETTRA.

1.1 Osnovne karakteristike žarkovne linije

Žarkovna linija povezuje izvir sinhrotronske svetlobe z eksperimentalno postajo. Pri tem mora poskrbeti ne le za transport žarka v vakuumu od izvira do eksperimenta, temveč tudi za monokromatizacijo in fokusacijo svetlobe za potrebe eksperimentov. Vse optične komponente v žarkovni liniji morajo biti optimizirane, da se svetlost izvira pri transportu, disperziji in fokusaciji žarka čim bolj ohranja.

Pri načrtovanju žarkovne linije je pomembno vnaprej vedeti, kakšne lastnosti žarka želimo imeti pri meritvah na mestu vzorca. Univerzalne žarkovne linije, ki bi hkrati zadostila različnim potrebam vseh možnih upo-



Slika 1. Večnamenska rentgenska žarkovna linija: shema

rabnikov, ni mogoče postaviti. Že takoj na začetku se moramo odločiti, ali bomo uporabljali rentgensko ali UV-svetlobo iz sinhrotronskega izvira, kajti optične komponente za UV-svetlobo niso uporabne za rentgensko in obratno. Posamezne optične komponente morajo biti optimizirane za eksperimentalne tehnike, ki bi jih radi izvajali na žarkovni liniji. Zahtevane karakteristike žarka (gostota svetlobnega toka, divergenca, energijska ločljivost, presek) se pri posameznih tehnikah lahko bistveno razlikujejo, zato je včasih nujno najti kompromisne rešitve. Idejni načrt za predlagano žarkovno linijo je bil izdelan na podlagi zahtev slovenskih uporabnikov, zbranih v anketi.

Shematični prikaz žarkovne linije je prikazan na sliki 1. Izvir sinhrotronske svetlobe je uklonski magnet. Spekter svetlobe iz izvira je zvezen. Z dvokristalnim monokromatorjem izberemo iz zveznega spektra svetlobo z eno samo valovno dolžino. Monokromator omogoča enostavno in hitro nastavitve valovne dolžine izhodne svetlobe v intervalu od 0,6 nm do 0,1 nm, oziroma energije fotonov v izhodnem curku od 2 keV do 12 keV. Z izmenično uporabo treh parov silicijevih kristalov (Si(111), Si(311) in Si(331)) je mogoče doseči energijsko ločljivost $\Delta E/E \sim 3 \times 10^{-4}$ na celotnem energijskem intervalu. Višjo energijsko ločljivost lahko dosežemo z omejevanjem vertikalne divergenca žarka z režami, postavljenimi pred monokromatorska kristala. V žarkovno linijo je vgrajeno z zlatom prevlečeno toroidno zrcalo, ki fokusira rentgenski žarek (v horizontalni in vertikalni ravnini) na mesto vzorca. Na ta način dosežemo na vzorcu maksimalno gostoto svetlobnega toka.

Osnovne karakteristike žarka, ki jih zagotavlja žarkovna linija, so:

- enobarvna svetloba, nastavljiva na energijskem intervalu od 2 keV to 12 keV (oziroma v razponu valovnih dolžin od 0,6 nm do 0,1 nm),
- energijska ločljivost, manjša od naravne širine atomskih stanj z vrzeljo v lupinah K pri atomih z vrstnim številom $Z > 14$ ($\Gamma_K/E_K \geq 2 \cdot 10^{-4}$) oziroma v podlupi-

nah L pri elementih z vrstnim številom $Z > 14$ ($\Gamma_L/E_L \geq 5 \cdot 10^{-4}$),

- fokusacija žarka na mesto vzorca; predvideni presek žarka v fokusu $\leq 1 \text{ mm}^2$,
- visok svetlobni tok na vzorcu: $\sim 10^{11}$ fotonov/s v celotnem energijskem intervalu,
- stabilna lega žarka na vzorcu,
- vertikalna divergenca žarka manjša od 0,35 mrad,
- horizontalna divergenca žarka manjša od 4 mrad.

Eksperimentalna postaja na koncu žarkovne linije predvideva tri različne eksperimentalne komore: za absorpcijsko, fluorescenčno in fotoelektronsko spektroskopijo. Posamezne eksperimentalne tehnike je mogoče uporabljati izmenoma ali v kombinaciji po dve hkrati. Eksperimentalna postaja je načrtovana tako, da omogoča uporabnikom dostop do žarka tudi z lastno eksperimentalno opremo.

2 IZVIR SVETLOBE - UKLONSKI MAGNET

Izvir sinhrotronske svetlobe so visokoenergijski elektroni, ki krožijo v shranjevalnem obroču. Elektroni v obroču niso porazdeljeni zvezno, ampak so združeni v pakete. Sinhrotronska svetloba se izseva, ko se tak paket elektronov giblje po magnetnem polju [5,6]. Nabiti delci v homogenem magnetnem polju potujejo po krožni trajektoriji, gibljejo se torej pospešeno in zato sevajo. Zaradi zelo visokih energij elektronov (2 GeV) pridejo do izraza relativistični efekti, ki povzročijo, da se tako rekoč vsa sinhrotronska svetloba izseva v ozek konus v smeri gibanja elektronov. Spekter sinhrotronske svetlobe je zvezen. Razteza se prek celotnega ultravijoličnega na rentgensko področje.

V shranjevalnem obroču ELETTRA [7] je vgrajenih 24 uklonskih magnetov (dipolnih magnetov s homogenim magnetnim poljem), ki primarno skrbijo za to, da se elektroni gibljejo po predpisani krožni poti. Vsak odkloni elektronski žarek za 15° . Uklonski magneti so hkrati tudi izviri sinhrotronske svetlobe.

Na ravnih odsekih med posameznimi uklonskimi magneti so pri ELETTRI vgrajene posebne magnetne strukture - viglerji in undulatorji /8/, ki jih uporabljajo zgolj kot izvire sinhrotronske svetlobe. Ti specializirani izviri presegajo po svetlosti uklonske magnetne za nekaj velikostnih redov.

Žarkovna linija uporablja uklonski magnet kot izvir sinhrotronske svetlobe. Vzrok za tako izbiro je praktične narave. Pri predvidenih eksperimentih potrebujemo rentgensko svetlobo. Undulatorji pri ELETTRI so konstruirani kot izviri ultravijolične svetlobe, edini vgrajeni vigler, ki je sicer zelo svetel izvir rentgenske svetlobe, pa je že zaseden z dvema drugima žarkovnimi linijama.

Tabela 1. Gostota magnetnega polja (B), krivinski radij (R) elektronske trajektorije in nominalne velikosti (σ_x , σ_y) in divergence (σ'_x , σ'_y) elektronskega žarka na mestu izvira sinhrotronske svetlobe v uklonskem magnetu so podani za energije elektronov v shranjevalnem obroču $E = 1,5$ GeV oziroma $2,0$ GeV. (Prostorska in kotna porazdelitev elektronov v posameznem paketu je približno Gaussova, zato za dimenzije navajamo kar standardno deviacijo σ .)

E (GeV)	B_0 (T)	R (m)	σ_x (μm)	σ_y (μm)	σ'_x (μrad)	σ'_y (μrad)
1,5	0,891	5,5	75	20	184	5
2,0-	1,212	5,5	100	27	248	7

Nekatere bistvene karakteristike uklonskega magneta /9/ so zbrane v Tabeli 1. V tabeli 2 so navedene glavne lastnosti sinhrotronske svetlobe iz uklonskega magneta.

Celotni izsevani svetlobni tok iz uklonskega magneta je odvisen od energije elektronov v obroču E, števila elektronov oziroma toka I elektronov in od gostote magnetnega polja B v uklonskem magnetu /5/:

$$P[\text{kW}] = 26,6 \cdot E^3[\text{GeV}] \cdot B[\text{T}] \cdot I[\text{A}]$$

Spekter izsevane svetlobe karakterizira kritična energija izsevanih fotonov (ϵ_c), ki razdeli spekter izsevane moči na dva enaka dela. Spekter se premakne k višjim energijam pri višjih energijah elektronov ter pri manjših krivinskih radijih R v magnetnem polju, torej pri višjih magnetnih poljih:

$$\epsilon_c[\text{eV}] = 2218 \frac{E^3[\text{GeV}]}{R[\text{m}]}$$

V tabeli 3 so podane velikosti in divergence izvira sinhrotronske svetlobe v uklonskem magnetu /9/. Velikosti Σ_x in Σ_y so v dobrem približku kar enake dimenzijam elektronskega žarka. Vertikalno divergenco izvira Σ'_y dobimo s konvolucijo vertikalne diver-

Tabela 2. Parametri uklonskega magneta /9/ kot izvira sinhrotronske svetlobe za energije elektronov $1,5$ GeV oziroma $2,0$ GeV in pri toku 400 mA: kritična energija ϵ_c , ustrezna kritična valovna dolžina λ_c , celotna izsevana moč P ter svetlobni tok na enoto horizontalnega kota (P') oziroma na enoto prostorskega kota (P'')

E (GeV)	ϵ_c (keV)	λ_c (nm)	P (kW)	P' (W/mrad)	P'' (W/mrad ²)
1,4	1,4	0,91	32	5,2	10,0
2,0	3,2	0,32	103	16,4	42,0

gence elektronskega žarka σ'_y in vertikalnega razpona kotov, v katerega seva posamezen elektron (σ'_R):

$$\Sigma'_y = \sqrt{\sigma'^2_y + \sigma'^2_R}$$

pri čemer upoštevamo, da je kotna porazdelitev sinhrotronske svetlobe, ki jo izseva posamezen elektron, približno Gaussova s standardno deviacijo /5/:

$$\sigma_R[\text{mrad}] = \frac{556}{\gamma} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon} \right)^{0,425}$$

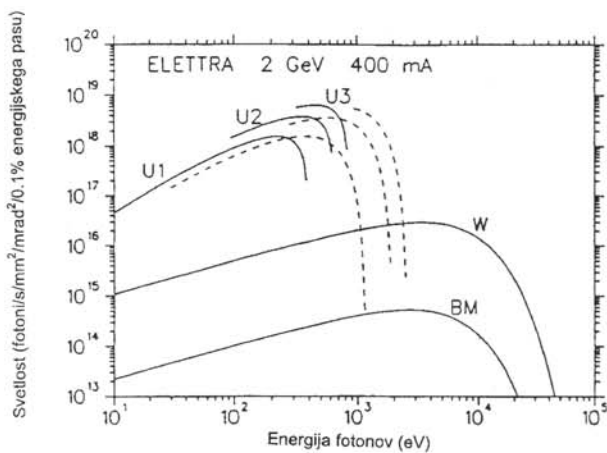
Horizontalna divergenca Σ'_x izsevane svetlobe je bistveno večja od vertikalne zaradi ukrivljene trajektorije elektronov v horizontalni ravnini. V uklonskem magnetu potujejo elektroni po krožnem loku v razponu 15° . Na celotni poti sevajo v smeri tangente na krožnico. Izsevani svetlobni tok na enoto horizontalnega kota je konstanten. Izhodno okno za sinhrotronsko svetlobo iz uklonskega magneta zajame svetlobo v razponu 65 mrad. Svetlobni snop je razdeljen na tri veje, tako da je iz enega uklonskega magneta mogoče napajati tri žarkovne linije. Vsaka veja zajame 7 mrad horizontalne divergence.

Tabela 3. Velikost (Σ_x , Σ_y) in divergence (Σ'_x , Σ'_y) svetlobnega izvira v uklonskem magnetu pri energiji elektronov $1,5$ GeV oziroma $2,0$ GeV. (Ploskovna in kotna porazdelitev fotonov po preseku žarka je približno Gaussova, zato za dimenzije navajamo standardno deviacijo σ , kot pri elektronskem žarku.)

E (GeV)	Σ_x (μm)	Σ_y (μm)	Σ'_x (μrad)	Σ'_y (μrad)
1,5	192	20	7000	171
2,0	203	27	7000	172

Spekter svetlosti sinhrotronske svetlobe iz uklonskega magneta pri ELETTRI je prikazan na sliki 2. Za primerjavo so podane tudi svetlosti posebnih izvirov sinhro-

tronske svetlobe (vigler, undulator) pri istem sinhrotronu.



Slika 2. Spektralna svetlost različnih izvirov pri ELETTRI pri energiji elektronov 2 GeV. BM - uklonski magnet; W - vigler; U - undulator

3 ŽARKOVNA LINIJA

Sinhrotronska svetloba je speljana po žarkovni liniji od izvira do eksperimentalne postaje. Žarkovno linijo lahko razdelimo na šest odsekov: Žarkovni izhod (front end), filter, monokromator, zrcalo in eksperimentalno komoro. Posamezni odseki so med sabo ločeni z elektropnevmatskimi ventili, tako da jih lahko s stališča vakuuma obravnavamo ločeno. Podroben opis posameznih odsekov je podan v nadaljevanju. Shema žarkovne linije je prikazana na slikah 3a-c. Seznam vseh komponent je podan v tabeli 4.

3.1 Žarkovni izhod

Prvi odsek žarkovne linije, ki je v uklonskem magnetu povezan s shranjevalnim obročem in se sklene na zunanji strani zaščitnega zidu pospeševalnika, imenujemo žarkovni izhod. Vanj je vgrajenih več komponent, ki skrbijo za zaščito osebja pred sevanjem ter za zaščito ultravisokega vakuuma v shranjevalnem obroču pred morebitnim vdorom zraka. Glavne funkcije svetlobnega izhoda so:

Tabela 4. Seznam komponent žarkovne linije in njihovih dolžin

št.	KOMPONENTA SVETLOBNEGA IZHODA	L (mm)
F1	Vakuumska cev NW 150	2000
F1a	Vakuumski senzor	
F2	Elektropnevmatski ventil	97,5
F3	Vakuumska cev NW150/nW200	300

F4	Meh CF200 CF200/250	275
F5	Komora svetlobnega zaklopa nW250	500
F5a	NEG	
F5b	Ionska črpalka	
F5c	Vakuumski senzor	
F5d	Pirani vakuummeter	
F5e	Ventil za predčrpavanje	
F6	Razdelilnik žarka NW250/2 NW38	160
	BMFE3	9333
F7	Meh CF45	90
F8	Ventil VAT 48 CF-F DN40	72
F9	Vakuumska cev NW38	150
F10	Hitri vakuum. ventil VAT 77 DN 40	80
F11	Vakuumska cev NW38/NW63	120
F12	Vakuumska cev NW63	800
F13	Meh NW63	120
F14	Absorber žarkov gama NW63	315
F15	Vakuumska komora NW63	315
F15a	Ionska črpalka	
F15b	Vakuumski senzor	
F15c	Pirani vakuummeter	
F15d	Ventil za predčrpavanje	
F16	Ventil VAT 48 CF-F DN63	75
F17	Meh CF63	120
F18	Vakuumska cev NW63/NW100	850
F19	Vakuumska cev NW100	1225
F20	Meh CF100	120
F21	Vakuumska cev NW100	3111
F22	Meh CF100	120
F23	Vakuumska komora	330
F23a	Ionska črpalka	
F23b	Vakuumski senzor	
F23c	Pirani vakuummeter	
F23d	Ventil za predčrpavanje	
F23e	Hitri vakuumski senzor	
F23f	Analizator preostalih plinov	
F24	Ventil VAT 48 CF-F DN 100	85
	CELOTNA DOLŽINA (od izvira)	1143 0,5

št.	KOMPONENTE ŽARKOVNE LINIJE	L(mm)
1	Meh CF 100	125
2	Vodno hlajene nepremične reže	500
2a	ionska črpalka	
2b	NEG	
2c	Vakuumski senzor	
2d	Pirani Penning vakuummeter	
3	Komora za grafitni filter	500
3a	ionska črpalka	
3b	NEG	
3c	Ventil za predčrpavanje	
4	Berilijevo okno	85
5	Merilnik položaja žarka	350
6	Meh CF 100	125
7	Elektropnevmatski ventil (viton)	85
8	Vakuumska cev CF 100	1174,5
9	Meh CF 100	125
10	Vodno hlajene nastavljive reže	500
10a	ionska črpalka	
11	Komora za monokromator	10000
11a	ionska črpalka	
11b	Vakuumski senzor	
11c	Pirani Penning vakuummeter	
11d	Ventil za predčrpavanje	
12	Merilnik svetlobnega toka	100
13	Meh CF 100	125
14	Elektropnevmatski ventil (viton)	85
15	Vakuumska cev CF 100	1065
16	Meh CF 100	125
17	Komora za zrcalo (z zrcalom)	2000
17a	ionska črpalka	
17b	Vakuumski senzor	
17c	Pirani Penning vakuummeter	
17d	Ventil za predčrpavanje	
18	Reže	500
19	Meh Cf 100	125
20	Elektropnevmatski ventil (viton)	85
21	Svetlobni zaklop	300
21a	ionska črpalka	
21b	Vakuumski senzor	

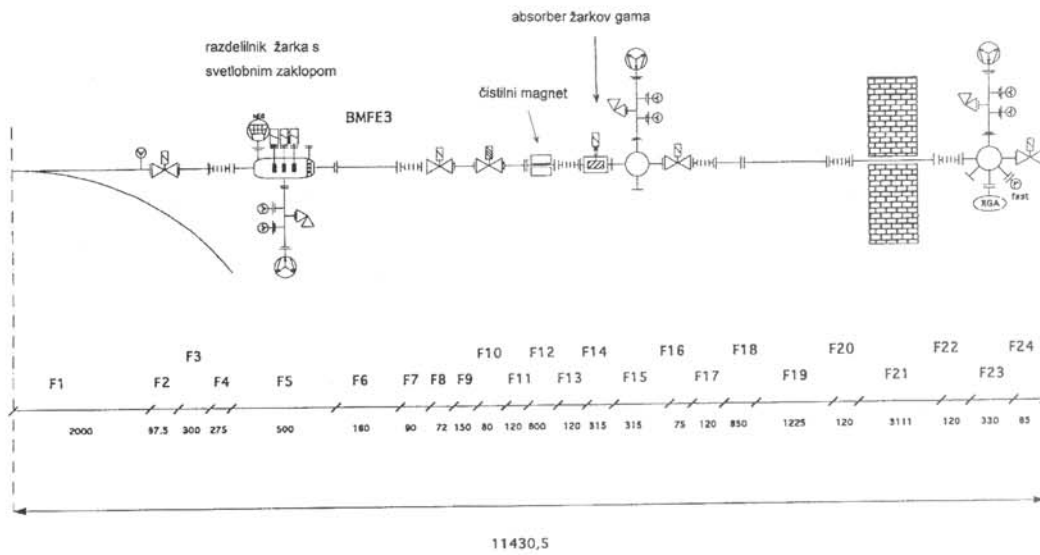
21c	Pirani Penning vakuummeter	
21d	Ventil za predčrpavanje	
22	Meh CF 100	125
23	Vakuumska cev CF 100	11900
24	Reže	500
24a	ionska črpalka	
24b	Vakuumski senzor	
24c	Pirani Penning vakuummeter	
24d	Ventil za predčrpavanje	
25	Kaptonsko okno	85
26	Meh CF 100	125
27	Elektropnevmatski ventil (viton)	85
28	Meh CF 100	125
29	Vakuumska cev CF 100	3000
30	Merilnik svetlobnega toka	100
31	Elektropnevmatski ventil (viton)	85
32	Eksperimentalna komora	1000
32a	ionska črpalka	
32b	Vakuumski senzor	
32c	Pirani Penning vakuummeter	
32d	Ventil za predčrpavanje	
33	Merilnik svetlobnega toka	200
	DOLŽINA (od svetlobnega izhoda)	25709,5
	CELOTNA DOLŽINA (izvir-fokus)	37140,0

- oblikovanje žarka,
- absorpcija sinhrotronske svetlobe in zavornega sevanja iz shranjevalnega obroča, ko žarkovna linija ne deluje,
- merjenje in vzdrževanje ultravisokega vakuuma.

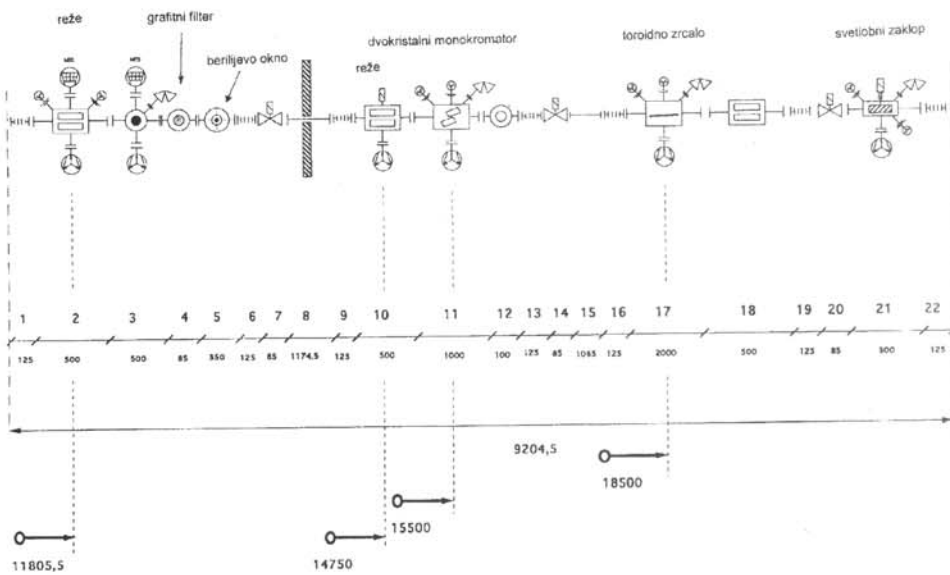
Žarkovni izhodi na uklonskih magnetih ELETRE so standardizirani. Načrti zanje so že izdelani. Postavlja jih sama družba Sincrotrone Trieste, ki je tudi zgradila pospeševalnik. Predlagana žarkovna linija bo uporabljala žarkovni izhod BMFE3, opisan v referenci 10. Nobenih sprememb v konstrukciji ni predvidenih za potrebe linije.

Shematični prikaz žarkovnega izhoda z dolžinami posameznih komponent je prikazan na sliki 3a. Najpomembnejše komponente so opisane v nadaljevanju.

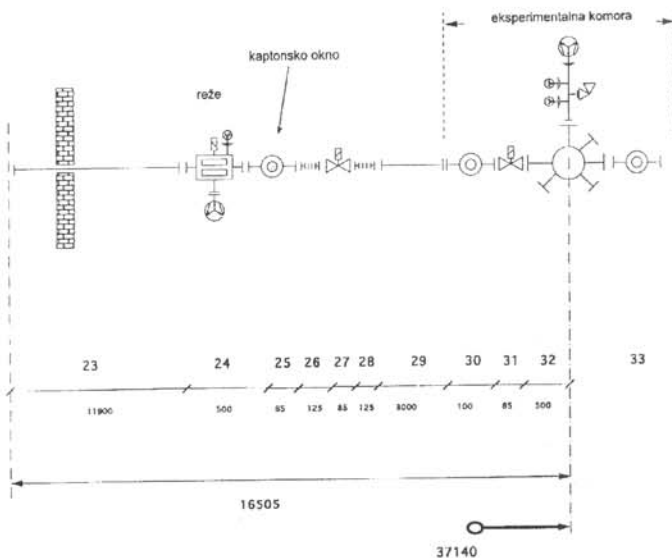
Razdelilnik žarka (F6) razdeli snop sinhrotronske svetlobe v vodoravni ravnini (ravnini pospeševalnika) v tri veje. Od celotnega kotnega razpona v vodoravni



Slika 3a. Shematični načrt svetlobnega izhoda: veja BMFE3



Slika 3b. Shematični načrt osrednjega dela žarkovne linije



Slika 3c. Shematični načrt zadnjega dela žarkovne linije: eksperimentalna postaja

ravnini (65 mrad), ki je na razpolago za zajemanje svetlobe iz uklonskega magneteta, vsaka od treh vej 7 mrad. Na ta način lahko isti izvir oskrbuje hkrati tri žarkovne linije.

Za oblikovanje žarka je uporabljena vodno hlajena bakrena membrana, ki je vgrajena v komoro svetlobnega zaklopa (F5) na razdalji 3052,5 mm od izvira. V membrani so tri krožne izvrtine premera 21 mm, razmaknjene 88,5 mm. Osi obeh stranskih žarkov (prepuščenih skozi stranski odprtini) oklepata kot 29,0 mrad (1,662°) z osjo centralnega žarka. Divergenca žarka v posamezni veji je 7 mrad v horizontalni in 7 mrad v vertikalni ravnini.

Žarkovna linija uporablja tretjo vejo BMFE3. Celotna dolžina veje je 9333 mm. Konec veje je od izvira oddaljen 11430,5 mm. Najpomembnejše komponente so:

Svetlobni zaklop (F5): Vodno hlajeni svetlobni zaklop zapira vhod v posamezno vejo svetlobnega izhoda. Vsaka veja ima svoj zaklop, ki je postavljen pred odprtino membrane. Ko je zaklop zaprt, ščiti ostale komponente (ventile, absorber ..) pred pregrevanjem zaradi velike gostote svetlobnega toka sinhrotronske svetlobe. Zaklop je hlajen tako, da vzdrži gostoto vpadnega svetlobnega toka do 8 W/mm². Vakuumska črpalka NEG (F5 a) poskrbi za izčrpavanje relativno velike količine desorbiranih plinov, ki se pojavijo v komori, ko je zaklop postavljen v žarek.

Elektropnevmatski ventili (F2, F8, F16, F24) ločujejo posamezne dele svetlobnega izhoda. Vsak del je opremljen z ionsko vakuumsko črpalko in merilniki tlaka za vzdrževanje oziroma kontrolo vakuumu ter z ventilom za predčrpavanje.

Hitri ventil (F10) ščiti shranjevalni obroč pred nenadnim vdorom zraka. Proži ga hitri vakuumski senzor (F23 e). Ventil se zapre v prej kot 10 ms. Čeprav tak ventil ne tesni zanesljivo, lahko zaradi velike impedance zadrži pretok plinov, dokler se avtomatično ne zapro elektropnevmatski ventili (v približno 1 s).

Čistilni magnet je trajni magnet, ki iz žarkovne linije odklanja morebitne visokoenergijske elektrone iz obroča.

Absorber žarkov gama (F14) vsebuje masiven blok iz volframa, s katerim je mogoče zasloniti žarkovno linijo. Namenjen je predvsem zaščiti oseba pred žarki gama, ki so posledica zavornega sevanja visokoenergijskih elektronov v obroču.

Vakuumska komora (F23) na koncu svetlobnega izhoda je namenjena kontroli vakuumu.

3.2 Filter

Drugi odsek se začne in konča z elektropnevmatskim ventilom ((F24), (7)) in vsebuje naslednje komponente:

Nepremične reže (2) definirajo maksimalne dimenzije žarka v horizontalni in vertikalni ravnini. Sestavljene so iz štirih vodno hlajenih nepremičnih plošč, ki odrežejo tisti del žarka, ki ga zrcalo ne more fokusirati. Na ta način zaščitimo nadaljnje komponente žarkovne linije pred nepotrebnim dodatnim pregrevanjem. Razmik plošč v horizontalni smeri je 47,2 mm, v vertikalni pa 4

mm. S tem je omejena maksimalna horizontalna divergenca žarka na 4,0 mrad, vertikalna pa na 0,344 mrad.

Grafitni filter (3) dodatno ščiti komponente žarkovne linije pred pregrevanjem zaradi sinhrotronskega sevanja. Z njim izrežemo iz zveznega spektra sinhrotronske svetlobe fotone z energijo, manjšo od 2 keV, ki jih po rentgenski žarkovni liniji ne moremo prenašati. Absorbirana gostota svetlobnega toka v filtru optimalne debeline 5 μm je 0,1 W/mm², zato mora biti filter ustrezno hlajen.

Berilijevo okno (4) ločuje preostali del žarkovne linije od ultravisokega vakuumu v shranjevalnem obroču (10⁻¹⁰ mbar). Za vse nadaljnje komponente zadostuje, da vzdržujejo vakuum reda velikosti 10⁻⁶ mbar, kar bistveno olajša in poceni konstrukcijo optičnih komponent. Predvidena je vgradnja 50 mikrometrski vodno hlajene berilijeve folije.

Merilnik položaja žarka (5) kontrolira položaj žarka pred vstopom v monokromator.

3.3 Monokromator

Odsek zapirata vakuumska ventila (7) in (14). Glavni elementi v tem odseku:

Premične reže (10) so sestavljene iz štirih vodno hlajenih plošč. Dve omejujeta vertikalno divergenco žarka. Njunjo medsebojno razdaljo je mogoče nastaviti z natančnostjo 0,01 mm v intervalu od 0 do 5,0 mm (vertikalna divergenca žarka od 0 do 0,344 mrad), preko računalniško vodenega kontrolnega sistema. Preostali dve plošči omejujeta horizontalno divergenco. Razmik je nastavljen preko istega kontrolnega sistema v razponu od 0 do 60,0 mm (horizontalna divergenca od 0 do 4 mrad) z natančnostjo 0,05 mm. Od nastavitve divergence žarka (predvsem vertikalne) je odvisna energijska ločljivost monokromatorja.

Komora za monokromator (11) vsebuje dvokristalni monokromator s konstantnim vertikalnim zamikom žarka. Predvidena je izmenična uporaba treh različnih kristalnih parov Si (111), Si(311) in Si(331) v paralelni postavitvi. Izbiro kristalov pogojujejo zahteve konkretnega eksperimenta po energijskem območju in energijski ločljivosti, zato mora komora omogočati enostaven in hiter dostop do monokromatorja ob zamenjavi kristalov.

Prvi kristal v monokromatorju je potrebno učinkovito hladiti, v nasprotnem primeru se kristal segreva in deformira zaradi velike absorpcije vpadne svetlobe. V komoro je vgrajen pretočni sistem za vodno hlajenje kristala.

Merilnik svetlobnega toka (12) meri intenziteto izhodnega curka iz monokromatorja. Signal je povezan po povratni zanki s piezoelektričnimi translatorji, ki uravnavajo položaj kristalov tako, da je svetlobni tok na izhodu monokromatorja konstanten.

3.4 Zrcalo

Odsek z zrcalom zapirata ventila (14) in (20).

Komora za zrcalo (17) vsebuje z zlatom prevlečeno toroidno zrcalo (1000 mm dolgo in 70 mm široko) ter računalniško precizno vodeno mehaniko za pozicioniranje zrcala.

Reže (18) na izhodu iz komore za zrcalo zmanjšujejo delež nekoherentno sipane svetlobe na zrcalu.

3.5 Svetlobni zaklop

Odsek se začne in konča z elektropnevmatskim ventilom (20) oziroma (27).

Svetlobni zaklop (21) je najpomembnejši element v odseku. Namenjen je zaščititi osebjia pred sinhrotronskim sevanjem. Ko je zaklop zaprt, je možen vstop v eksperimentalno postajo na koncu žarkovne linije, ne da bi zaprli svetlobni zaklop (F5) in absorber žarkov gama (F14) v žarkovnem izhodu.

Svetlobnega zaklopa ni potrebno hladiti, ker zaustavlja monokromatiziran curek svetlobe z relativno majhno gostoto svetlobnega toka.

Reže (24) so namenjene natančni definiciji žarka na mestu vzorca.

Kaptonsko okno (25) ločuje vakuum v žarkovni liniji od vakuuma v eksperimentalni komori. Namen okna je preprečevanje onesnaženja žarkovne linije in optičnih komponent z morebitnimi parami iz vzorcev, ki jih bodo uporabniki vnašali v eksperimentalno komoro. Da bi se izognili nezaželeni absorpciji v oknu, je predvidena uporaba čim tanjše kaptonske folije (10 μm). Zaradi radiacijskih poškodb ima kaptonsko okno omejeno trajnost. Morebitno puščanje okna meri vakuumski senzor (24 b). V primeru vdora zraka ali plinov iz eksperimentalne komore sproži detektor puščanja kontrolni sistem in zapre vse elektropnevmatske ventile v žarkovni liniji.

3.6 Eksperimentalna komora

Tri različne eksperimentalne komore so predvidene kot stalna oprema žarkovne linije: za absorpcijsko spektroskopijo (32), za fluorescenčno spektroskopijo in za fotoelektronsko spektroskopijo. Komore bo mogoče uporabljati izmenoma ali v kombinaciji, absorpcijsko hkrati z eno od preostalih dveh. Uporabniki bodo imeli tudi možnost dostopa do monokromatiziranega žarka direktno z lastno eksperimentalno opremo.

Na koncu žarkovne linije, pred eksperimentalno komoro, je predviden dodaten prostor (vakuumska cev (29)), ki bo omogočil uporabnikom večjo fleksibilnost pri konstrukciji lastnih eksperimentalnih komor za specifične potrebe posameznih eksperimentov.

4 DVOKRISTALNI MONOKROMATOR

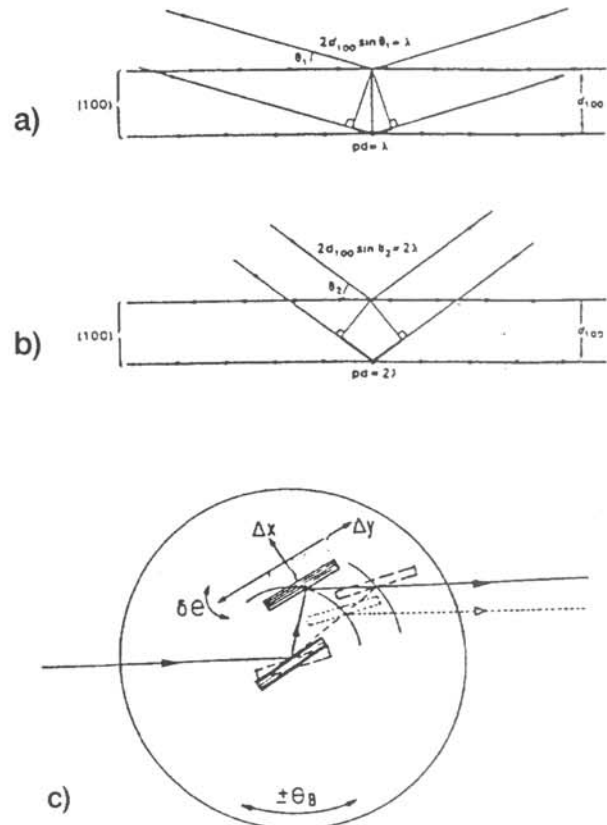
4.1 Energijska ločljivost

Oglejmo si najprej značilnosti enokristalnega monokromatorja za rentgensko svetlobo. Če na kristal vpadajo paralelni snop bele rentgenske svetlobe, dobimo v sipanem curku samo svetlobo z valovno dolžino λ, za katero je izpolnjen Braggov pogoj /11/:

$$n\lambda = 2d \sin(\theta) \quad (4.1)$$

Pri tem je d razmik kristalnih ravnin in θ Braggov kot (slika 4a). V izbrano smer se siplje tudi svetloba z valovno dolžino, ki je večkratnik osnovne (nλ) (slika

4b), vendar intenziteta sipane svetlobe z naraščajočimi redi izrazito pada. Pri nekaterih kristalnih mrežah so posamezni višji redi prepovedani. Tak primer je diamantna struktura, ki je značilna za čiste silicijeve in germanijeve kristale. Pri sipanju na kristalni ravnini (111) so prepovedani vsi sodni redi, kar je za monokromator zelo ugodno, saj se zmanjša nezaželen delež višjih redov v sipanem curku.



Slika 4. a) Braggov odboj v prvem redu je izpolnjen, ko je razlika poti (pd) žarkov, sipanih na sosednjih ravninah, enaka valovni dolžini λ. b) Braggov odboj v drugem redu: razlika poti je 2λ. c) Shema dvokristalnega monokromatorja. Konstantno višino izhodnega curka dosežemo s sinhronizirano translacijo (ΔX, ΔY) drugega kristala ob rotaciji θ_B obeh kristalov.

Energijsko ločljivost enokristalnega monokromatorja določajo trije prispevki /12/:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{intrin.}}^2 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{hor.}}^2 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{ver.}}^2} \quad (4.2)$$

- (ΔE/E)_{intr.} je lastna ločljivost kristala, ki jo dobimo, ko je vpadni snop svetlobe popolnoma paralelna,
- (ΔE/E)_{ver.} je energijska razmazanost sipanega curka, ki je posledica divergence vpadnega curka v ravnini sipanja,

- $(\Delta E/E)_{\text{hor}}$ je energijska razmazanost sipanega curka, zaradi divergencije vpadnega curka v ravnini, pravokotni na sipalno ravnino.

Upoštevajmo zvezo med valovno dolžino svetlobe in energijo fotonov:

$$\lambda = hc/E, \quad (4.3)$$

kjer je h Planckova konstanta, c pa hitrost svetlobe, in prepišimo Braggovo enačbo (4.1) v energijsko obliko:

$$E = n \frac{hc}{2d \sin(\theta)} \quad (4.4)$$

Z odvajanjem Braggove enačbe lahko izrazimo vsako od komponent v (4.2) z Braggovim kotom θ :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta \theta}{\tan(\theta)}. \quad (4.5)$$

Za horizontalno in vertikalno komponento lahko $\Delta \delta$ izrazimo z vertikalno in horizontalno divergenco vpadnega curka sinhrotronske svetlobe (Σ'_x , Σ'_y). Običajno postavimo rotacijsko os monokromatorskega kristala v horizontalno ravnino, torej v ravnino, v kateri krožijo elektroni v pospeševalniku, tako da se svetloba Braggovo siplje v navpični smeri. Tedaj velja, da je $\Delta \theta$ za vertikalno komponento kar enak vertikalni divergenci vpadnega curka:

$$\Delta \theta_{\text{ver.}} = \Sigma'_y \quad (4.6)$$

Za horizontalno komponento je ta zveza nekoliko bolj zapletena:

$$\Delta \theta_{\text{hor.}} = \Sigma'_x \frac{\tan(\theta)}{8} \quad (4.7)$$

Pove pa nam, za koliko se spremeni Braggov kot, če spremenimo smer vpadnega curka za $\pm \Sigma'_x$ v horizontalni ravnini.

Pri lastni energijski ločljivosti kristala je $\Delta \theta$ enak Darwinovi širini ω_D /11/ Braggovega odboja na izbrani kristalni ravnini.

Energijsko ločljivost enokristalnega monokromatorja tedaj lahko zapišemo:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\omega_D^2 \cot^2(\theta) + \Sigma_y'^2 \cot^2(\theta) + (\Sigma_x'^2/8)^2} \quad (4.8)$$

Kot vidimo, je mogoče doseči maksimalno ločljivost le pri velikih Braggovih kotih θ , to je pri nizkih energijah fotonov. Ločljivost na celotnem energijskem območju

lahko sicer izboljšamo, tako da postavimo pred monokromator reže, ki zmanjšajo divergenco vpadnega curka. Vendar pa to plačamo z zmanjšanjem svetlobnega toka.

Pri dvokristalnem monokromatorju s kristaloma v paralelni postavitvi je energijska ločljivost enaka kot pri enokristalnem. Prednost takega dvokristalnega monokromatorja je v tem, da je izhodni curek paralelen z vpadnim (slika 4c).

4.2 Monokromatorski kristali

Za monokromatorski kristal so bistvene naslednje lastnosti:

- primerna mrežna razdalja, ki omogoča izbiro energij na celotnem energijskem intervalu, ki nas zanima,
- visoka energijska ločljivost,
- visoka odbojnost,
- visoka odpornost na radiacijske poškodbe,
- visoka toplotna prevodnost in visoko tališče,
- nizek temperaturni koeficient raztezka,
- monokristali morajo biti dovolj veliki.

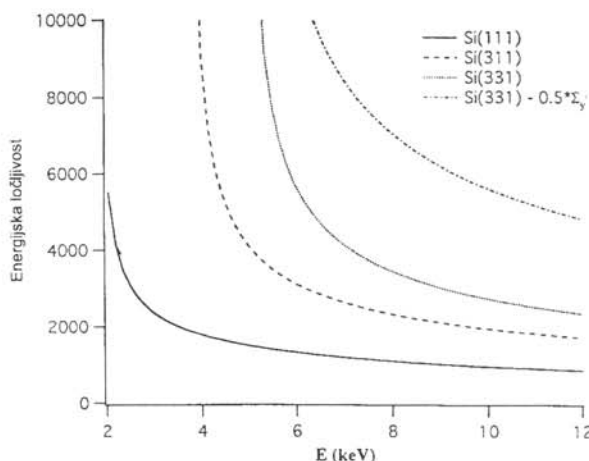
Najboljše karakteristike nudijo idealni silicijevi kristali /13,14/. Material ima visoko odpornost pri toplotnih in radiacijskih obremenitvah, pa tudi dovolj velike idealne monokristale je mogoče vzgajati. Bistvene optične karakteristike silicijevega kristala za Braggovo sipanje rentgenske svetlobe na glavnih kristalnih ravninah so podane v tabeli 5.

Tabela 5. Razmik $2d$, Darwinova širina Braggovega odboja ω_D , lastna energijska ločljivost $(\Delta E/E)_{\text{intr}}$ in odbojnost I nekaterih kristalnih ravnin pri Braggovem sipanju rentgenske svetlobe z valovno dolžino $\lambda=0,154$ nm ($E=8051$ eV) na idealnih silicijevih kristalih /15,16/. Naveden je tudi delež višjih harmonskih komponent z valovno dolžino $n\lambda$ ($n=2,3,4$) v Braggovo sipanem curku na posameznih ravninah.

Si (hkl)	$2d$ (nm)	ω_D (μrad)	$(\Delta E/E)_{\text{intr}}$ ($\times 10^4$)	I ($\times 10^6$)	I_2/I_1 (%)	I_3/I_1 (%)	I_4/I_1 (%)
111	0,6271	36	1,41	39,9	0	6,7	3,8
220	0,3840	26	0,60	29,7	16,3	4,1	1,2
311	0,3275	16	0,29	16,5	0	3,1	1,3
400	0,2715	18	0,53	19,3	11,9	2,2	
331	0,2492	11	0,14	11,8	0	1,8	0,7
422	0,2217	14	0,15	15,5	9,1	1,4	

Pri eksperimentih potrebujemo energijsko ločljivost $\Delta E/E \leq 3 \cdot 10^{-4}$ na celotnem energijskem območju od 2 keV do 12 keV, zato smo prisiljeni omejiti vertikalno divergenco žarka. Pri tem seveda izgublamo svetlobni tok. Kot bomo videli v naslednjem razdelku, smo zaradi zrcala prisiljeni omejiti vertikalno divergenco na interval, širok $2 \Sigma'_y$, to je 0,344 mrad. To pomeni, da približno

36% vpadnega svetlobnega toka zrcalo ne more zajeti. Da ne bi zavrgli še več svetlobnega toka zaradi energijske ločljivosti, bomo pri eksperimentih izmenoma uporabljali tri pare silicijevih kristalov v različnih rezih: Si(111), Si(311) ali Si(331). Na sliki 5 je prikazana energijska ločljivost ($E/\Delta E$), ki jo lahko dosežemo na posamezni kristalni ravnini pri vertikalni divergenci 0,344 mrad. Za ilustracijo je prikazano povečanje energijske ločljivosti na kristalni ravnini Si(331), če razpon verikalne divergencije razpolovimo (pri tem seveda zmanjšamo prepuščeni svetlobni tok skoraj za faktor dva).



Slika 5. Energijska ločljivost monokromatorja ($E/\Delta E$) pri horizontalni divergenci žarka 4 mrad in vertikalni divergenci 0,344 mrad s: Si(111) kristaloma (polna črta), Si(311) kristaloma (črtkana črta), Si(331) kristaloma (pikčasta črta) in ponovno s Si(331) kristaloma pri polovični vertikalni divergenci (črta-pika-črta)

Zaradi velike mrežne konstante d je kristalna ravnina (111) edina uporabna pri energijah fotonov med 2 keV in 4,5 keV. Kot lahko razberemo iz tabele 6, je ta ravnina tudi "najsvetlejša", vendar pa energijska ločljivost izrazito pade pri višjih energijah, zato jo nadomestimo z eno od "manj svetlih" ravnin (311) ali (331). Pri teh kristalnih ravninah je drugi red Braggovega odboja prepovedan, torej je delež višjih harmoničnih komponent v sipanem curku bistveno zmanjšan. Kristalnih ravnin s sodimi indeksi se po možnosti izogibamo, ker pri njih te ugodnosti ni.

4.3 Vodenje monokromatorja

Energijo fotonov v izhodnem curku izberemo s paralelno rotacijo obeh kristalov. Ko oba kristala sučemo okoli osi, ki leži v ravnini prvega kristala, se pri večjih vpadnih kotih θ večja tudi višina izhodnega curka. Pri eksperimentih je zelo pomembno, da se žarek ne premika po vzorcu. Konstantno višino žarka na izhodu iz monokromatorja dosežemo tako, da ob rotaciji poskrbimo za sinhronizirano translacijo, drugega kristala /17,18,19/ (slika 4c). Oba premika, tako rotacijo kot translacijo, vodimo računalniško preko koračnih motorjev.

Svetlobo, ki se na kristalih Braggovo siplje v višjih redih in se pojavi v izhodnem curku iz monokromatorja kot nezaželena primes, odstranimo z rahlim premikom drugega kristala za nekaj kotnih sekund iz paralelne lege. Pri tem sicer izgubimo 30 do 40 % sipane svetlobe v prvem redu, delež višjih redov pa lahko na ta način zmanjšamo pod $10^{-3} / 20$.

Paralelnost drugega kristala nastavljam s piezoelektričnimi translatorji. Z njihovo pomočjo vzdržujemo tudi konstanten svetlobni tok iz monokromatorja /18/. Ta postopek izvajamo dinamično: piezoelektrične translatorje povežemo preko povratne zanke z detektorjem, ki meri intenziteto svetlobnega toka na izhodu iz monokromatorja. Svetlobni tok je maksimalen, če sta kristala paralelna. Ko drugi kristal rahlo izmaknemo iz paralelne lege, intenziteta sipanega curka pade sorazmerno z odmikom. Povratna zanka uravnava odmik drugega kristala iz ravnovesne lege tako, da kompenzira spremembe v intenziteti vpadnega curka.

5. ZRCALO

Eksperimentalna komora je postavljena približno 37 m stran od izvira. Dimenzije nefokusiranega žarka na tej razdalji bi bile približno 260 mm vodoravno (pri 7 mrad vodoravne divergencije) in 13 mm vertikalno (pri vertikalni divergenci $2 \Sigma'_y = 0,344$ mrad). Velikosti vzorcev so reda velikosti 1 mm², zato je potrebno žarek fokusirati v vodoravni in vertikalni ravnini.

Fokusacijo lahko dosežemo s toroidnim zrcalom. Pri zrcaljenju rentgenskih žarkov izkoriščamo totalni odboj rentgenske svetlobe na gladki površini zrcala. Težava je v tem, da so vpadni koti, pri katerih pride do totalnega odboja, zelo majhni, značilno le nekaj miliradianov. Natančen račun pa pokaže, da mora biti vpadni kot θ manjši od kritičnega kota θ_c , ki ga podaja naslednji izraz /16,21/:

$$\theta_c = 2.324 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{Z}{A} \rho (\text{g/cm}^3) \cdot \lambda (\text{nm})}$$

kjer so Z , A in ρ atomsko vrstno število, atomska masa in gostota materiala na površini zrcala, λ pa valovna dolžina vpadne svetlobe. Pri zrcalnih, ki imajo površino prevlečeno s težjimi elementi (zlato, platina), so kritični koti večji kot pri lahkih elementih (Si, Al). Kot vidimo, je kritični kot manjši pri krajših valovnih dolžinah, torej pri fotonih z večjo energijo.

Vpadni kot neposredno omejuje akceptanco zrcala. Če bi na primer hoteli fokusirati celoten žarek z vertikalno divergenco $4 \Sigma'_y \sim 0,7$ mrad pri vpadnem kotu 6 mrad z zrcalom na razdalji 18 m od izvira, bi potrebovali približno 2 m dolgo zrcalo. Izdelava toroidnih zrcal, daljših od 1 m, je tehnološko izredno zahtevna, s tem pa tudi cena takih zrcal drastično naraste. Z zrcalom, dolgim 1 m, lahko v najboljšem primeru izkoristimo le približno pol razpoložljive vertikalne divergencije, to je $2 \Sigma'_y = 0,344$ mrad.

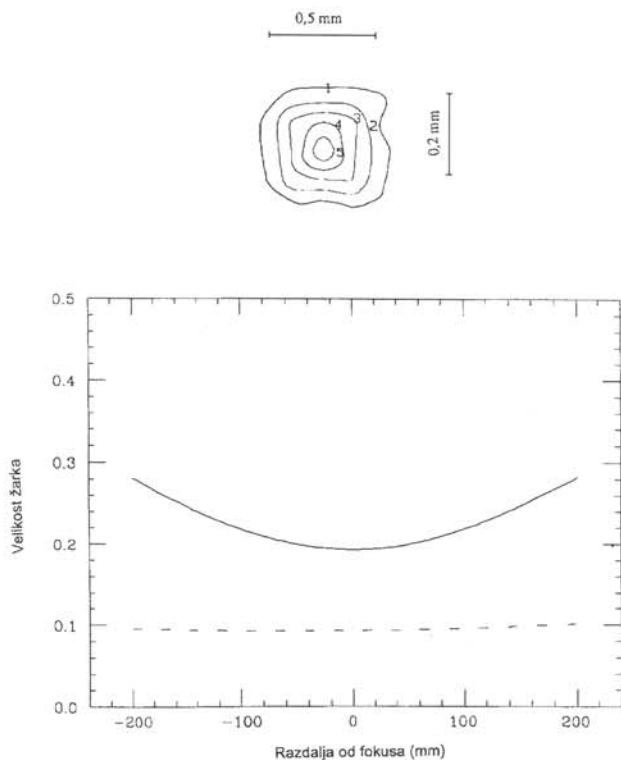
Pri izbiri materiala za prevleko zrcala je kritični kot, ki ga lahko dosežemo, zagotovo eden od odločilnih parametrov. Drugi podatek, ki ga moramo upoštevati, pa je odbojnost. Ta se z energijo vpadnih fotonov spreminja. Za večino materialov je odbojnost pri kotih, manjših od kritičnega, med 80 in 90 %, izrazito pa pade pri energiji

jah fotonov, ki se ujemajo z rentgenskimi absorpcijskimi robovi atomov v prevleki. V bližini absorpcijskih robov se absorpcija v prevleki izrazito poveča in odbojnost pade tudi za faktor dva ali več.

Z upoštevanjem vseh navedenih omejitev pri konstrukciji zrcala in ob dejstvu, da svetlost sinhrotronskega izvira izrazito pada pri energijah nad 10 keV, je optimalna izbira za zrcalo naslednja:

- Površina zrcala prevlečena z zlatom. Na ta način dosežemo največje možne vpadne kote in s tem maksimalno akceptanco zrcala.
- Vpadni kot svetlobnega snopa na zrcalo: 6 mrad.
- Maksimalna energija fotonov, ki jih zrcalo še odbija pri izbranem vpadnem kotu, je 12 keV. Pri višjih energijah odbojnost zrcala izrazito pade zaradi absorpcijskih robov L zlata (rob Au L₃ je pri energiji 11919 eV).
- Dolžina zrcala: 1000 mm, širina 70 mm. Pri teh dimenzijah lahko zrcalo zajame $2\Sigma_y$ (0,344 mrad) vertikane in 4 mrad horizontalne divergence žarka.
- Izbrana je preslikava 1:1, pri kateri so optične aberacije minimalne.

Zrcalo je od izvira oddaljeno 18500 mm. Numerične analize, narejene s programom SHADOW za modeliranje optičnih sistemov, so pokazale, da z izbrano optiko lahko dosežemo zahtevane dimenzije žarka na vzorcu pod 1 mm². Ocenjene dimenzije žarka v okolici fokusa 37140 mm od izvira so prikazane na sliki 6. Ocenjeni presek žarka v gorišču je 0,8 mm x 0,5 mm. Zrcalo lahko fokusira 43% razpoložljivih fotonov iz monokromatorja.



Slika 6. Ocenjene dimenzije žarka v bližini fokusa 37140 mm od izvira. Zgoraj: prerez žarka v fokusu, spodaj: (črtna črta) - vertikalna velikost žarka (Σ_y); (polna črta) - horizontalna velikost žarka (Σ_x)

Zrcala ni potrebno hladiti, ker je postavljeno za monokromator. Na površino zrcala vпада enobarvna svetloba relativno majhne intenzitete, ki se v zrcalu minimalno absorbira.

6 SVETLOBNI TOK IN TOPLOTNE OBREMITVE

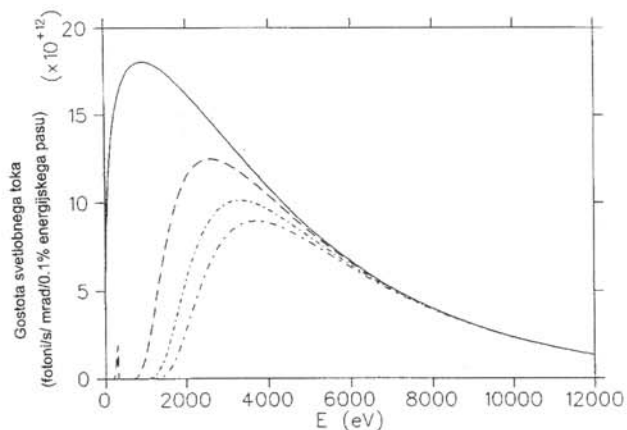
Uklonski magnet je zelo svetel izvir UV- in rentgenske svetlobe v primerjavi s klasičnimi izviri, saj je celotna izsevana moč 103 kW (tabela 2). Gostota svetlobnega toka, ki vstopa v žarkovno linijo dosega 16,4 W na enoto horizontalnega kota pri vertikalni divergenci 0,344 mrad, kar predstavlja zelo velike toplotne obremenitve za optične komponente. Najbolj sta obremenjeni prvi dve: berilijevo okno in prvi kristal monokromatorja. Obe komponenti moramo učinkovito hladiti.

Kristalni monokromator lahko prepušča samo fotone nad 2 keV. Nižjeenergijskega dela spektra sinhrotronske svetlobe iz izvira torej ne moremo uporabljati, zato je ugodno, da ga z visokopasovnim filtrom odstranimo. Na ta način zmanjšamo toplotne obremenitve v optičnih komponentah linije skoraj za tretjino. (Polovico izsevane moči iz izvira odnesejo fotoni z energijo pod 3,2 keV.) Kot filter uporabimo 5 μm debelo grafitno folijo /22/. Absorpcijski koeficient grafita v energijskem področju okoli 2 keV je podan v tabeli 6. Spekter prepuščenega svetlobnega toka skozi grafitni filter je predstavljen na sliki 7. Celotna absorbirana moč v filtru je 19,2 W (0,09W/mm²) (tabela 7).

Berilijevo okno, ki je namenjeno za vakuumsko izolacijo linije, mora biti po eni strani čim tanjše, saj absorpcija rentgenske svetlobe v beriliju pri energijah pod 3 keV ni zanemarljiva (tabela 6). Po drugi strani berilijevo okno ne sme biti pretanko, saj bi lahko počilo zaradi termičnih napetosti ob absorpciji svetlobe v beriliju /23,24/. Predvideno je 50 mikrometrovsko vodno hlajeno berilijevo okno. Tako okno lahko učinkovito hladimo, hkrati pa izgube intenzitete zaradi absorpcije v beriliju niso previsoke (slika 7). Celotna absorbirana moč je v oknu 7,2 W (0,03 W/mm²), pri čemer je že upoštevana zaščita s 5-mikronskim grafitnim filtrom (tabela 7).

Tabela 6. Absorpcijski koeficient berilija ($\rho = 1,845 \text{ g/cm}^3$), grafita ($\rho = 2,26 \text{ g/cm}^3$) in kaptona ($\rho = 1,42 \text{ g/cm}^3$) v energijskem področju okoli 2 keV

ϵ (keV)	μ_C (mm ⁻¹)	μ_{Be} (mm ⁻¹)	μ_{Kapt} (mm ⁻¹)
1,740	102,83	21,03	80,97
2,042	64,18	12,90	51,10
2,293	45,65	9,00	36,52
1,662	30,51	5,94	24,63
2,984	20,77	3,97	16,85
3,691	10,89	2,03	8,91
4,511	5,88	1,07	4,84



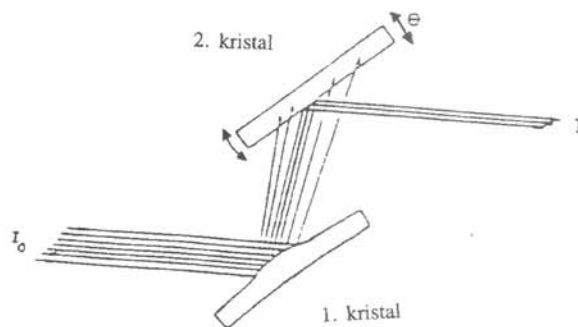
Slika 7. Spekter vpadnega in prepuščenega svetlobnega toka na grafitnem filtru in berilijevem oknu pri energije elektronov v obroču 2,0 GeV in pri toku 400 mA. Gostota svetlobnega toka: (polna črta) - iz uklonskega magneteta; (črtkana črta) - prepuščena skozi 5 μm C-filtr; (črta-pika-črta, kratki znaki) - prepuščeno skozi 5 μm C-filtr in 50 μm berilijevo okno; (črta-pika-črta, dolgi znaki) - prepuščeno skozi 5 μm C-filtr in 100 μm berilijevo okno.

Visokim toplotnim obremenitvam (do 0,1W/mm²) je izpostavljen tudi prvi kristal v monokromatorju. Termične deformacije bistveno poslabšajo optične lastnosti kristala /25/. Zaradi velikega temperaturnega gradienta v kristalu se površina kristala izboči, poleg tega se pri povišani temperaturi spremeni mrežna konstanta kristala. Oboje privede do zmanjšanja intenzitete prepuščene svetlobe iz monokromatorja, saj večina svetlobe, ki se Braggovo siplje na prvem, deformiranem kristalu, ne izpolnjuje Braggovega pogoja za sipanje na drugem, termično neobremenjenem kristalu (slika 8). Zaradi deformacij prvega kristala se poslabša tudi energijska ločljivost monokromatorja.

Učinke pregrevanja lahko učinkovito zmanjšamo z vodnim hlajenjem prvega kristala. Kristal bo tesno pripet na debel bakren podstavek, v katerem so tik pod površino speljani kanali, po katerih kroži mrzla voda.

Tabela 7. Absorbirana in prepuščena gostota svetlobnega toka na enoto horizontalnega kota pri vertikalni divergenci 0,344 mrad za različne debeline grafitnega filtra in berilijevega okna. Osvetljena površina na grafitnem filtru je 49,2 x 4,2 mm², na berilijevem oknu pa 50,4 x 4,3 mm².

d (μm)	C-filtr		Be(50 μm)		Be(50 μm)	
	P _{abs.} (W/mrad)	P _{pre.} (W/mrad)	P _{abs.} (W/mrad)	P _{pre.} (W/mrad)	P _{abs.} (W/mrad)	P _{pre.} (W/mrad)
0	0	16,4	5,9	10,5	7,1	9,3
2	3,4	13,0	2,8	10,2	3,9	9,1
5	4,8	11,6	1,8	9,8	2,8	8,8
10	5,9	10,5	1,3	9,2	2,0	8,5



Slika 8. Termične deformacije prvega kristala privedejo do zmanjšane intenzitete prepuščene svetlobe iz monokromatorja.

7 VAKUUM

S stališča vakuuma je žarkovna linija razdeljena na dva dela. Žarkovni izhod (front end) bo direktno priključen na ultravisoki vakuum (10⁻¹⁰ mbar) v shranjevalnem obroču. Vakuumsko tesno berilijevo okno ločuje preostali del žarkovne linije od ultravisokega vakuuma, tako da bodo lahko preostali deli linije v vakuumu reda velikosti 10⁻⁶ mbar, kar bistveno olajša in poceni konstrukcijo optičnih komponent.

Eksperimentalna komora bo od žarkovne linije ločena z 10 μm debelo vakuumsko tesno kaptonsko folijo. Na ta način bomo preprečili morebitno onesnaženje žarkovne linije s parami ali plini iz vzorcev, ki jih bomo vnašali v eksperimentalno komoro. Folija mora biti čim tanjša, da zmanjšamo izgube zaradi absorpcije v kaptonu (tabela 6). Elektropnevmatski ventil (27), ki je postavljen med kaptonsko okno in eksperimentalno komoro, skrbi, da okno ni nikoli direktno izpostavljeno zunanjemu zračnemu tlaku, saj ne bi vzdržalo tako velike tlačne razlike. Ob menjavi vzorcev, ko v komoro spustimo zrak, je ventil zaprt. Odpremo ga lahko šele, ko komoro popolnoma izčrpamo. Zaradi radiacijskih poškodb ima kaptonsko okno omejeno trajnost. Morebitno puščanje okna meri vakuumski senzor (24 b). V primeru vdora zraka ali plinov iz eksperimentalne komore, detektor puščanja sproži kontrolni sistem in zapre vse elektropnevmatske ventile v žarkovni liniji.

Za varno delovanje vakuumskega sistema v celotni žarkovni liniji skrbi računalniško vodeni kontrolni sistem, ki stalno kontrolira tlak v vsakem odseku linije. Če tlak v katerem od odsekov naraste preko vnaprej določene meje, sistem avtomatično zapre elektropnevmatske ventile, ki ločujejo posamezne odseke, ali pa prepreči njihovo odpiranje.

Posebej bo poskrbljeno za zaščito shranjevalnega oboča pred nenadnim vdorom zraka v primeru poškodbe vakuumskega sistema v žarkovni liniji ali v eksperimentalni komori. Ob nenadnem povišanju tlaka v liniji lahko udarni val razbije berilijevo okno, zato je v žarkovni izhod vgrajen hitri varnostni ventil (F10), ki se lahko zapre v manj kot 10 ms. Varnostni ventil prožita dva hitra vakuumska senzorja. Prvi (F23e) je vgrajen neposredno pred berilijevim oknom, drugi (24e) pa pred kaptonskim oknom na koncu linije.

8 ZAŠČITA PRED SEVANJEM

Žarkovna linija bo vsebovala elemente za zaščito uporabnikov pred tremi vrstami ioniziranega sevanja. Poskrbljeno bo za zaščito pred visokoenergijskimi elektroni in pred zavornim sevanjem iz shranjevalnega obroča ter pred sinhrotronskim sevanjem iz uklonskega magneta.

Permanentni magnet, vgrajen v žarkovni izhod, odkloni vse visokoenergijske elektrone, ki po naključju zaidejo v žarkovno linijo iz shranjevalnega obroča.

V shranjevalnem obroču pride do izsevanja visokoenergijskih žarkov gama, ki so posledica zavornega sevanja elektronov na posameznih molekulah preostalega plina v vakuumski cevi shranjevalnega obroča. Kljub temu, da je v obroču ultravisok vakuum, je količina tega sevanja nezanemarljiva.

Žarki gama se izsevajo v ozek stožec v smeri gibanja elektronov in so omejeni v kotnem razponu $1/\gamma$ (~ 3 mrad). To pomeni, da je sevanje gama, ki se tvori na področju uklonskega magneta kolinearno z izsevano sinhrotronsko svetlobo in skupaj z njo potuje vzdolž žarkovne linije. Ko je žarkovna linija zaprta, poskrbi za zaščito pred nevarnim sevanjem absorber žarkov gama (F14) v svetlobnem izhodu, ki vsebuje masiven blok iz volframa, s katerim zaslonimo linijo. Ko pa je linija odprta, se sevanje gama zaustavi v svinčeni zaščiti za monokromatorjem in za zrcalom. Sinhrotronski žarek se v monokromatorju premakne v vertikalni smeri za 3 cm, na zrcalu pa se še dodatno odkloni za 12 mrad v vertikalni smeri, tako da se od zrcala naprej propagira v smeri sinhrotronskega žarka le še zanemarljivo majhen delež žarkov gama iz obroča. Na koncu linije bo postavljen detektor sevanja gama, ki bo stalno nadziral nivo sevanja gama. Ob morebitni prekoračitvi dovoljene meje sevanja se bo avtomatično zaprl absorber žarkov gama v svetlobnem izhodu.

Sinhrotronsko sevanje, ki ga transportiramo po žarkovni liniji, je zdravju škodljivo in lahko celo smrtno nevarno za uporabnike. Zato je predvidenih več varnostnih ukrepov, ki preprečujejo kakršnokoli možnost, da bi bili uporabniki ali drugo osebje izpostavljeni temu sevanju med eksperimenti.

V žarkovno linijo sta vgrajena dva svetlobna zaklopa, s katerima lahko popolnoma zaustavimo sinhrotronsko sevanje iz izvira. Prvi (F5) je vgrajen v žarkovni izhod. Ko je ta zaprt (skupaj z absorberjem žarkov gama - F14) je možen varen dostop do vseh odsekov linije zunaj zaščitnega zidu pospeševalnika. Drugi (21), ki stoji za zrcalom, bo omogočal varen dostop do eksperimentalne komore, ne da bi zaprli prvi zaklop v žarkovnem izhodu. Na ta način ne zmotimo temperaturnega ravnovesja na optičnih komponentah ob menjavi vzorcev, ker ostanejo optične komponente (monokromatorski kristali, zrcalo) ves čas osvetljene s sinhrotronskim žarkom.

Celotna linija, vključno z eksperimentalno postajo, je zaprta v svinčeno uto z 1 mm debelimi svinčenimi stenami. Uta je razdeljena na tri sobe. Prva se razteza od zaščitnega zidu shranjevalnega obroča do konca odseka s filtrom. Druga zajema naslednje tri odseke žarkovne linije: monokromator, zrcalo in svetlobni zaklop. Tretja obdaja prostor za eksperimente z eksperimentalno komoro.

Dostop do posameznih sob zaščitne ute nadzoruje računalniško vodeni kontrolni sistem. Vstopanje v prvi dve sobi je možno, samo če sta zaprta svetlobni zaklop in absorber žarkov gama v žarkovnem izhodu. Za vstop v eksperimentalno komoro zadostuje, da je zaprt drugi svetlobni zaklop. Če poskušamo odpreti vrata v katero od sob zaščitne ute, ko so svetlobni zaklopi odprti, se le-ti avtomatično zaprejo. Hkrati se avtomatično zaustavi tudi elektronski žarek v shranjevalnem obroču.

Predpisan je tudi poseben postopek za odpiranje svetlobnih zaklopov. Odpirajo jih lahko samo poblašcene osebe na žarkovni liniji. Pred vsakim odpiranjem je potrebno preveriti, ali so vse osebe zapustile posamezne prostore zaščitne ute.

9 LITERATURA

- /1/ Informacije o sinhrotronu ELETTRA in njegovih žarkovnih linijah so dostopne na internetu: www.elettra.trieste.it
- /2/ D. Abramič et al., A Multipurpose X-ray Beamline at ELETTRA: Scientific Case, Delovno poročilo Instituta "Jožef Stefan", IJS DP-7083
- /3/ I. Arčon, S. Bernstorff, Multipurpose X-Ray Beamline at ELETTRA, Conceptual Design, T/S-R-94/40, Trieste, Sincrotrone (1994)
- /4/ I. Arčon, Delovno poročilo Instituta "Jožef Stefan", IJS DP-7390 (1996)
- /5/ Handbook on Synchrotron Radiation Vol. 1a, edited by E. Koch, North Holland Publishing Company (1983)
- /6/ H. Winnick, Sci. Am., Nov (1987) 72
- /7/ R. P. Walker, Radiation sources - Conceptual design for Elettra, Sincrotrone Trieste, 1989
- /8/ G. Brown, K. Halbach, J. Harris: Phys. Today, May (1981) 50
- /9/ M. Pleško, Electron Beam Sizes and Divergences in the Bending Magnet at ELETTRA. IJS DP-6833 (1993)
- /10/ L. Olivi et al., Specifications of bending magnet front ends, Internal report, Sincrotrone Trieste, Scientific division, April 1992
- /11/ R.W. James, The Optical Principles of X-ray Diffraction, Ox Bow Press, Woodbridge, Connecticut (1948), ISBN 0-918024-23-4
- /12/ S. Bernstorff, M. Colapietro, A. Savoia, Beamline for Diffraction: Conceptual Design and Technical Specifications, Sincrotrone Trieste, Internal report ST/S-R-90/3 (1990)
- /13/ S. Bernstorff, Heat Load and Monochromator Crystals: what can be done?, Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-92/10 (1992)
- /14/ A. K. Freund, X-ray Optics, ESRF internal report (July 1987)
- /15/ R. Caciuffo, S. Melone, F. Rustichelli, A. Boeuf, Monochromators for X-ray Synchrotron Radiation, Phys. Rep. 152 (1987)1
- /16/ T. Matsushita, H. Hashizume, X-ray Monochromators, Handbook on Synchrotron Radiation Vol. 1a, edited by E. Koch, North Holland Publishing Company (1983)
- /17/ D.M. Mills, M.T. King, Nuc. Inst. and Meth. 208 (1983) 341-347
- /18/ A. Krolzig, G. Materlik, M. Swars, J. Zegenhagen, Nuc. Inst. and Meth. 219 (1984) 430-434
- /19/ J. K. Kirkland, Nuc. Inst. and Meth. A291 (1990) 185
- /20/ M. Hart, A.R.D. Rodrigues, J. Appl. Cryst. 11 (1978) 248-253
- /21/ M. Krisch, Focusing crystal optics, ESRF internal report (December 1988)
- /22/ S. Bernstorff, E. Busseto, A. Lausi Mechanical Specifications of a Multifoil Carbon Filter for the Diffraction Beamline, Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-93/35 (1993)
- /23/ A. Allemandi, C. Fava, A. Gambitta, F. Mazzolini, G. Sandrini, A. Savoia, F. Zanini, Beryllium Windows for the X-ray Diffraction Beamline at ELETTRA, Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-93/59 (1993)
- /24/ A. Gambitta and F. Zanini, Thermal Behaviour of Beryllium Filters under Intense Heat Loads, Sincrotrone Trieste, Internal Report ST/S-TN-92/33 (1992)
- /25/ C. Lenardi, Reality: Tangential errors and Thermal Loads, Second School on the use of SR in Science and Technology: John Fuggle Memorial, Miramare Trieste 25 oktober - 19 november (1993)