

POLITECNICO DI MILANO

Scuola di Ingegneria Industriale e dell'Informazione

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Nucleare



STUDIO DELLE CONNESSIONI SUPERCONDUTTIVE IN MgB₂ PER IL PROGETTO HI-LUMI-LHC

Relatore: Prof. Marco Beghi

Co-relatore: Dott. Francesco Broggi

Tesi di Laurea di:

Andrea BIGNAMI Matr. 765141

Anno Accademico 2012-2013

A mio nonno

Ringraziamenti

Voglio ringraziare per la preziosa collaborazione e per il tempo dedicatomi il dottor Francesco Broggi, che ha contribuito in larga misura alla realizzazione di questo elaborato.

Un ringraziamento è dovuto anche al dottor Luigi Esposito che mi ha fornito un valido ed importante aiuto nel mio lavoro presso il CERN.

Per l'importante sostegno morale e per aver sopportato stoicamente le mie orripilanti battute durante le pause pranzo, si ringraziano Angelo, Rocco e Pietro.

Un doveroso ringraziamento va alla mia famiglia; mia mamma Simona, mio papà Marco e le mie sorelle Martina e Beatrice, che mi hanno sempre sostenuto in tutte le mie scelte. Non dimentico mia nonna Luigia, che sicuramente piangerà in seguito a questa citazione.

Un ringraziamento va anche alla mia ragazza Roberta, che con il suo amore e con i molti videogiochi regalatimi, ha contribuito a creare il background emotivo necessario alla stesura di questa tesi.

A tutti loro e a tutti quelli che avrò involontariamente dimenticato ,un sentito ringraziamento.

Introduzione

La scoperta delle proprietà superconduttive del diboruro di magnesio ha aperto nuove strade per il suo utilizzo. Lo scopo di questo elaborato è quello di caratterizzare il materiale in presenza di campi di radiazioni e verificare la fattibilità della realizzazione dell'impianto di alimentazione della nuova configurazione di LHC utilizzando tale materiale. I vantaggi del nuovo layout sono

- Una più sicura operatività a lungo termine di tutta la componentistica di alimentazione (specialmente l'apparato elettrico, molto sensibile ai campi di radiazioni), dovuta al posizionamento in una zona radiation-free.
- Eliminazione degli errori da parte dell'elettronica in seguito all'interazione con le particelle
- Maggior sicurezza per il personale tecnico durante gli interventi di manutenzione, riparazione, diagnostica o test.
- Una riduzione dei tempi di intervento sulle componenti dell'apparato di alimentazione, con conseguente guadagno nella disponibilità della macchina.
- Un guadagno in termini di spazio nel tunnel.

Il testo si compone di una prima parte in cui vengono definiti i parametri attuali di LHC e la geometria dei suoi componenti principali, ponendo l'accento sugli aspetti maggiormente toccati dall'incremento della luminosità della macchina. A questo seguono un richiamo sulla superconduttività e una panoramica delle caratteristiche fondamentali del materiale. Gli ultimi due capitoli spostano infine l'attenzione sulla risposta del diboruro di magnesio all'applicazione di campi di radiazioni. Tramite simulazioni in ambiente FLUKA vengono verificati i comportamenti del materiale in risposta a possibili test di irraggiamento e alle condizioni di esercizio.

La parte di simulazione è stata effettuata con lo scopo di verificare il degrado del materiale in seguito all'interazione con le particelle secondarie prodotte dalle collisioni ad alta luminosità, studiando l'effetto del singolo tipo di particella (protoni, neutroni, pioni, etc.) e quello combinato, ricavato dalla simulazione dell'interazione adronica (p-p a 7+7 TeV). Grazie alla collaborazione del CERN e alla conoscenza dettagliata della geometria delle zone di interazione è stato inoltre possibile definire le condizioni di irraggiamento nelle regioni di interesse per l'installazione dei cavi in diboruro di magnesio, utilizzando una simulazione della macchina con i parametri della futura configurazione.

Gli argomenti, divisi per capitolo, sono i seguenti

Capitolo 1 - Parametri di LHC e loro definizione, variazioni del sistema di alimentazione in seguito all'upgrade

Capitolo 2 - Cenni sulla superconduttività e descrizione delle proprietà del diboruro di magnesio. Definizione delle caratteristiche del cavo superconduttivo

Capitolo 3 - Simulazione d'irraggiamento di un target di diboruro di magnesio con diversi fasci di particelle

Capitolo 4 - Diboruro di magnesio in geometria reale di LHC e di Hi-Lumi-LHC

Indice

<u>RINGRAZIAMENTI</u>	4
<u>INTRODUZIONE</u>	5
<u>INDICE</u>	6
<u>CAPITOLO 1 - LHC E Hi-Lumi</u>	7
1.1 Parametri LHC.....	7
1.2 Definizioni.....	9
1.3 Layout del reticolo e delle zone di interazione.....	12
1.4 Progetto Hi-Lumi.....	17
<u>CAPITOLO 2 - Superconduttività e MgB₂</u>	21
2.1 Superconduttività.....	21
2.2 Diboruro di magnesio.....	29
2.3 Superconducting links.....	38
<u>CAPITOLO 3 - Simulazione d'irraggiamento</u>	44
3.1 Neutroni.....	44
3.2 Protoni.....	62
3.3 Pioni.....	66
3.4 Fotoni.....	71
3.5 Sorgente isotropa di neutroni.....	74
3.6 Picco di Bragg.....	77
<u>CAPITOLO 4 - MgB₂ in geometria reale</u>	80
4.1 Geometria LHC.....	80
4.2 Geometria Hi-Lumi.....	92
<u>CONCLUSIONI</u>	97
<u>BIBLIOGRAFIA</u>	98

Capitolo 1. LHC e Hi-Lumi

Il progetto LHC (Large Hadron Collider) venne approvato dal Consiglio del CERN nel mese di dicembre dell'anno 1994. Al fine di permetterne la costruzione attraverso un budget prefissato che non prevedeva l'intervento finanziario degli stati non membri, fu deciso di costruire l'acceleratore in due step: una macchina da 10 TeV nel centro di massa come primo traguardo (da rendere operativa entro il 2004) e un successivo upgrade all'energia finale di 14 TeV nel centro di massa entro il 2008. Fu inoltre fissata una revisione del progetto entro la fine del 1997 con lo scopo, in caso di sufficienti contributi finanziari da parte degli stati non membri, di passare dalla pianificazione a due step all'immediata costruzione della macchina da 14 TeV. Dopo intensi negoziati con gli stati non membri, nel mese di dicembre del 1996 fu ratificata dal Consiglio una risoluzione che portasse alla costruzione dell'acceleratore da 14 TeV in un unico step. L'impianto venne inaugurato nel 2008.

LHC è un collider di adroni, in particolare di protoni. Il suo funzionamento consiste nell'accelerare due fasci in controrotazione fino all'energia di 7 TeV ciascuno e farli collidere in determinati punti (4 in tutto, 2 ad alta luminosità) al fine di ottenere urti tra particelle con un'energia complessiva di 14 TeV nel centro di massa. Le collisioni avvengono in 4 punti ove sono situati i 4 principali esperimenti: ATLAS (A Toroidal Lhc Apparatus) CMS (Compact Muon Solenoid), LHCb e ALICE (A Large Ion Collider Experiment).

ATLAS e CMS sono i punti ad alta luminosità dedicati allo studio della fisica di frontiera delle alte energie (Bosone di Higgs, Supersimmetria, dark matter, etc...), LHCb è dedicato allo studio del quark bottom e quindi alla asimmetria materia-antimateria, ALICE è l'esperimento per le collisioni di ioni pesanti volto allo studio del quark-gluon plasma. Il raggiungimento di tali condizioni è fortemente vincolato all'utilizzo di tecnologie all'avanguardia in fatto di prestazioni e affidabilità, cosa che fornisce un costante stimolo all'utilizzo di nuovi materiali e nuove tecniche di realizzazione dei componenti. Tutto ciò fornisce collateralmente un beneficio notevole al mondo dell'industria civile e a tutti i campi scientifici interessati dal progetto: dall'elettronica alla meccanica, dalla radioprotezione alla fisica dei materiali.

1.1 Parametri LHC

Riassumiamo in questo paragrafo i principali parametri di fascio di LHC (tab. 1.1) [1], corredandoli con alcune fondamentali definizioni necessarie alla comprensione dell'argomento trattato (si sono mantenuti i termini in inglese per evitare incomprensioni).

Tabella 1.1. Parametri LHC

		Injection	Collision
Beam Data			
Proton energy	[GeV]	450	7000
Relativistic gamma		479.6	7461
Number of particles per bunch		1.15×10^{11}	
Number of bunches		2808	
Longitudinal emittance (4σ)	[eVs]	1.0	2.5
Transverse normalized emittance	[$\mu\text{m rad}$]	3.5	3.75
Circulating beam current	[A]	0.582	
Stored energy per beam	[MJ]	23.3	362
Peak Luminosity Related Data			
RMS bunch length	[cm]	11.24	7.55
RMS beam size at the IP1 and IP5	[μm]	375.2	16.7
RMS beam size at the IP2 and IP8	[μm]	279.6	70.9
Geometric luminosity reduction factor F		-	0.836
Peak luminosity in IP1 and IP5	[$\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$]	-	1.0×10^{34}
Peak luminosity per bunch crossing in IP1 and IP5	[$\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$]	-	3.56×10^{30}

		Injection	Collision
Interaction Data			
Inelastic cross section	[mb]	60.0	
Total cross section	[mb]	100.0	
Events per bunch crossing		-	19.2
Beam current lifetime (due to beam-beam)	[h]	-	44.86
Intra Beam Scattering			
RMS beam size in arc	[mm]	1.19	0.3
RMS energy spread $\delta E/E_0$	$[10^{-4}]$	3.06	1.129
RMS bunch length	[cm]	11.24	7.55
Longitudinal emittance growth time	[hours]	30	61
Horizontal emittance growth time	[hours]	38	80
Total Beam and Luminosity Lifetimes			
Luminosity lifetime (due to beam-beam)	[hours]	-	29.1
Beam lifetime (due to rest-gas scattering)	[hours]	100	100
Beam current lifetime (beam-beam, rest-gas)	[hours]	-	18.4
Luminosity lifetime (beam-beam, rest-gas, IBS)	[hours]	-	14.9
Synchrotron Radiation			
Instantaneous power loss per proton	[W]	3.15×10^{-16}	1.84×10^{-11}
Power loss per m in main bends	$[Wm^{-1}]$	0.0	0.206
Synchrotron radiation power per ring	[W]	6.15×10^{-2}	3.6×10^3
Energy loss per turn	[eV]	1.15×10^{-1}	6.71×10^3
Critical photon energy	[eV]	0.01	44.14
Longitudinal emittance damping time	[hours]	48489.1	13
Transverse emittance damping time	[hours]	48489.1	26

		Injection	Collision
Interaction data			
Number of collision points		4	
Half crossing angle for ATLAS and CMS (IP1/IP5)	[μ rad]	± 160	± 142.5
Half parallel separation at IP for ATLAS and CMS	[mm]	± 2.5	0.0
Half crossing angle at IP for ALICE (IP2)	[μ rad]	± 240	± 150
Half parallel separation at IP for ALICE	[mm]	± 2.0	± 0.178 (5σ total separation)
Half crossing angle at IP for LHCb (IP8)	[μ rad]	± 300	± 200
Half parallel separation at IP for LHCb (IP8)	[mm]	± 2.0	0.0
Plane crossing in IP1		vertical	
Plane crossing in IP2		vertical	
Plane crossing in IP5		horizontal	
Plane crossing in IP8		horizontal	
B at IP1 and IP5	[m]	18	0.55
B at IP2	[m]	10	0.5 for Pb/10 for p
B at IP8	[m]	10	1.0 \leftrightarrow 50

		Injection	Collision
Geometry			
Ring circumference	[m]	26658.883	
Ring separation arcs	[mm]	194	
Bare inner vacuum screen height in arcs	[mm]	46.5	
Effective vacuum screen height (incl. tol.)	[mm]	44.04	
Bare inner vacuum screen width in arcs	[mm]	36.9	
Effective vacuum screen width (incl. tol.)	[mm]	34.28	
Main Magnet			
Number of main bends		1232	
Length of main bends	[m]	14.3	
Field of main bends	[T]	0.535	8.33
Bending radius	[m]	2803.95	
Lattice			
Maximum dispersion in arc	[m]	2.018 (h)/ 0.0 (v)	
Minimum horizontal dispersion in arc	[m]	0.951	
Maximum β in arc	[m]	177 (h)/ 180 (v)	
Minimum β in arc	[m]	30 (h)/ 30 (v)	
Horizontal tune		66.28	64.31
Vertical tune		59.31	59.32
Momentum compaction	$[10^{-4}]$	3.225	
Slip factor η	$[10^{-4}]$	3.182	3.225
Gamma transition γ_{tr}		55.68	
RF System			
Revolution frequency	[kHz]	11.245	
RF frequency	[MHz]	400.8	
Harmonic number		35640	
Total RF voltage	[MV]	8	16
Synchrotron frequency	[Hz]	61.8	21.4
Bucket area	[eVs]	1.46	8.7
Bucket half height ($\Delta E/E$)	$[10^{-3}]$	1	0.36

1.2 Definizioni

Si riportano qui di seguito alcune definizioni utili per la comprensione dei parametri sopra descritti, anche se non tutti sono di primario interesse per il lavoro svolto.

Emi-vita del fascio: tempo, durante la collisione, dopo il quale va persa metà dell'intensità del fascio.

Emi-vita della luminosità: tempo, durante la collisione, dopo il quale la luminosità è dimezzata. Questo valore è generalmente più piccolo del precedente.

Durata del bunch: è definita come

$$\sigma_t = \frac{\sigma_s}{v}$$

dove σ_s è la lunghezza del bunch e v è la velocità delle particelle.

Tempi di smorzamento: tempo dopo il quale l'ampiezza di oscillazione viene ridotta di un fattore $1/e$. Se non specificato il tipo di tempo di smorzamento esso si riferisce allo smorzamento di ampiezza.

Tempo di smorzamento dell'emittanza longitudinale: metà del tempo di smorzamento dell'ampiezza longitudinale per un'approssimazione gaussiana della distribuzione del bunch

Tempo di smorzamento dell'emittanza trasversale: metà del tempo di smorzamento dell'ampiezza trasversale per un'approssimazione gaussiana della distribuzione del bunch.

Tempi di smorzamento della radiazione di sincrotrone: se non viene definito esplicitamente il tipo di tempo di smorzamento ci si riferisce al tempo di smorzamento dell'ampiezza.

Tempo di smorzamento dell'ampiezza longitudinale: il rapporto tra il rateo medio di perdita di energia (energia persa per ciclo diviso tempo di rivoluzione) e l'energia nominale della particella.

Tempo di smorzamento dell'ampiezza trasversale: tempo dopo il quale l'ampiezza trasversale d'oscillazione si riduce di un fattore $1/e$ a causa dell'emissione di radiazione di sincrotrone. Per un fascio di protoni è semplicemente il doppio del tempo di smorzamento dell'ampiezza longitudinale dovuto all'emissione della radiazione di sincrotrone.

Spread energetico: è definito come la radice quadratica media delle deviazioni relative di energia rispetto al valore nominale del fascio in una distribuzione di particelle.

Emittanza longitudinale: è definita come

$$\epsilon_s = 4\pi\sigma_t\sigma_{\delta E/E_0}E_0$$

dove σ_t è la durata del bunch in secondi e $\sigma_{\delta E/E_0}$ è lo spread energetico relativo.

Emittanza trasversale: l'emittanza trasversale è definita attraverso l'invarianza dell'area racchiusa in un'ellisse nel grafico spazio-fase di una singola particella. L'invariante della singola particella è definito come

$$A = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2$$

dove α, β e γ sono funzioni ottiche. L'area racchiusa nell'ellisse spazio-fase è data da

$$\text{area dell'ellisse} = \pi A$$

Per un insieme di particelle l'emittanza è definita come la media degli invarianti delle singole particelle.

L'ampiezza trasversale del fascio in un anello di accumulazione può essere scritto in termini di emittanza come

$$\sigma_{x,y}(s) = \sqrt{\beta_{x,y}(s)\epsilon_{x,y}}$$

dove $\beta_{x,y}(s)$ è la funzione ottica β lungo l'anello di accumulazione.

L'emittanza trasversale è data dalla seguente espressione:

$$\epsilon_z = \sqrt{\langle z^2 \rangle \langle z'^2 \rangle - \langle z z' \rangle^2}; z = x, y$$

Emittanza trasversale normalizzata: l'emittanza del fascio decresce all'aumentare dell'energia durante l'accelerazione e una quantità comoda per caratterizzare gli anelli di accumulazione adronici è l'emittanza normalizzata definita come

$$\epsilon_n = \epsilon \gamma_r \beta_r$$

dove γ_r e β_r sono la gamma relativistica e il fattore beta:

$$\beta_r = \frac{v}{c} \qquad \gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_r^2}}$$

(v è la velocità delle particelle e c la velocità della luce nel vuoto).
L'emittanza trasversale normalizzata in LHC è

$$\epsilon_n = 3.75 \mu m$$

Eventi per secondo: il numero di eventi per secondo generati nelle collisioni di LHC è dato da:

$$N_{event} = L\sigma_{event}$$

dove σ_{event} è la sezione d'urto del fenomeno in analisi e L è la luminosità della macchina.

Luminosità: esprime il numero di eventi per unità di tempo e unità di sezione nel fascio. Per una distribuzione gaussiana del fascio può essere scritta come

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F$$

dove N_b è il numero di particelle per bunch, n_b il numero di bunch per fascio, f_{rev} la frequenza di rivoluzione, γ_r il fattore relativistico gamma, ϵ_n l'emittanza trasversale normalizzata, β^* la funzione beta nel punto di collisione e F il fattore di riduzione geometrico di luminosità dovuto all'angolo di incrocio al punto di interazione:

$$F = 1/\sqrt{1 + (\theta_c \sigma_s / 2\sigma^*)^2}$$

dove θ_c è l'intero angolo di incrocio nel punto di collisione, σ_z è la radice quadratica media della lunghezza del bunch e σ^* è la radice quadratica media dell'ampiezza trasversale del fascio nel punto di interazione.

Vita della luminosità: la luminosità di LHC non è costante, ma decade per via della degradazione delle intensità e delle emittanze del fascio circolante. La principale causa di decadimento della luminosità sono le stesse collisioni. Inizialmente il tempo di decadimento dell'intensità del bunch dovuto alle collisioni, è:

$$\tau_{nuclear} = \frac{N_{tot,0}}{L\sigma_{tot}k}$$

dove $N_{tot,0}$ è l'intensità di fascio iniziale, L la luminosità iniziale, σ_{tot} la sezione d'urto totale, e k il numero di punti d'interazione. Perciò è possibile scrivere l'intensità e la luminosità in funzione del tempo:

$$N_{tot}(t) = \frac{N_{tot,0}}{1 + t/\tau_{nuclear}}$$

$$L(t) = \frac{L_0}{(1 + t/\tau_{nuclear})^2}$$

Luminosità integrata: rappresenta la luminosità integrata sul tempo di operatività. La luminosità integrata su un periodo della luminosità è data da

$$L_{int} = L_0 \tau_L [1 - e^{-T_{run}/\tau_L}]$$

dove T_{run} è la durata del periodo della luminosità e τ_L è il tempo di decadimento totale della luminosità. Assumendo un periodo di esercizio annuale di 200, la luminosità totale per anno sarà data da:

$$L_{tot} = \frac{200 \times 24}{T_{run}[h] + T_{turnaround}[h]} L_{int}$$

con $T_{turnaround}$ pari al tempo di un ciclo di LHC.

Inserendo i dati nominali si ottiene una luminosità massima totale per anno compresa tra 80 e 120 fb^{-1} (intervallo di valori dovuto alla variazione del tempo di ciclo di LHC)

1.3 Layout del reticolo e delle zone di interazione

LHC nel tunnel di LEP

Il layout di LHC [1] segue la geometria del tunnel di LEP (Large Electron-Positron collider) ed è formato da otto archi e 8 sezioni lineari (fig. 1.1). Ogni sezione lineare è lunga approssimativamente 528 m e può essere sfruttata l'inserimento di esperimenti o di utility. I due esperimenti ad alta luminosità sono collocati in due sezioni lineari diametralmente opposte: l'esperimento ATLAS è situato al punto 1, mentre l'esperimento CMS si trova al punto 5. Due ulteriori inserzioni sperimentali sono situate ai punti 2 e 8 che contengono inoltre rispettivamente i punti di iniezione del fascio 1 e 2. L'iniezione avviene nel piano verticale con i due fasci arrivanti dal basso rispetto al piano di riferimento di LHC. I fasci si incrociano solamente in queste quattro postazioni. I punti di inserzione 3 e 7 contengono rispettivamente due sistemi di collimatori, il 4 contiene due sistemi RF (un sistema indipendente per ciascun fascio) e il 6 contiene il dump di fascio, dove i due fasci vengono estratti verticalmente dalla macchina utilizzando una combinazione di magneti deflettori orizzontali a pulsazione rapida ('kicker') e magneti deflettori verticali a doppio setto in acciaio. Ciascuno dei due fasci possiede un sistema di spegnimento indipendente.

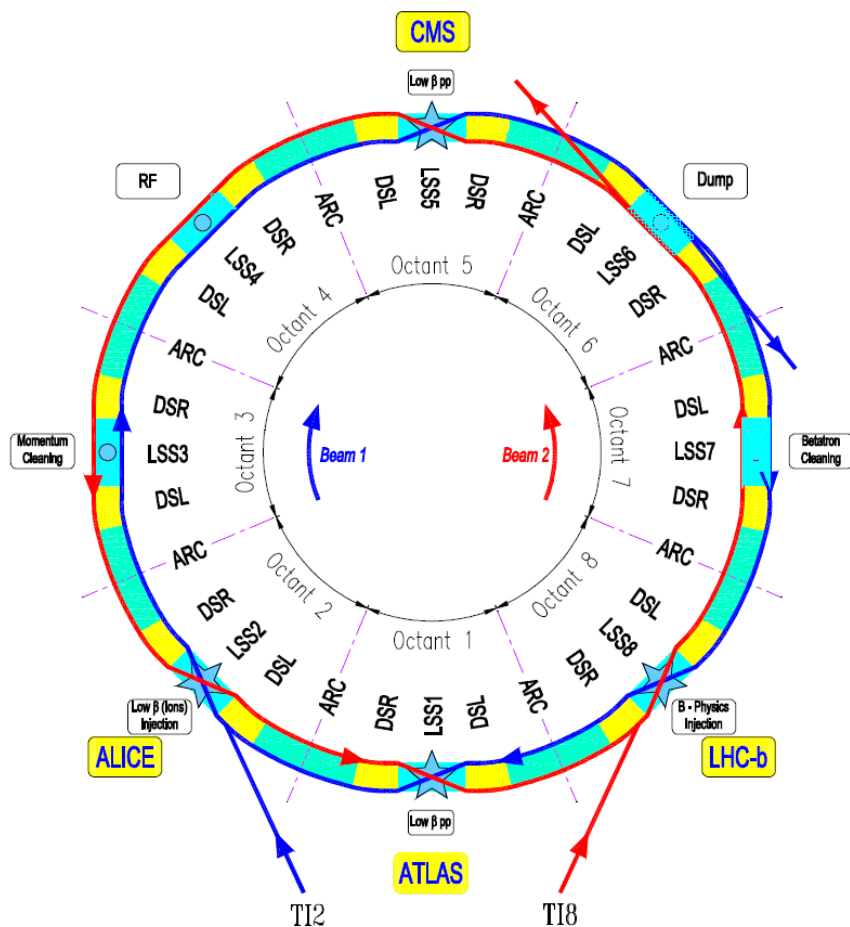


Figura 1.1. Schema LHC

Sistema di iniezione

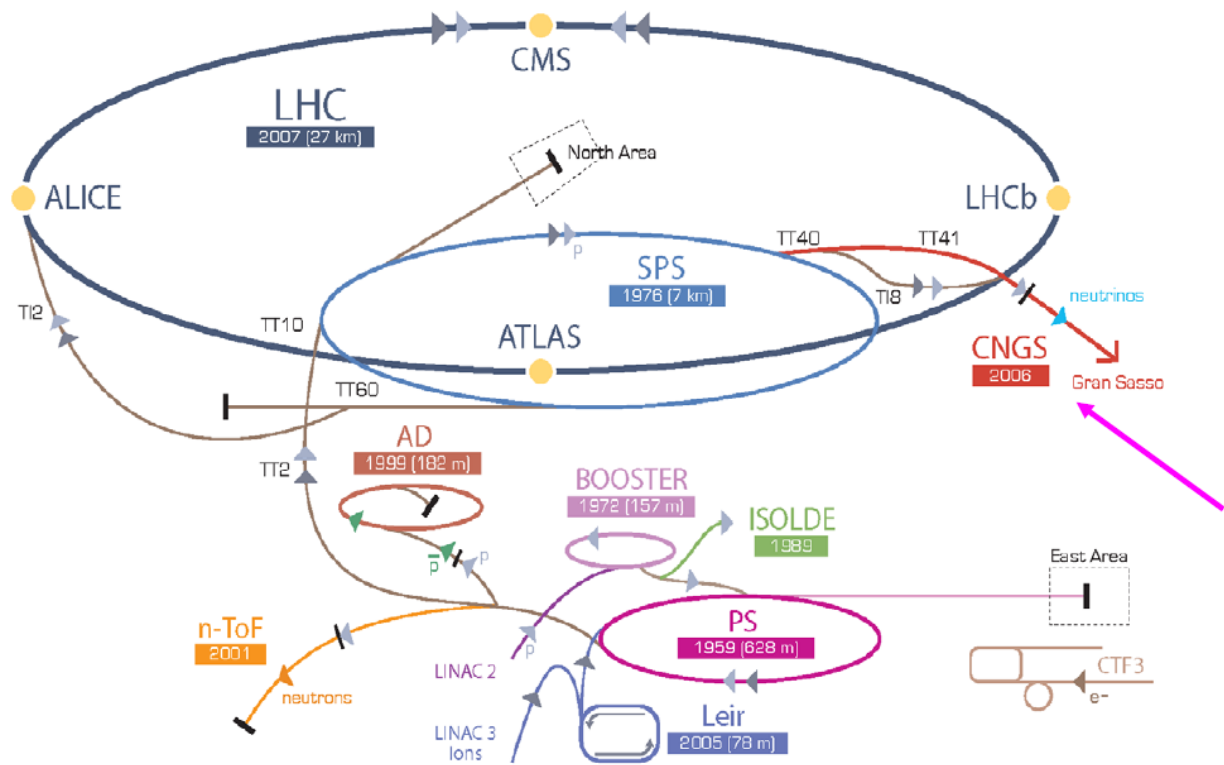


Figura 1.2. Schema di iniezione

Per ottenere i protoni da accelerare nel collider si parte da gas idrogeno atomico, contenuto in piccole bombole, al quale vengono strappati gli elettroni. I protoni risultanti vengono iniettati in pacchetti (bunches) in un acceleratore lineare (LINAC, LINAC 2 nell fig. 1.2) che li porta ad un'energia di 50 MeV e poi in un booster (PSB) che li accelera fino a 1.4 GeV. A questo punto passano ad un protosincrotrone (PS), che li spinge fino a 25 GeV, e al SuperProtoSincrotrone (SPS), per arrivare a 450 GeV. Solo a questo punto passano in LHC (fig. 1.2). Per riempire ciascuno dei due anelli di LHC servono circa 4'20".

Configurazione FODO

Nel 1952 venne scoperto un nuovo principio della focalizzazione magnetica, detto gradiente alternato o focalizzazione forte, così definito per il maggiore potere focalizzante generato in confronto alla precedentemente nota focalizzazione debole. Per ottenere ciò si utilizza l'alternanza di magneti focalizzanti e defocalizzanti (configurazione FODO), con riferimento al piano orizzontale. Poiché la forza focalizzante e quella defocalizzante sono proporzionali al gradiente di campo e al discostamento delle particelle dal centro ed essendo quest'ultimo maggiore nel caso della focalizzazione, il risultato complessivo è quello di una focalizzazione del fascio. Dalla scoperta di tale principio, tutti gli acceleratori sono a focalizzazione forte.

Nei punti di interazione ad alta luminosità si utilizzano quadrupoli che minimizzano β permettendo così una forte strizione del fascio ed un netto guadagno in termini di luminosità, ai fini di ottenere il massimo numero di collisioni possibili.

IR1 e IR5

Descrizione generale

IR1 e IR5 accolgono gli esperimenti ad alta luminosità ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) e CMS (Compact Muon Solenoid) e sono identici in termini di hardware e ottica di fascio (fatta eccezione per l'angolo di crossing: in IR1 è sul piano verticale, mentre in IR5 è sul piano orizzontale). I valori estremamente piccoli della funzione β nel punto di interazione sono ottenuti con l'aiuto di un tripletto di quadrupoli. Lo spazio libero intorno ai punti di interazione è di circa 23 metri e il magnete Q1 è situato nel tunnel cioè fuori dalla hall sperimentale. Nel punto di interazione i due anelli condividono la stessa camera a vuoto, lo stesso tripletto di magneti a basso β e i dipoli di separazione D1. Il resto della sezione di accoppiamento (MS) e il soppressore di dispersione (DS) consistono in magneti con due fori con tubi di fascio separati per i due anelli (vedi fig.1.3).

Layout di IR1 e IR5

Fatta eccezione per il soppressore DS lo schema di IR, a partire dal punto di interazione, è così composto (fig. 1.3, tab. 1.2)

- Un tripletto superconduttore a basso β di 31 metri funzionante alla temperatura di 1,9 K e con un gradiente nominale di 205 T/m.
- Un paio di dipoli di separazione/ricombinazione distanziati di circa 88 metri. Il dipolo D1 posizionato di fianco al tripletto ha un singolo foro e consiste in sei moduli di magneti convenzionale lunghi 3,4 metri con un campo nominale di 1,8 T. Il successivo dipolo D2 e un dipolo superconduttore di 9,45 metri con due fori funzionante alla temperatura criogenica di 4,5 K con un campo nominale di 3,8 T. La distanza tra i due fori è di 188 mm ed è leggermente inferiore alla distanza tra i fori lungo gli archi.
- Quattro quadrupoli di accoppiamento. Il primo quadrupolo, Q4, posto dopo il dipolo di separazione, è un magnete ad apertura larga operante alla temperatura criogenica di 4,5 K e con un gradiente nominale di 160 T/m. I rimanenti tre quadrupoli sono quadrupoli con apertura normale operanti alla temperatura criogenica di 1,9 K e con un gradiente nominale di 200 T/m.

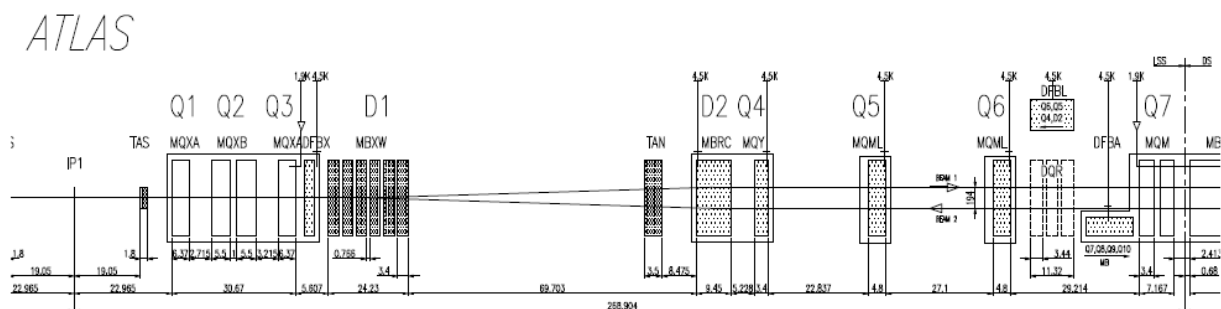


Figura 1.3. Sezione ATLAS

Tabella 1.2. Parametri ATLAS

	LSS							Optical DS					
	low- β triplet			MS				DS			arc-cell		
Magnet	Q1	Q2	Q3	Q4	Q5	Q6	Q7	Q8	Q9	Q10	QT11	QT12	QT13
#	1	2	1	1	1	1	2	1	2	1	1	1	1
Type: MQ-	XL	X	XL	Y	ML		M	ML	M	ML	TL	T	
L [m]	6.3	5.5	6.3	3.4	4.8	4.8	3.4	4.8	3.4	4.8	1.15	0.32	0.32
T [K]	1.9			4.5			1.9	1.9			1.9		
G [T/m]	200/205			160			200	200			110	110	
r [mm]	22.2	28.95	27.2	20.6	22.2	22.2			22.2			22.2	
	v17.3	24.05	22.3	15.75	17.3	17.3			17.3			17.3	

Il tripletto comprende due tipologie differenti di quadrupolo: i due quadrupoli esterni, realizzati dal KEK, richiedono una corrente di picco di 6450 A per raggiungere un gradiente nominale di 205 T/m, mentre il quadrupolo centrale, composto in realtà da due quadrupoli, realizzati dal FermiLab, richiede una corrente di picco di 10630 A. I quadrupoli del tripletto sono alimentati da due convertitori di potenza annidati: un convertitore di potenza da 8 kA alimenta tutti i magneti in serie e un convertitore di potenza da 6 kA garantisce una corrente addizionale per i due magneti centrali. Il quadrupolo Q1 vicino al punto di interazione richiede un ulteriore convertitore di potenza di regolazione da 600 A. I quadrupoli del tripletto sono seguiti da due dipoli di separazione/ricombinazione, D1 e D2, che guidano i fasci dal punto di interazione verso due camere a vuoto. I magneti Q4, Q5, Q6, Q7, Q8, Q9 e Q10 sono alimentati singolarmente. L'apertura del magnete Q4 è più larga al fine di garantire un passaggio sufficiente per l'orbita di separazione dell'angolo di crossing. Due assorbitori proteggono i magneti dalle particelle che escono dal punto di interazione: l'assorbitore TAS protegge i quadrupoli del tripletto e l'assorbitore TAN, situato davanti al dipolo D1, protegge i componenti della macchina dalle particelle neutre.

La sezione di accoppiamento si estende dal magnete Q4 al magnete Q7 e il soppressore DS va dal magnete Q8 al magnete Q11. In aggiunta al DS, i primi due quadrupoli di regolazione della prima cella d'arco (QT12 e QT13) vengono utilizzati nel processo di accoppiamento. Tutte le inserzioni e i magneti del DS sono equipaggiati con uno schermo di fascio. I magneti alla sinistra e alla destra del punto di interazione fino al magnete Q7 sono disposti simmetricamente rispetto al punto di interazione stesso. Le posizioni di Q8, Q9 e Q10, invece, differiscono di circa mezzo metro a causa dello spazio limitato nel soppressore DS.

IR7

L'inserzione IR7 contiene i sistemi di "betatron cleaning" (fig. 1.4). Le particelle con eccessiva ampiezza di betatrone orizzontale, verticale o una combinazione di entrambe sono deflesse dal primo stadio del collimatore primario. In entrambi i casi le particelle deflesse sono assorbite dai collimatori secondari. Il layout delle inserzioni e dell'ottica è stato ridisegnato per ridurre l'impedenza nelle inserzioni e per ottenere una stanza in cui allocare i collimatori ibridi addizionali per la fase II del sistema di collimazione di LHC.

BETATRON CLEANING INSERTION

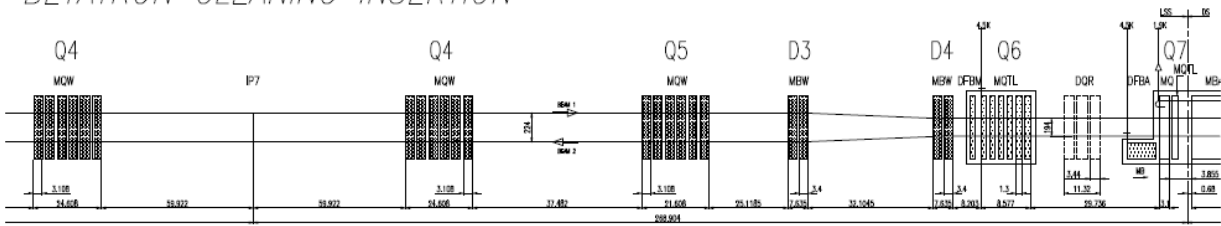


Figura 1.4. Sezione IR7

IR4

IR4 contiene la sezione RF e i sistemi di feed-back, così come buona parte della strumentazione di fascio di LHC (fig. 1.5). La sezione RF è installata nella caverna ALEPH (vecchio esperimento LEP), che garantisce un notevole spazio per i sistemi di alimentazione e per i klystron. Dal momento che entrambi i sistemi RF sono installati in questa caverna, è necessario un grande spazio tra i quadrupoli intorno a tali sistemi. Questo rende l'inserzione IR4 all'inserzione IR6. Inoltre i due sistemi RF indipendenti dei due fasci necessitano di una distanza tra di essi ben al di sopra del valore nominale nella sezione rettilinea, resa possibile da due coppie di dipoli. Questi dipoli a zampa di cane sono chiamati D3 e D4, dove D3 è il dipolo più vicino al punto di interazione. La distanza tra i due fasci nello spazio compreso tra D3 e D4 è di 420 mm, 226 mm in più della distanza lungo l'arco. Differentemente da IR3 e IR7 i magneti a zampa di cane in IR4 sono superconduttori.

Ci sono sei quadrupoli superconduttori nella sezione rettilinea: Q5, Q6 e Q7 a sinistra e Q5, Q6 e Q7 a destra del punto di interazione. Le cavità RF sono situate tra i due dipoli D3. Il layout del soppressore tra Q7 e Q11 è identico a quello in IR1 e IR5.

RF INSERTION

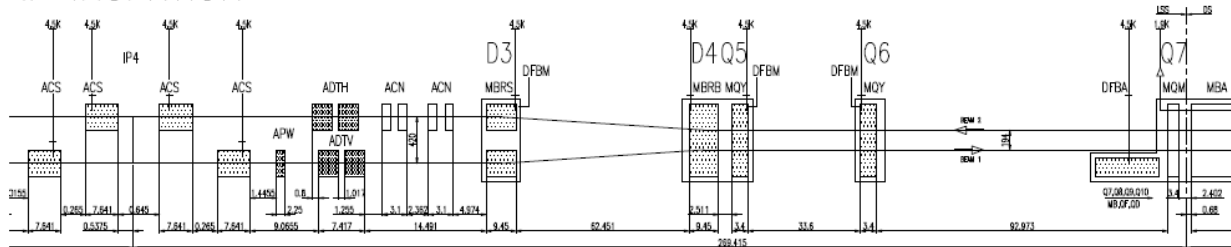


Figura 1.5. Sezione IR4

IR8

Descrizione generale

IR8 contiene l'esperimento LHCb (esperimento per lo studio del quark bottom, sulla asimmetria materia-antimateria) e gli elementi di iniezione del fascio 2 (fig. 1.6 e 1.7). I valori molto piccoli della funzione β sono ottenuti mediante l'ausilio di un sistema di tre quadrupoli. Lo spazio libero intorno al punto di interazione è di 23 m e il magnete Q1 è situato all'interno del tunnel e non sorretto da un cantilever nella caverna dell'esperimento. Nel punto di interazione i due fasci condividono la stessa camera a vuoto, lo stesso tripletto di magneti a basso β e lo stesso dipolo di separazione D1. La rimanente sezione di accoppiamento (MS) e il DS consistono in magneti a due aperture con tubi di fascio separati per ciascun anello.

LHC-b

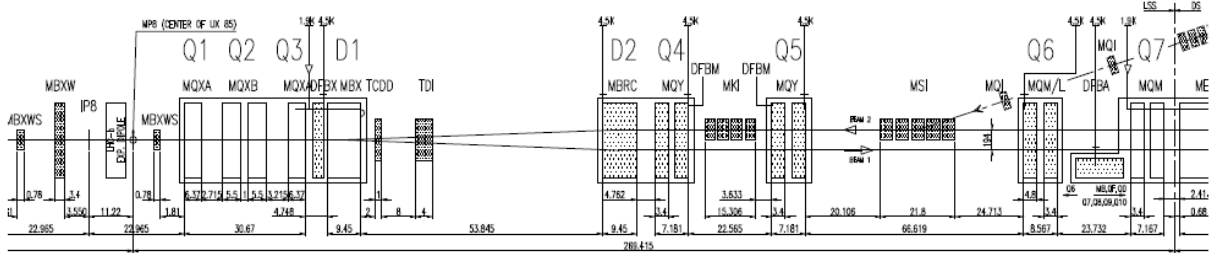


Figura 1.6. Sezione IR8 a destra del punto di interazione

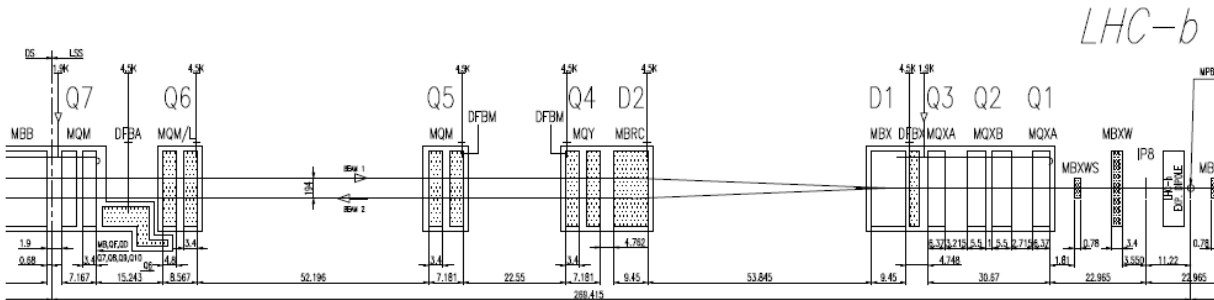


Figura 1.7. Sezione IR8 a sinistra del punto di interazione

1.4 Progetto Hi-Lumi

Lo scopo del progetto Hi-Lumi (High-Luminosity) [2, 3, 4] è quello di incrementare di circa un ordine di grandezza la luminosità attuale di LHC, passando da circa 1.0×10^{34} a 1.0×10^{35} eventi/cm²s. Grazie a questa modifica sarà possibile aumentare sensibilmente il numero di interazioni all'interno del collider. Affinché tutto ciò sia possibile è indispensabile intervenire sostanzialmente sulla macchina, potendo in questo apportare migliorie a tutti gli aspetti dell'acceleratore. Il fulcro del progetto è sicuramente la modifica dei tripletti, ovvero i magneti che 'strizzano' il fascio nei punti di collisione, massimizzandone l'efficacia. Innanzitutto questi magneti subiranno un allargamento della sezione, portando la cavità ad un diametro di circa 150 mm, e verrà utilizzato Nb₃Sn per la realizzazione dei quadrupoli. Come si vedrà nel capitolo riguardante la simulazione in geometria Hi-Lumi (vedi cap. 4), sarà inoltre modificato il beam screen (che ha la funzione di schermare la radiazione di sincrotrone vedi fig. 4.28), passando da una sezione ottenuta tramite l'intersezione di un'ellisse e un rettangolo ad una sezione ottagonale e si montando assorbitori in tungsteno con spessore maggiore nel primo quadrupolo per ovviare al maggior debris (sciame di particelle secondarie, prodotte nell'interazione p-p a 7+7 TeV).

Al fine di realizzare questa modifica sostanziale della macchina si è diviso il lavoro di ricerca e analisi in diversi gruppi di lavoro (work packages), ciascuno con il suo scopo prefissato. I gruppi sono i seguenti:

- WP1 – Management
- WP2 – Fisica dell'acceleratore
- WP3 – Magnet
- WP4 – Crab cavities
- WP5 – Collimatori
- WP6 – Cold Powering

Il gruppo di riferimento per il lavoro svolto in questa tesi è il WP6, il cui scopo è la caratterizzazione dei materiali superconduttori e la realizzazione del design dell'alimentazione a bassa temperatura dell'acceleratore. L'obiettivo del WP6 è quello di spostare l'apparato di alimentazione in superficie e

trasportare la corrente necessaria tramite link superconduttivi a bassa temperatura (4.5 K). A questo fine è stato quindi ridisegnato lo schema di alimentazione dei tripletti. Attualmente l'alimentazione dei quadrupoli è mostrata nelle figura 1.8, 1.9 e 1.10.

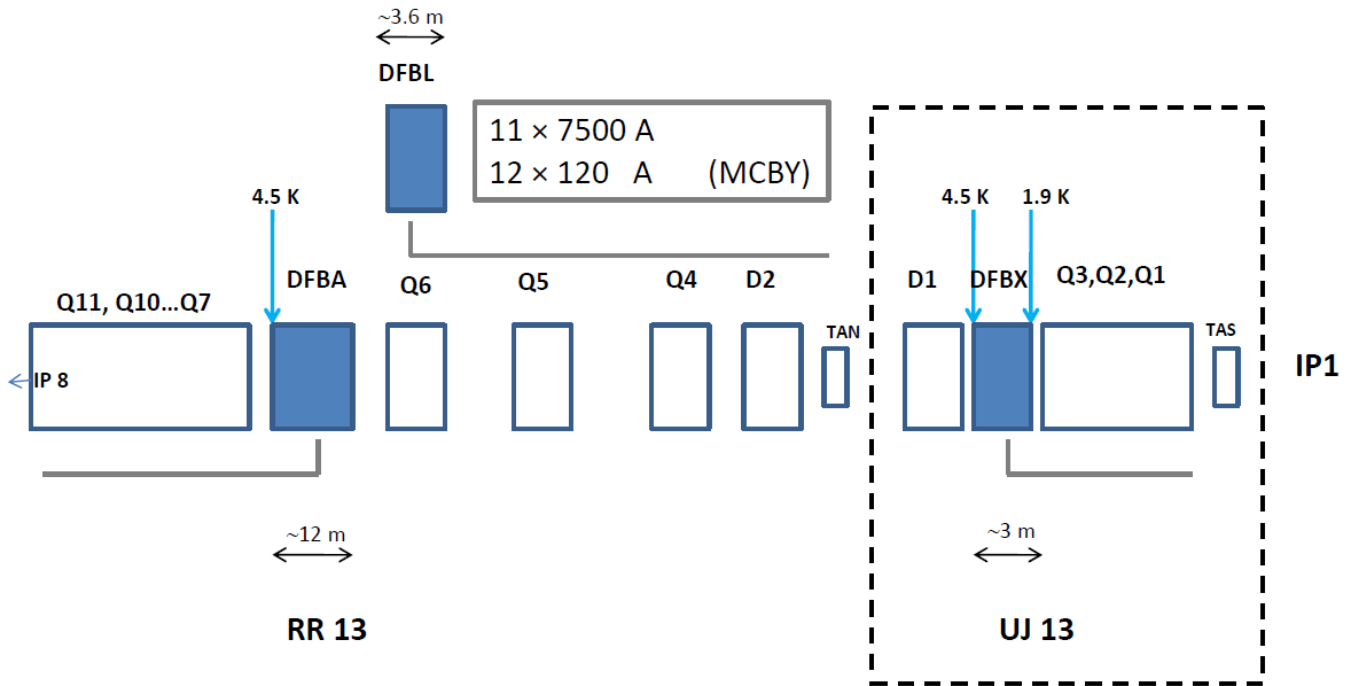


Figura 1.8. Layout attuale

con :

- IP1: punto di interazione ATLAS
- TAS: collimatore particelle cariche
- Q1, Q2, Q3: tripletto di focalizzazione
- DFBX, DFBL, DFBA: sistemi di criogenia
- D1, D2: magneti per la separazione del fascio nelle due beam pipe
- TAN: collimatore particelle neutre
- Q4-Q11: quadrupoli di focalizzazione

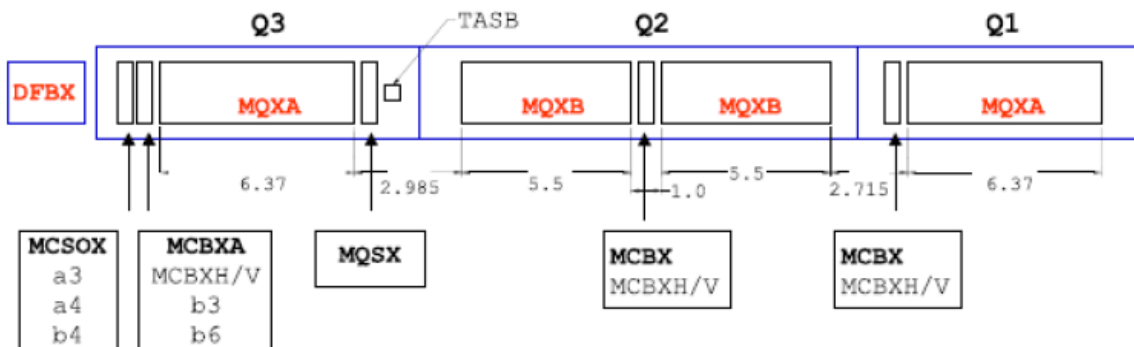


Figura 1.9. Schema del tripletto attuale

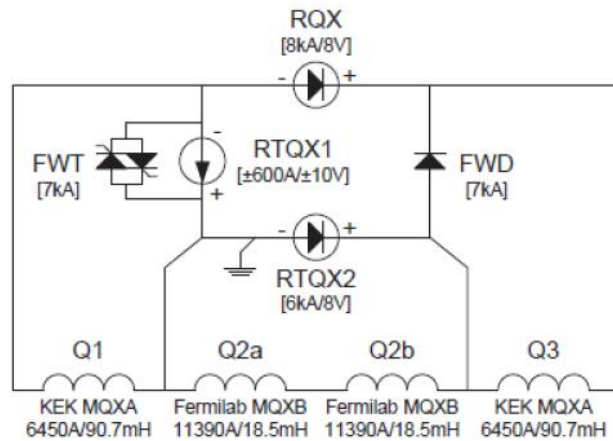


Figura 1.10. Circuito di alimentazione del tripletto attuale

L'obiettivo è :

- Spostare in superficie l'elemento DFBX
- Spostare un superficie l'elemento DFB e i convertitori di potenza
- Trasferire la corrente dalla superficie al tunnel tramite link superconduttivi
- Raffreddare il DFB e i link superconduttivi utilizzando nuovi refrigeratori

per raggiungere la nuova configurazione mostrata nelle figure 1.11 e 1.12.

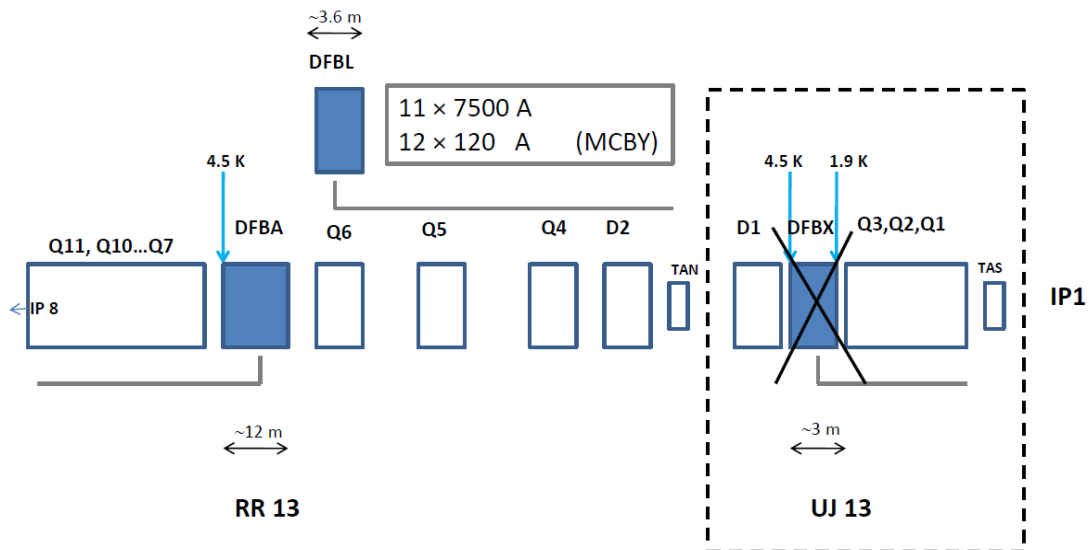


Figura 1.11. Layout di Hi-Lumi

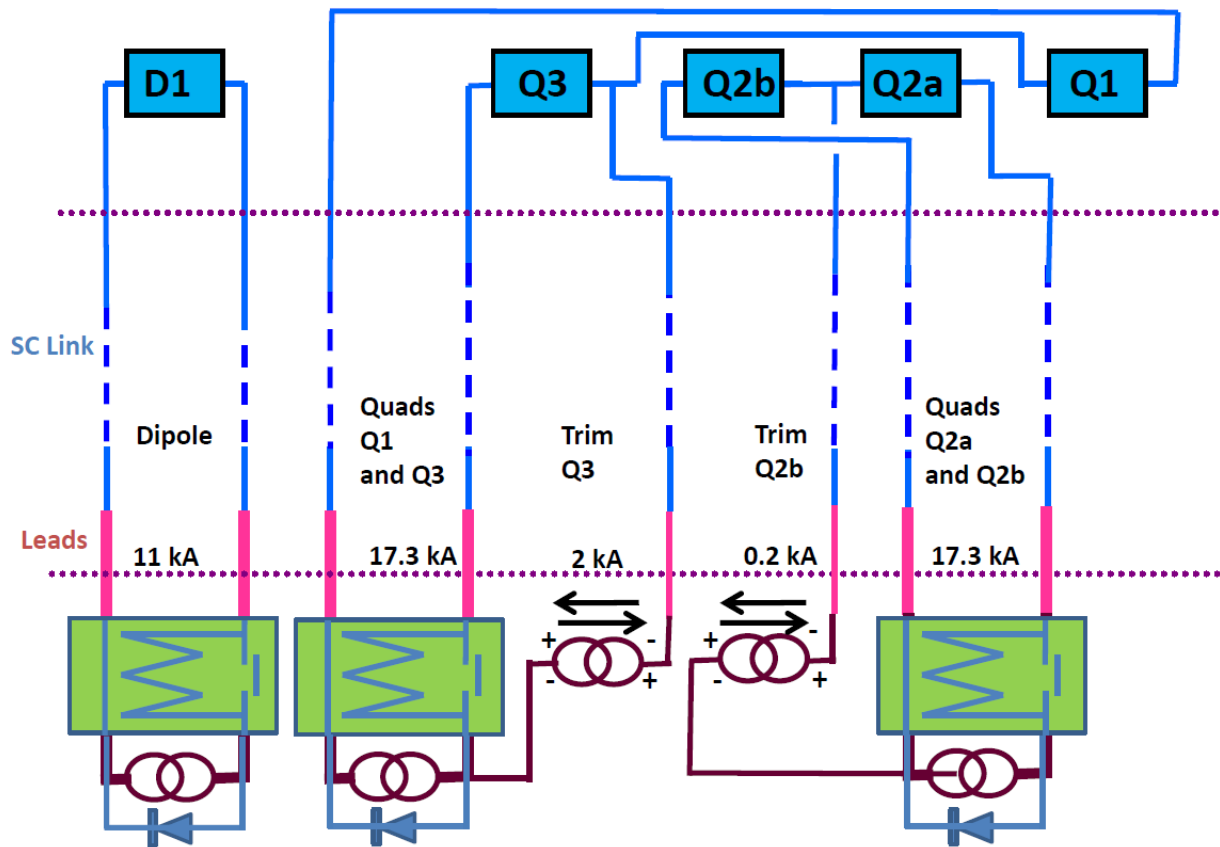


Figura 1.12. Schema di alimentazione del tripletto Hi-Lumi

Questo schema, che prevede quindi un'alimentazione a coppie (Q1+Q3 e Q2a+Q2b) con regolatori, permette una completa flessibilità dell'ottica di fascio e, differentemente da altre situazioni studiate, non costringe il dump su tutti i magneti in caso di quench singolo (cosa inevitabile in caso di alimentazione in serie di tutti i quadrupoli).

Il cavo principale di alimentazione scenderà a livello del tunnel in una posizione appena successiva all'elemento D1 (zona in cui effettueremo le analisi tramite simulazione in seguito), per poi procedere parallelamente alla beam pipe fino ai magneti.

In seguito verrà analizzato il design del cavo allo stato attuale di sviluppo e le altre zone interessate dalla variazione dell'impianto di alimentazione.

Capitolo 2 Superconduttività e MgB_2

2.1 Superconduttività

Alla fine del primo decennio del Novecento gli studi sulle bassissime temperature condotte dal fisico olandese Heike Kamerlingh Onnes, che lo portarono per la prima volta a liquefare l'elio alla temperatura di 4 K, permisero di investigare circa le proprietà elettriche dei metalli a tali temperature. Questo portò nel 1911 all'osservazione di un fenomeno che prese poi il nome di superconduttività [5].

Le due teorie sostenute fino a quel momento sul comportamento dei metalli a bassa temperatura erano:

- 'congelamento' degli elettroni all'abbassarsi della temperatura
- Raggiungimento di un non ben definito valore minimo di resistenza

Proprio la seconda teoria suggeriva una diminuzione della resistenza con l'abbassarsi della temperatura fino al raggiungimento di una condizione in cui il flusso di corrente sarebbe stato imperturbato. Onnes mise alla prova le due ipotesi facendo passare una corrente all'interno di un filo di mercurio e misurandone la resistenza al diminuire della temperatura. La scoperta fu sensazionale: infatti non si osservarono né un livellamento della resistenza né il congelamento degli elettroni. A 4.2 K la resistenza sparì completamente. Onnes giunse alla conclusione che il mercurio avesse raggiunto un nuovo stato che in base alle straordinarie proprietà elettriche poteva essere definito come stato superconduttivo. Fin da subito fu chiara la portata della scoperta scientifica, anche a livello commerciale: un conduttore privo di resistenza avrebbe permesso un trasporto di corrente senza perdite. In un esperimento successivo Onnes fece scorrere corrente in un filo chiuso raffreddato a 4 K. Dopo un anno la corrente fluiva ancora nel filo senza perdite misurabili. Questo portò alla definizione delle correnti persistenti (strettamente legate al fenomeno della superconduttività), cioè correnti elettriche in grado di continuare a fluire senza una differenza di potenziale che le sostenga. Onnes, grazie a queste scoperte, vinse il premio Nobel per la Fisica nel 1913.

Successivamente un'altra caratteristica dello stato superconduttivo sbalordì gli studiosi del tempo. Nel 1933 due fisici tedeschi, Karl Walther Meissner e Robert Ochsenfeld, scoprirono che i superconduttori, oltre ad essere perfetti conduttori di elettricità, sono anche perfetti materiali diamagnetici, capaci cioè di espellere il flusso magnetico che contengono una volta raffreddati al di sotto della propria temperatura di transizione.

Questo fenomeno è conosciuto oggi come effetto Meissner-Ochsenfeld o semplicemente effetto Meissner. Esso avviene solo in presenza di campi magnetici relativamente piccoli (frazioni di tesla). Se il campo supera determinati valori riesce allora a penetrare nel mezzo distruggendo lo stato superconduttivo (almeno per quanto riguarda i superconduttori del primo tipo, come vedremo in seguito)

I modelli quantistici degli anni Trenta erano in grado di spiegare la conduttività dei metalli normali, ma non la superconduttività. Solo nel 1957 tre fisici americani, John Bardeen, Leon Cooper e Robert Schrieffer, furono in grado di sviluppare un modello per la comprensione dei fenomeni fisici microscopici alla base dello stato superconduttivo. L'ipotesi alla base del modello prevedeva che in un superconduttore gli elettroni condensassero in uno stato quantico di energia minima e che viaggiassero all'interno del mezzo non singolarmente, ma in coppie, dette coppie di Cooper. Nel 1972 i tre scienziati vinsero il Nobel per la Fisica e da allora la loro teoria circa la superconduttività viene indicata come teoria BCS, dalle iniziali dei loro cognomi.

Nel 1962 un ricercatore dell'Università di Cambridge, Brian D. Josephson, studiò due superconduttori separati da uno strato di materiale isolante scoprendo che, nel caso lo spessore non sia troppo elevato, le coppie di Cooper possono passare per effetto tunnel attraverso la barriera senza dividersi. La corrente critica, vale a dire la supercorrente massima che può attraversare la giunzione, dipende dalle dimensioni della barriera, dal tipo di materiale superconduttore e dalla temperatura. Questo fenomeno prese il nome di effetto Josephson e valse al ricercatore il premio Nobel per la Fisica del 1973.

Negli anni successivi furono portati avanti diversi esperimenti su ceramiche a base di ossido di rame (perovskiti), di lantanio, di bario e di ossigeno, trovando evidenze di superconduttività a 35 K. Nel 1987 fu individuata una ceramica perovskite in grado di super condurre a 90 K. Questa scoperta fu molto importante in quanto da quel momento fu possibile usare come mezzo refrigerante l'azoto liquido, che ha punto di ebollizione a 77 K ed è molto facile da reperire e da produrre (costo al litro di circa 0.27 €). Viste le temperature in gioco si iniziò a parlare di superconduttori ad alta temperatura critica (HTSC) che, nel 1987, valsero il premio Nobel a Karl Muller e Johannes Bednorz.

Nel 2001 venne infine scoperta la superconduttività nel diboruro di magnesio.

Effetto Meissner-Ochsenfeld

L'effetto Meissner (fig. 2.1) si verifica ogniqualvolta un superconduttore viene immerso in un campo magnetico di intensità inferiore ad un certo valore critico H_c . Il superconduttore evidenzia un diamagnetismo perfetto ed espelle il campo magnetico interno; Questo avviene grazie alla generazione di correnti superficiali che inducono nel mezzo un campo magnetico uguale e contrario a quella applicato.

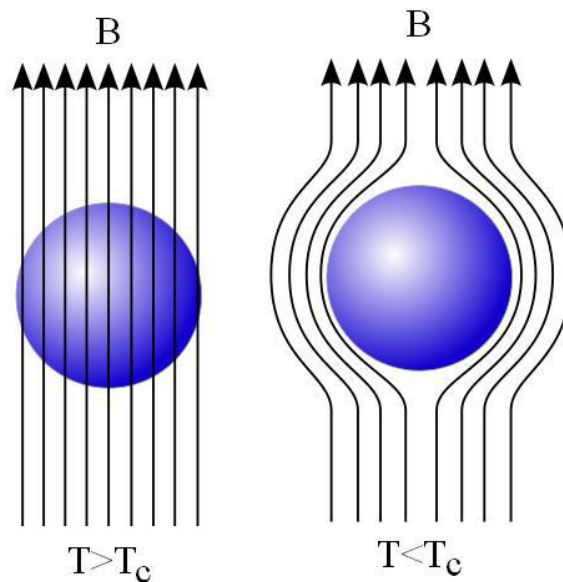


Figura 2.1. Effetto Meissner

In condizioni stazionarie ($\partial B / \partial t = 0$), all'interno del materiale si dovrebbe avere B costante, mentre nei superconduttori il campo magnetico interno è nullo.

Da qui si formula l'ipotesi circa lo sviluppo di correnti superficiali in grado di generare un controcampo.

Per formalizzare questo fenomeno nel 1935 due fratelli, Fritz e Heinz London, svilupparono le cosiddette equazioni di London; una loro possibile formulazione è la seguente:

$$\begin{cases} \vec{j} = \frac{\vec{E}}{\mu_0 \lambda^2} \\ \vec{\nabla} \times \vec{j} = -\frac{\vec{H}}{\lambda^2} \end{cases}$$

dove λ rappresenta lo spessore di penetrazione di London, ha le dimensioni di una lunghezza ed è definito come

$$\lambda = \sqrt{\frac{m_e}{n_s e^2 \mu_0}}$$

con m_e massa dell'elettrone, e carica elettrica elementare e n_s un parametro fenomenologico detto densità volumica di superportatori.

La prima equazione di London descrive la prima delle due caratteristiche di un superconduttore, cioè l'assenza di resistenza DC. Per ricavare tale equazione è sufficiente considerare il modello di Drude per la conducibilità elettrica nei metalli.

Questo modello fu sviluppato all'inizio del Novecento da Paul Drude per spiegare le proprietà del trasporto degli elettroni nei materiali, in particolare nei metalli. In sostanza rappresenta l'equivalente della teoria cinetica dei gas applicata agli elettroni in un solido. Questa descrizione assume che il materiale contenga ioni positivi immobili e un "gas di elettroni" classici, non interagenti, di densità n , il moto di ognuno dei quali sia frenato da una forza di attrito viscoso dovuta alle collisioni con gli ioni, caratterizzate da un tempo di rilassamento τ . Questa teoria è di tipo non quantistico.

Seguendo questo modello i portatori di carica sono soggetti ad una forza

$$m_e \dot{\vec{v}} = -e\vec{E} - \frac{m_e \vec{v}}{\tau}$$

Dal momento che la conducibilità elettrica è direttamente proporzionale a τ , si può ipotizzare che in un materiale in cui non ci sia resistenza il tempo di rilassamento sia molto grande, tendente all'infinito. Per $\tau \rightarrow \infty$ l'equazione di Drude diventa

$$m_e \dot{\vec{v}} = -e\vec{E}$$

Immaginando che solo una parte degli elettroni del materiale sia superconduttiva e che questi abbiano densità volumica n_s e ricordando che $\vec{j} = -n_s e \vec{v}$ otterremo

$$\dot{\vec{j}} = \frac{n_s e^2}{m_e} \vec{E}$$

che è proprio l'equazione di London.

L'approssimazione a $\tau \rightarrow \infty$ è però lontana dalla realtà dal momento che l'equazione che produce corrisponde ad una crescita indefinita e costante nel tempo di \vec{j} ; in realtà la prima equazione di London ha validità solo per $\vec{j} < \vec{j}_c$.

La prima equazione rappresenta bene l'assenza di resistenza, ma non è in grado di descrivere l'effetto Meissner-Ochsenfeld. Infatti, per l'equazione di Maxwell $\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \partial D / \partial t$ in condizioni stazionarie e per la relazione

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = -\nabla^2 \vec{H}$$

otterremo

$$\nabla^2 \dot{\vec{H}} = \frac{\dot{\vec{H}}}{\lambda^2}$$

che integrata in un intervallo temporale $[0, t]$ darà

$$\nabla^2 (\vec{H} - \vec{H}_0) = \frac{(\vec{H} - \vec{H}_0)}{\lambda^2}$$

con \vec{H}_0 valore di \vec{H} per $t = 0$. Tale equazione ammette una soluzione particolare $\vec{H} = \vec{H}_0$, cioè un campo costante, incompatibile con l'effetto Meissner.

Utilizzando la seconda equazione di London $\vec{\nabla} \times \vec{j} = -\vec{H}/\lambda^2$ e applicando la legge di Ampere $\vec{j} = \vec{\nabla} \times \vec{H}$ otteniamo, tramite la precedente identità vettoriale

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{\vec{H}}{\lambda^2}$$

Considerando la soluzione particolare in una sola dimensione x (con $x = 0$ sulla superficie del conduttore e $x > 0$ all'interno del materiale)

$$H(x) = H(0)e^{-x/\lambda}$$

si evince come il campo magnetico si riduca esponenzialmente all'aumentare della distanza dalla superficie, dando origine ad un diamagnetismo perfetto all'interno del materiale. E' evidente inoltre in questo modo il significato fisico di λ e cioè la distanza dalla superficie del conduttore entro cui il campo si riduce di un fattore $1/e$.

Superconduttori di tipo I

In questi materiali la lunghezza di coerenza, intesa come la distanza in cui avviene il passaggio da stato normale a stato superconduttivo all'interno del mezzo, è maggiore della profondità di penetrazione; di conseguenza, essendo tale configurazione energeticamente favorevole, tendono ad essere tutti superconduttori in condizione di bassa temperatura e campo magnetico debole. Se il campo raggiunge l'intensità critica questo penetra nel materiale distruggendo lo stato superconduttivo.

Dal momento che per i superconduttori di tipo I la superconduzione scompare per valori decisamente modesti di intensità di campo, questi materiali presentano uno scarso interesse dal punto di vista applicativo.

La relazione empirica che esprime il campo critico in funzione della temperatura è

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$$

ed è mostrata in figura 2.2

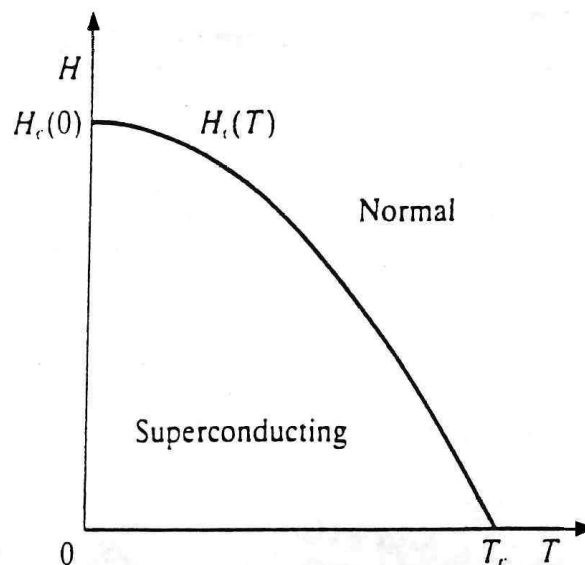


Figura 2.2. Grafico H-T di un superconduttore di tipo I

Superconduttori di tipo II

I superconduttori di tipo II (fig. 2.3) sono i più utili dal punto di vista tecnologico; infatti in questi materiali la profondità di penetrazione è maggiore della lunghezza di coerenza e quindi rimangono nello stato superconduttivo anche dopo che sia avvenuta la penetrazione del campo magnetico. Questi superconduttori inoltre possono sopportare campi molto più forti e trasportare correnti più intense.

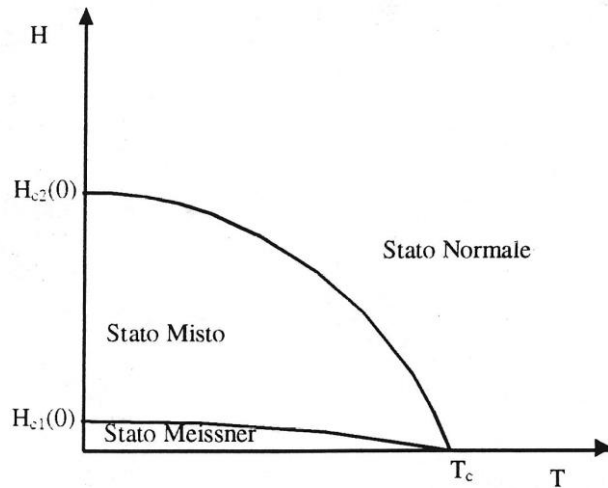


Figura 2.3. Grafico H-T di un superconduttore di tipo II

Come si può vedere anche dal grafico precedente, i superconduttori di tipo II presentano tre stati magnetici distinti:

- Stato di Meissner, in cui il campo magnetico viene espulso completamente. Questo stato viene conservato per campi inferiori al valore del campo critico inferiore, H_{c1} .
- Stato misto, in cui il campo magnetico penetra nel mezzo, ma non completamente o uniformemente. La penetrazione avviene tramite tubi di flusso, detti flussoni. Questo stato si mantiene per campi di intensità inferiore al campo critico superiore, H_{c2} .
- Stato normale, in cui la superconduttività cessa di esistere

Stato misto

La teoria che analizza i superconduttori di tipo II introduce un parametro adimensionale

$$k = \frac{\lambda}{\xi}$$

con λ pari alla lunghezza di penetrazione del campo magnetico e ξ alla lunghezza di coerenza.

Per $k > 1/\sqrt{2}$ il superconduttore è di tipo II; infatti in questo caso l'energia che compete alle superfici di separazione tra zone superconduttive e zone normali è negativa. I vortici si presentano come dei filamenti sottili, paralleli al campo esterno; all'interno il campo di induzione è massimo lungo l'asse e decresce esponenzialmente su una distanza comparabile con λ . La zona superconduttiva esterna è schermata da tale campo da una corrente superconduttiva che scorre nella superficie di separazione cilindrica, avente diametro pari a 2ξ (fig. 2.4).

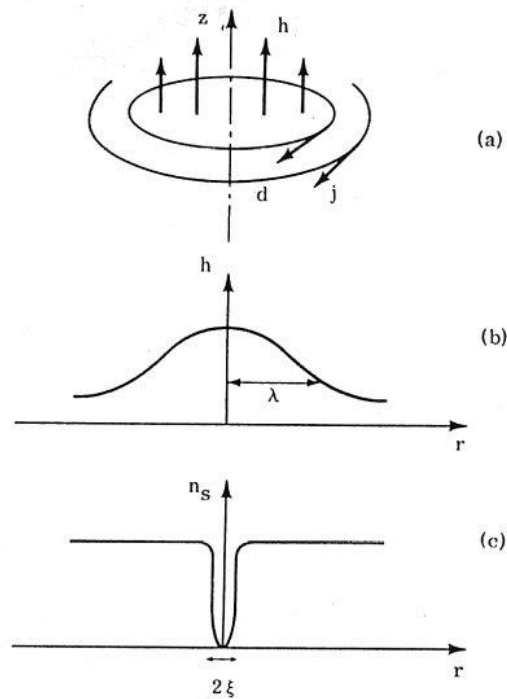


Figura 2.4. a) Struttura vortice in un superconduttore di tipo II, b) Distribuzione campo nel vortice, c) Densità delle coppie di Cooper nel vortice

Sia la teoria che gli esperimenti portano a dire che il flusso magnetico intrappolato nel singolo vortice ha un unico valore pari al quanto di flusso $\phi_0 = h/2e = 0.068 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$. Al crescere del campo esterno aumenta la densità di vortici che si respingono tra loro a causa dell'interazione tra campo magnetico intrappolato e correnti di schermo. In assenza di difetti e impurità, i vortici tendono a disporsi secondo una struttura triangolare regolare che minimizza la repulsione reciproca. I flussoni tendono a muoversi nel mezzo generando così dissipazione. Al superamento del campo critico superiore, le zone normali si sovrappongono e la superconduttività svanisce.

Forza di pinning

Nei superconduttori di tipo II i flussoni vengono ancorati alle disomogeneità tramite forze di pinning. Quando passa una corrente nel superconduttore, immerso in un campo magnetico, si origina una forza di Lorentz pari a

$$\int_V \vec{j} \times \vec{B} dV$$

che tende a staccare i vortici dai centri di ancoraggio. Quando la densità di corrente supera un valore critico J_c i flussoni iniziano a muoversi dissipando energia; infatti il moto dei flussoni è sempre accompagnato da un campo elettrico macroscopico E dato da

$$\vec{E} = \vec{v}_L \times \vec{B}$$

con v_L pari alla velocità media dei flussoni. La densità di potenza $\vec{j} \cdot \vec{E}$ viene dissipata nel campione portandolo anche a transire.

È inoltre possibile che i flussoni si disancorino per valori di densità di corrente inferiori a quello critico a seguito di uno scorrimento legato alla temperatura.

In funzione di J è possibile evidenziare tre regimi di flusso:

- Flux Flow, per $J > J_c$
- Flux Creep, per $J \cong J_c$
- TAFF (Flux Flow Termicamente Attivato), per $J \ll J_c$

Flux flow

Sperimentalmente si osserva che, se la corrente che scorre attraverso un superconduttore nello stato misto supera un certo valore critico, compare una tensione lungo il campione. Questa tensione aumenta linearmente con la differenza $J - J_c$ e la pendenza della curva $E(J)$ è indipendente dalla corrente critica; quindi si instaura un regime resistivo caratterizzato da un valore costante della resistenza elettrica anche se il campione non è ancora allo stato normale.

Per descrivere tutto ciò si utilizza la seguente interpretazione fenomenologica: ipotizziamo che la velocità dei flussoni sia il risultato dell'equilibrio di tre forze: una forza di driving, una forza di pinning e una forza di attrito viscoso. Si avrà che

$$F_d - F_p - \frac{\eta B v_L}{\phi_0} = 0$$

con η coefficiente di attrito viscoso.

Il campo elettrico associato al moto dei vortici sarà

$$E_f = \frac{\phi_0}{\eta} (F_d - F_p) = \frac{\phi_0 B}{\eta} (J - J_c)$$

L'equazione è simile, nella forma, alla legge di Ohm. Possiamo quindi introdurre una sorta resistività di flux flow data da

$$\rho_{ff} = \frac{dE}{dJ} = \frac{\phi_0 B}{\eta}$$

Tutti i calcoli effettuati mostrano come il coefficiente di viscosità dipenda unicamente dai parametri del superconduttore ideale e che l'influenza da parte del pinning sia inesistente.

Flux creep

Alla base del concetto di flux creep c'è il fatto che i flussoni possano disancorarsi dai centri di pinning anche quando la forza di Lorentz è minore della forza di pinning; questo avviene per mezzo dell'attivazione termica. In assenza di correnti di trasporto è possibile pensare che i flussoni siano contenuti in buche di energia di potenziale di profondità U_0 e larghezza a (figura 2.5).

Se nel superconduttore è presente una corrente di densità J , perpendicolare al campo applicato, la buca di potenziale si riduce ad un valore efficace $U_{\text{eff}} = U_0 - BJVa$, con V pari al volume occupato dal pacchetto di flussoni.

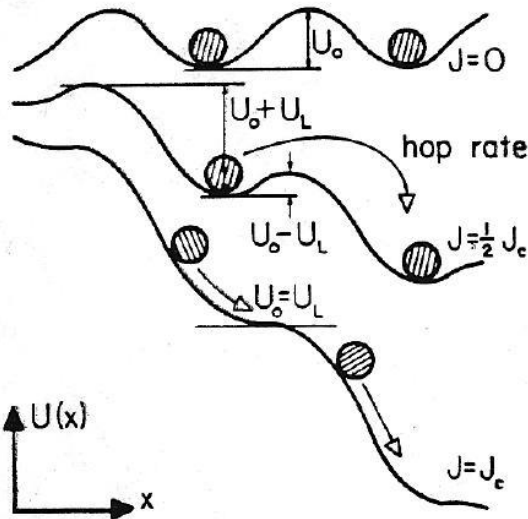


Figura 2.5. Rappresentazione centri di pinning

Al crescere di J la probabilità di disancoraggio dei flussoni aumenta e in prossimità di J_c l'effetto del flux creep diventa dominante.

TAFF

Il Flux Flow Termicamente Attivato è riscontrabile nei superconduttori con una barriera di pinning estremamente bassa e a temperature sufficientemente alta. In queste condizioni i flussoni hanno una probabilità consistente di riuscire a superare la barriera di pinning. Questo fenomeno è tipico dei superconduttori ad alta temperatura critica. Se consideriamo una corrente J nel materiale questo fenomeno si osserva per $J \ll J_c$.

Fili e cavi superconduttori

Questi oggetti sono fili o nastri composti contenenti filamenti superconduttori immersi in una matrice metallica. La matrice ha una funzione molteplice: metallurgica, cioè permette in fase di realizzazione la trafilatura del conduttore, meccanica, cioè di rinforzo, stabilizzante (assorbe i disturbi termici) e di protezione (in caso di quench la corrente passa nel metallo evitando al filamento di raggiungere temperature troppo elevate).

Corrente critica nei cavi superconduttori

Una proprietà dei fili superconduttori di particolare interesse per le applicazioni è la corrente critica. La transizione allo stato normale di un filo superconduttore è un fenomeno che, in assenza di eventi irreversibili, avviene con un aumento graduale della resistenza.

La corrente critica I_c non è definita in base alle proprietà microscopiche del materiale, ma in maniera operativa. Essa corrisponde all'insorgere nel filo di un valore convenzionale di resistività (generalmente si assume $10^{-14} \Omega\text{m}$) o di una caduta di potenziale per unità di lunghezza (tipicamente 10^{-4} - 10^{-5}V/m). Non vi è quindi relazione tra la densità di corrente critica definita precedentemente (cioè legata all'insorgere del flux flow) e la I_c definita in questo paragrafo. In questo caso il superconduttore si trova nella regione del flux creep, ben lontano dall'insorgere del flux flow. Uno dei motivi per i quali non si definisce la corrente critica in base alle proprietà microscopiche del superconduttore è che sostanzialmente non è possibile individuare una netta separazione tra il regime di creep e quello di flow nei materiali reali; è infatti solamente possibile individuare una zona di transizione tra i due regimi.

Le curve V-I di un filo superconduttore, nello stato misto, ottenute a temperature e campo magnetico costanti, possono essere interpolate secondo la legge empirica

$$V = aI^n$$

L'indice n non è una costante, ma dipende dalla temperatura e dal campo magnetico; tipicamente assume valori compresi tra 10 e 100.

Più è grande il valore di n e più è ripida la transizione e per questo motivo nelle applicazioni pratiche si cerca di utilizzare cavi con alti valori di n ; in questo caso, infatti, il cavo è in grado di sostenere correnti vicine al valore critico senza che si instaurino fenomeni dissipativi in grado di portare alla transizione allo stato normale.

I filamenti superconduttori raramente sono uniformi in tutta la loro lunghezza, ma anzi presentano spesso difetti quali salsicciature e interruzioni. Questi difetti hanno una scarsa influenza sulla corrente critica, ma possono abbassare notevolmente il valore di n . Per questo motivo il parametro n viene definito come indice di qualità.

Utilizzando il modello delle buche di potenziale è possibile ottenere il valore di n , che è pari a $U_0/K_B T$; per cui si avrà

$$V = V_c \left(\frac{I}{I_c} \right)^n = V_c \left(\frac{I}{I_c} \right)^{\frac{U_0}{K_B T}}$$

con I_c corrente critica e V_c la tensione corrispondente.

2.2 Diboruro di magnesio

Introduzione

Il diboruro di magnesio è un materiale ampiamente conosciuto sin dai primi anni Cinquanta del Novecento, ma solo recentemente (gennaio 2001) si è scoperto essere un materiale superconduttore con una temperatura critica notevolmente alta, circa 40 K, grazie alla sua semplice struttura esagonale [6].

Secondo la teoria BCS gli elementi più leggeri presentano stati di più alta frequenza fononica, cosa che potrebbe portare a più elevate temperature di transizione. La recente scoperta della superconduttività nel diboruro di magnesio conferma le previsioni di alta temperatura critica in composti contenenti tali elementi leggeri; infatti si ritiene che abbia un ruolo cruciale nella condizione superconduttiva di questo materiale proprio il componente metallico boro, di massa atomica 10,8.

La temperatura critica del diboruro di magnesio è prossima o superiore ai valori preventivati dalla teoria BCS, cosa che lo spinge ad essere considerato un superconduttore non-convenzionale. Nonostante i molti sforzi non è però ancora stabilito con certezza quale sia il meccanismo superconduttivo del diboruro di magnesio.

Il grande interesse nei confronti di questo composto da parte della comunità scientifica è legato alle particolari caratteristiche che esso presenta. In primo luogo l'enorme vantaggio è rappresentato dal costo di realizzazione, estremamente basso rispetto a quello degli altri materiali superconduttori (circa un decimo). Altre importanti caratteristiche sono la minor anisotropia rispetto ai cuprati (composti a base di rame), la più larga lunghezza di coerenza (che comporta un margine di temperatura maggiore) e la trasparenza dei bordi di grano al flusso di corrente. Il diboruro di magnesio promette inoltre maggiori temperature di esercizio e la realizzazione di un'elettronica più veloce (velocità di segnale) di quella attuale a base di niobio.

Dai primi studi si potrebbe dire che il diboruro di magnesio sia un materiale superconduttore a bassa T_c con una temperatura critica notevolmente elevata, dal momento che le sue caratteristiche lo rendono più simile ad un superconduttore convenzionale rispetto ad un cuprato ad alta T_c , nonostante abbia con quest'ultimo alcune similitudini. Infatti l'effetto isotopico, la dipendenza lineare del campo critico superiore rispetto alla temperatura e un abbassamento della temperatura critica all'aumentare del campo magnetico lo catalogherebbero come superconduttore convenzionale, mentre dall'altro lato la

dipendenza quadratica della profondità di penetrazione rispetto alla temperatura lo caratterizzerebbero come materiale superconduttore non-convenzionale, simile ai cuprati.

Diboruro di magnesio e altri diboruri

Il diboruro di magnesio possiede una semplice struttura esagonale di tipo AlB_2 , comune tra i composti borati. Questa struttura è formata da strati di boro, simili a quelli della grafite, separati da strati esagonali compatti di magnesio (fig. 2.6). Gli atomi di magnesio si collocano al centro delle strutture esagonali formate dal boro e donano i loro elettroni ai piani di boro.

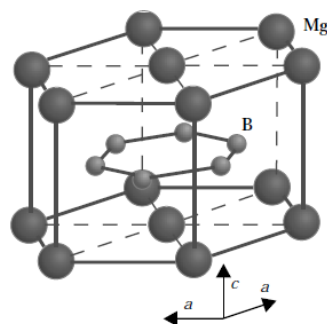


Figura 2.6. Struttura del diboruro di magnesio

Similmente alla grafite, il diboruro di magnesio esibisce una forte anisotropia nelle distanze tra atomi di boro: la distanza tra i piani di boro è significativamente maggiore della distanza interplanare degli atomi di quest'ultimo. La temperatura di transizione di questo composto è circa due volte la più alta temperatura critica riscontrata in materiali superconduttori binari (il Nb_3Ge per esempio ha una temperatura critica di 23 K).

Paragonato ad altri tipi di superconduttori, il diboruro di magnesio può essere il miglior superconduttore a bassa T_c con la più alta temperatura critica. Il diboruro di magnesio ha la più alta temperatura critica tra tutti i composti borati.

La ricerca della superconduttività nei materiali borati ha avuto inizio nel 1949, quando Kiessling trovò una temperatura critica di 4 K nel boruro di tantalio (TaB). Negli anni Settanta Cooper, Leyarovska e Leyarovski portarono a termini diversi studi sul comportamento superconduttivo di diversi composti borati. Fin dalla scoperta della superconduttività nel diboruro di magnesio si sono effettuati diversi studi per indagare le potenzialità dei composti borati binari e ternari ad alta T_c (BeB_2 , CaB_2 , AgB_2 , AuB_2 , $Mg_{1-x}Li_xB_2$, $Mg_{1-x}Na_xB_2$, ecc.). Alcuni dei risultati sono ancora controversi, come nel caso del diboruro di tantalio (TaB_2), che è risultato non superconduttivo nei primi esperimenti, per poi mostrare una temperatura di transizione superconduttiva di 9.5 K in studi più recenti.

Il fatto che alcuni composti borati hanno mostrato comportamenti superconduttivi in alcuni esperimenti ed in altri no suggerisce il fatto che una composizione non stechiometrica possa essere fondamentale nel comportamento superconduttivo di questa famiglia di materiali. Estrapolando il concetto, è possibile che nel caso del diboruro di magnesio il valore massimo di temperatura critica sia ottenibile per composizioni non stechiometriche. Il requisito della non stechiometria è molto frequente sia nei superconduttori a bassa T_c che in quelli ad alta T_c .

Preparazione

Uno dei vantaggi nella fabbricazione di diboruro di magnesio è il fatto che sia già disponibile nelle forniture chimiche, dal momento che viene sintetizzato fin dai primi anni Cinquanta. Tuttavia molto spesso la qualità della polvere di diboruro di magnesio disponibile commercialmente non è così elevata come si desidererebbe. Infatti le polveri di diboruro di magnesio in commercio presentano una più ampia fase di

transizione allo stato superconduttivo e una temperatura critica leggermente inferiore. In diboruro di magnesio vengono fabbricati film sottili, polveri, monocristalli cavi e nastri.

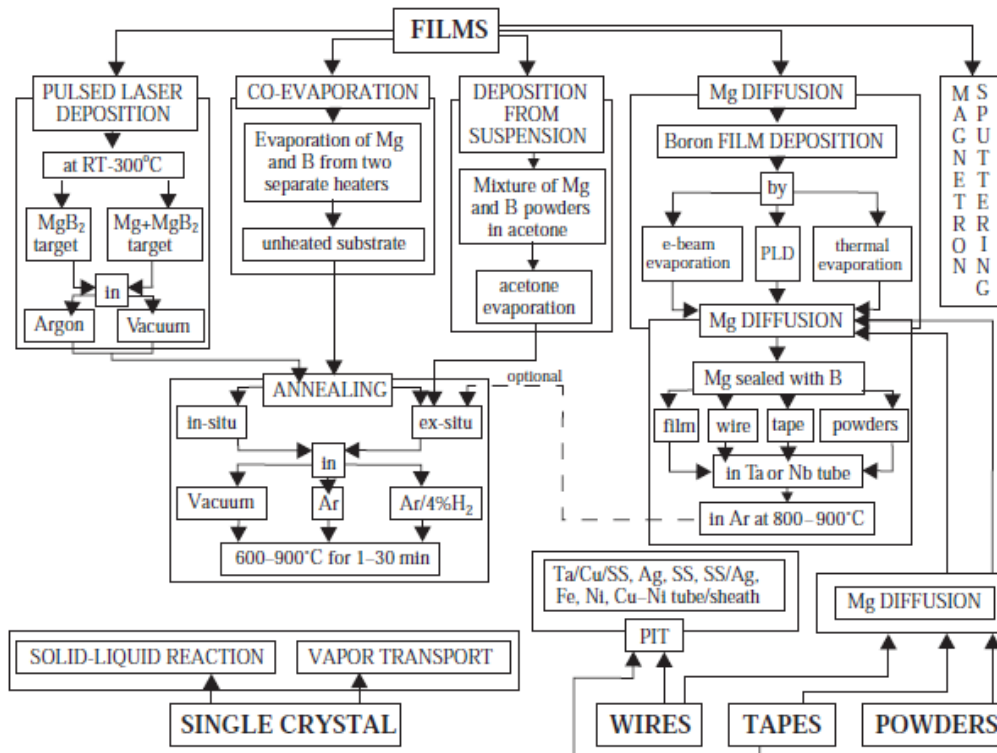


Figura 2.7. Metodi utilizzati per la realizzazione di MgB_2

I più comuni metodi per la preparazione di film di diboruro di magnesio sono: deposizione laser pulsata (PLD), coevaporazione, deposizione da sospensione, diffusione di magnesio e deposizione per polverizzazione catodica (fig. 2.7). Nel caso della realizzazione di film, la volatilità del magnesio porta alla necessità di substrati non riscaldati e di bersagli arricchiti in magnesio. Sempre a causa di questa volatilità è essenziale stimare accuratamente la deposizione minima e la temperatura di crescita che permetta al film di cristallizzarsi nella struttura esagonale, ma senza comportare una perdita di magnesio nel film stesso. I film preparati con la tecnica del PLD presentano una T_c più bassa e una più larga transizione rispetto ai film fabbricate tramite processi di diffusione di magnesio.

Mettendo a paragone tutti i metodi realizzativi in commercio si può notare come il fattore principale non sia il tipo di superficie di crescita, ma la tecnica di deposizione. Tra tutti i metodi quello che dà i migliori risultati per la preparazione di film sottili è la diffusione di magnesio.

Per applicazioni elettroniche è preferibile che i film a temperatura critica di 39 K siano realizzati in situ in un unico step. Molto spesso, invece, i film di diboruro di magnesio con alta temperatura critica realizzati su misura sono fabbricati secondo un procedimento a due step: deposizione del film e ricottura.

E' interessante notare inoltre che il metodo della diffusione di magnesio sia utilizzata anche per la realizzazione di corpi massivi, polveri, cavi e nastri. Questo metodo consiste nella diffusione del magnesio attraverso oggetti in magnesio di differenti geometrie. Dal momento che il magnesio è altamente volatile, magnesio e boro sono sigillati in tubi di niobio o di tantalio e portati a temperature di 800-900°C. Durante questo procedimento il magnesio diffonde nel boro, aumentando le dimensioni dell'oggetto reagente.

A fini pratici è necessario sviluppare tecniche di fabbricazione di cavi e nastri, più adatti alla realizzazione di componenti essenziali per cablaggi e magneti. Diversi gruppi di ricerca si focalizzano sul miglioramento delle procedure di realizzazione di questi oggetti, anche se alcune problematiche legate alla fabbricazione di cavi massivi rimangono irrisolte. Una di queste è il fatto che il diboruro di magnesio è meccanicamente duro e fragile, cosa che rende impossibile una geometria di filo sottile. La realizzazione di fili e nastri è ottenuta attraverso due tecniche: diffusione di magnesio e metodo delle polveri-in-tubo (PIT).

La diffusione di magnesio in cavi di boro è il metodo più semplice, ma il metodo PIT permette di ottenere cavi e nastri di ottima qualità.

Il metodo PIT consiste nelle seguenti procedure. Polveri di diboruro di magnesio o un mix di polveri di boro e di magnesio con composizione stechiometrica vengono inseriti in tubi o guaine metalliche. Questi tubi sono estrusi in cavi e lavorati a freddo in nastri. Questi passaggi sono seguiti da un opzionale trattamento a 900-1000°C.

Per la fabbricazione di cavi e nastri di diboruro di magnesio inguainata in metallo sono essenziali materiali metallici resistenti, ma anche duttili e malleabili. Questi metalli devono inoltre fungere da barriera alla diffusione del volatile e reattivo magnesio. E' inoltre fondamentale trovare un materiale per la realizzazione della guaina che non si deteriori in regime di superconduttività. Il magnesio e il diboruro di magnesio tendono a reagire con molti metalli, formando composti intermetallici e soluzioni solide con bassi punti di fusione, cosa che rende inutile la guaina metallica durante la sinterizzazione del diboruro di magnesio a 900-1000°C. I pochi metalli che non reagiscono con il magnesio sono ferro, molibdeno, niobio, vanadio, tantalio, hafnio e tungsteno. L'elemento con la miglior duttilità tra questi è il ferro, cosa che lo rende il miglior candidato come guaina e barriera per la diffusione nei processi di realizzazione che prevedono la ricottura. Nel caso in cui si eviti la ricottura aumenta il numero di materiali utilizzabili per la guaina, oltre al fatto che diminuirebbero sensibilmente i costi di produzione.

Al fine di migliorare le proprietà superconduttive di componenti massive di diboruro di magnesio si applicano due metodi: deformazione a caldo e sinterizzazione ad alta pressione.

Al momento si possono ottenere monocristalli attraverso il metodo della reazione liquido-solido in ambienti contenenti magnesio, boro e azoto ad alta pressione e attraverso il metodo del trasporto gassoso.

Proprietà dipendenti dalla pressione

Temperatura critica vs pressione

La risposta della struttura cristallina del diboruro di magnesio alla pressione è importante per testare le previsioni di modelli teorici tra loro in competizione, ma anche per ottenere validi indizi circa la possibilità di effettuare sostituzioni chimiche. Nei superconduttori di tipo BCS monometallici la temperatura critica decresce all'aumentare della pressione a causa di un minor accoppiamento elettrone-fonone dovuto all'irrigidimento del reticolo. Inoltre un ampio valore della derivata rispetto alla pressione, dT_c/dP , è un'ottima indicazione circa la possibilità di ottenere temperature critiche più elevate attraverso procedure chimiche.

L'effetto della pressione sulla transizione superconduttiva del diboruro di magnesio è negativa alle più alte pressioni indagate. La temperatura critica è spostata a valori più bassi attraverso differenti ratei di decrescita $-dT_c/dP$.

La temperatura critica ha dipendenza quadratica o lineare rispetto alla pressione applicata, con decrescita monotona (fig. 2.8). Campioni con temperatura critica più bassa a pressione zero hanno un dipendenza $T_c(P)$ più marcata (decrescita più ripida) rispetto ai campioni a T_c maggiore, presentando inoltre sul grafico T-P una curvatura positiva, diversamente da questi ultimi. Uno stress, da parte della guaina (all'interno della quale è contenuta l'anima in diboruro di magnesio), di sufficiente intensità può causare importanti cambiamenti nella relazione $T_c(P)$. Un importante parametro nella definizione del rapporto tra temperatura critica e pressione è la non stechiometria del magnesio.

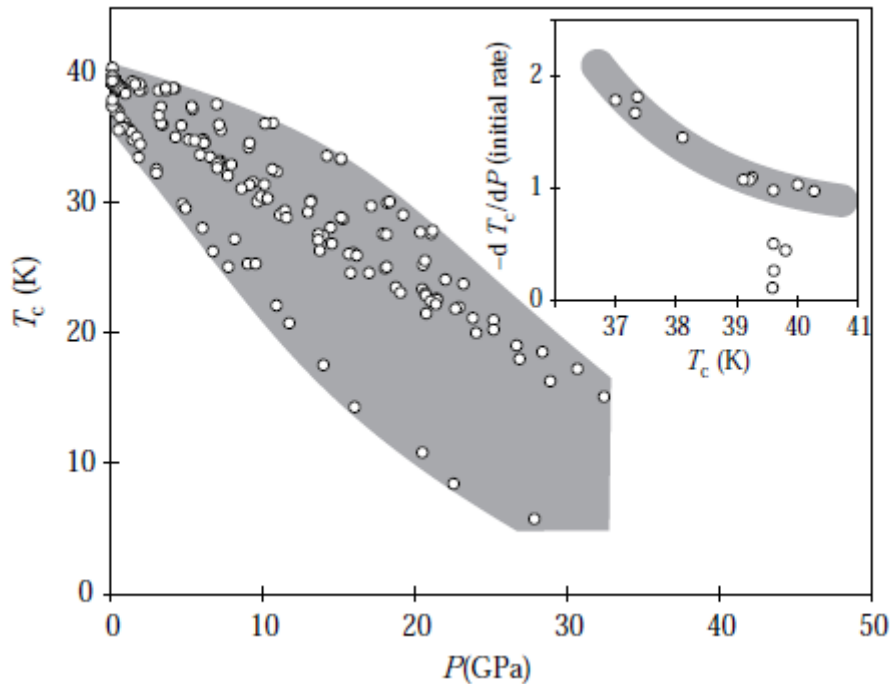


Figura 2.8. Andamento della temperatura critica in funzione della pressione applicata

La riduzione della temperatura critica sotto pressione è coerente con l'interazione di accoppiamento di tipo BCS mediata dagli stati ad alta frequenza dei fononi del boro. Questo comporta che la riduzione di densità degli stati all'energia di Fermi, dovuta alla contrazione dei legami B-B e B-Mg, oscura l'indurimento delle frequenze fononiche che potrebbe causare un incremento di temperatura critica quando viene applicata una pressione esterna. Al contrario, uno scenario teorico basato sul concetto di vacanza darebbe come previsione un coefficiente positivo di pressione rispetto alla temperatura critica, come risultato di una decrescita della distanza B-B complanare dovuta alla pressione crescente. Questo, però, sarebbe in contrasto con tutti i dati sperimentali.

Compressibilità anisotropica

Il diboruro di magnesio resta strettamente esagonale fino alle alte pressioni, senza che si noti alcun segno di transizione strutturale. C'è una chiara anisotropia nei legami della struttura del di boruro di magnesio: il parametro di reticolo decresce molto più rapidamente lungo l'asse c che non lungo l'asse a, (vedi fig.2.6) dimostrando come i legami Mg-B siano molto più deboli rispetto ai legami Mg-Mg complanari. L'anisotropia della compressibilità decresce linearmente con la pressione.

Grandi valori nella variazione di T_c a seguito di piccoli cambiamenti del volume delle celle unitarie dimostrano come i legami Mg-B e B-B siano fondamentali nella superconduttività del diboruro di magnesio a temperature critiche così elevate. Infatti una riduzione del volume della cella unitaria di $0,17 \text{ \AA}^3$ comporta una diminuzione della temperatura critica di 1 K.

Espansione termica

L'espansione termica, così come la compressibilità, mostra una marcata anisotropia, con una risposta lungo l'asse c sostanzialmente superiore a quella sull'asse a. Alla medesima temperatura, lungo l'asse c il parametro di reticolo aumenta del doppio rispetto a quello lungo l'asse a.

Calcoli sulla struttura di banda rivelano chiaramente che, mentre il forte legame B-B si conserva, il magnesio si ionizza e i suoi due elettroni sono donati completamente alla banda di valenza derivante dal boro. Si potrebbe quindi assumere che la superconduttività del diboruro di magnesio sia dovuta alla natura

metallica degli strati a due dimensioni di boro e alle alte frequenze di vibrazione degli atomi leggeri del medesimo elemento, che peraltro conducono alla così alta temperatura critica.

Effetti delle sostituzioni sulla temperatura critica

Le sostituzioni (cioè l'inserimento di atomi differenti nel composto) sono importanti sotto numerosi punti di vista; per prima cosa possono aumentare la temperatura critica di un composto. Secondariamente possono suggerire l'esistenza di un composto correlato con temperatura critica maggiore. Infine elementi dopanti che non abbassano la temperatura critica possono agire come centri di pinning e incrementare la densità di corrente critica.

Sul diboruro di magnesio sono state effettuate sostituzioni con diversi materiali: carbonio, alluminio, litio, silicio, berillio, zinco, rame, manganese, niobio, titanio, ferro, cobalto e nickel (fig. 2.9). La temperatura critica decresce con ratei differenti a seconda delle sostituzioni e la riduzione maggiore è data dalla manganese. Gli elementi che non riducono sensibilmente la temperatura critica sono il silicio e il litio.

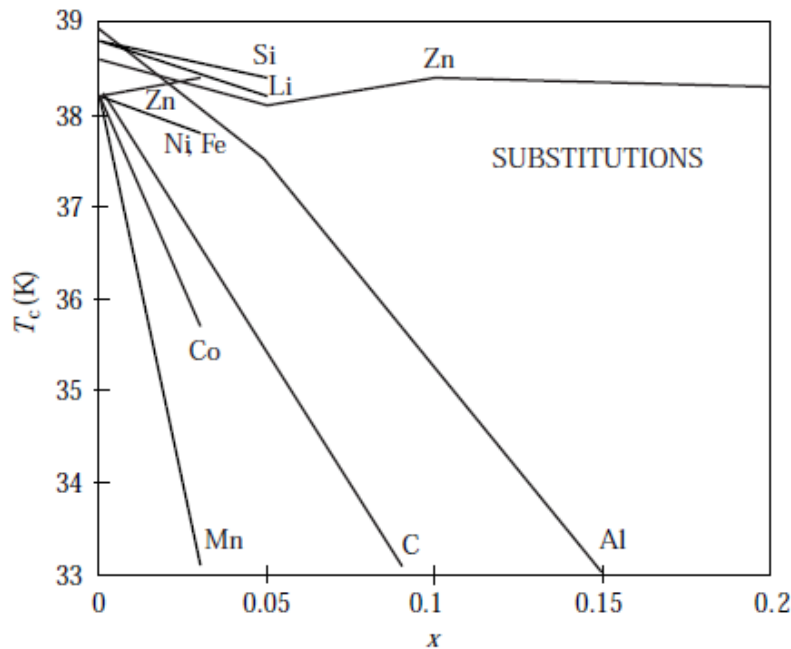


Figura 2.9. Andamento della temperatura critica in relazione al drogaggio del materiale

Tutte le sostituzioni degradano la temperatura critica, fatta eccezione per lo zinco che aumenta leggermente la T_c , ma solamente di un grado.

Effetto isotopico totale

L'esponente isotopico, definito come $\alpha = d \ln(T_c) / d \ln(M)$, dove M è la massa isotopica dell'elemento, fornisce dati rilevanti circa l'importanza degli elementi sulla superconduttività del diboruro di magnesio. Infatti un importante valore dell'esponente isotopico del boro (0.26-0.3) mostra come i fononi associati alla vibrazione del boro giochino un ruolo essenziale nel comportamento superconduttivo del materiale, diversamente da quelli legati alla vibrazione del magnesio che danno un scarso contributo ($\alpha_{Mg}=0.02$). La sostituzione isotopica del boro sposta la temperatura critica di un grado, mentre quella del magnesio ha un impatto dieci volte inferiore (fig. 2.10).

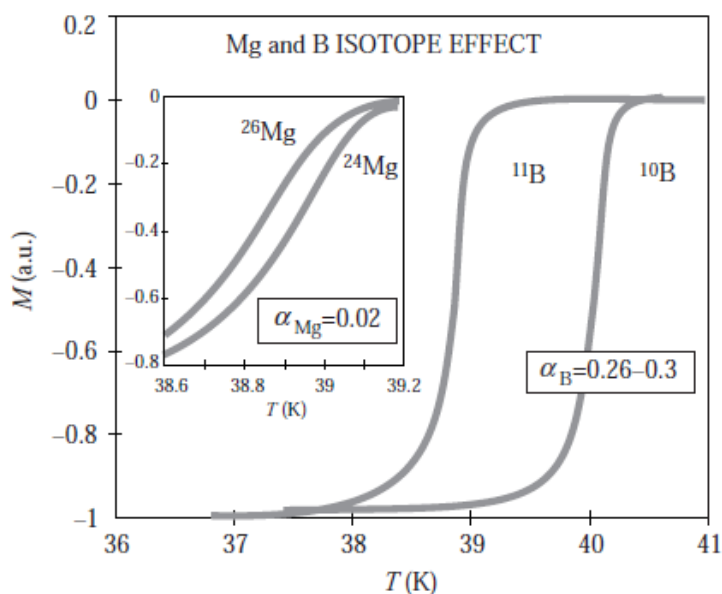


Figura 2.10. Andamento della magnetizzazione relativa in relazione alla composizione isotopica

Correlazione di Testardi tra temperatura critica e rapporto di resistività

Un'altra prova in favore della tesi che vede il meccanismo fononico come origine della superconduttività del diboruro di magnesio è la correlazione tra temperatura critica e il rapporto delle resistività a temperatura ambiente a alla temperatura critica $RR (=R(300 \text{ K})/R(T_c))$, nota anche come correlazione di Testardi. Questa correlazione spiega banalmente come i campioni con comportamento metallico hanno una temperatura critica maggiore rispetto ai campioni con una più elevata resistività in prossimità di T_c .

Attraverso la valutazione di questa correlazione a temperature critiche differenti è possibile vedere come il diboruro di magnesio rispetti la correlazione di Testardi (fig 2.11).

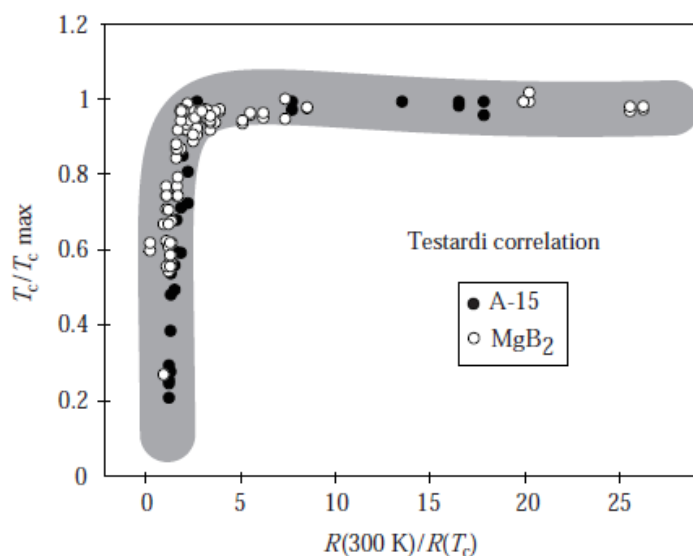


Figura 2.11. Correlazione di Testardi

Campi critici

I valori più elevati di $H_{c2}(T)$

Misure del campo critico superiore rispetto alla temperatura mostrano un ampio range di valori per $H_{c2}(0)$, a partire da 2,5 T fino a 32 T. Tuttavia, il valore di campo critico più elevato (40 T) è riscontrabile per film contenenti ossigeno. Questi film, però, proprio a causa dell'ossigeno, presentano una temperatura critica più bassa, circa 31 K. Sebbene l'accorciamento della lunghezza di coerenza sia la strada migliore al fine di migliorare le prestazioni in campi intensi, il mantenimento di alti valori di ξ è estremamente vantaggioso per le applicazioni elettroniche.

I valori più elevati di H_{c2} sono raggiunti dai film, seguiti dai monocristalli, dai corpi massivi e dai cavi. La dipendenza del campo critico superiore dalla temperatura è lineare per ampi intervalli di T e satura alle basse temperature.

Anisotropia di $H_{c2}(T)$

L'anisotropia è fondamentale sia per la conoscenza basilare di questo materiale, sia per le applicazioni pratiche, dal momento che influenza fortemente il pinning e le correnti critiche. Per bulk strutturati e cristalli parzialmente orientati il rapporto di anisotropia $H_{c2}(a,b)/H_{c2}(c)$ è compreso tra 1,1 e 1,7; per film orientati lungo l'asse c tra 1.2 e 2. I monocristalli hanno valori leggermente superiori rispetto a film e polveri allineate, compresi tra 1.7 e 2.7, mentre le polveri hanno valori inaspettatamente più elevati, tra 5 e 9.

Generalmente l'anisotropia di un materiale può essere stimata attraverso polveri allineate, film epitassiali o cristallo singolo. Il metodo che sfrutta le polveri allineate consiste nel mischiare della polvere di superconduttore con una resina epossidica, allinearle attraverso un campo magnetico e rendere tale allineamento permanente tramite l'indurimento della resina. Per avere risultati consistenti la polvere deve essere composta da grani monocristallini con una considerevole anisotropia della stato magnetico normale. Questa anisotropia si riflette inoltre sulle lunghezze di coerenza, i cui valori sono più elevati sul piano ab rispetto all'asse c (3,7-12,8 nm contro 1.6-5 a temperatura 0 K).

Densità di corrente critica vs campo elettrico applicato $J_c(H)$

$J_c(H)$ nel bulk

Nel diboruro di magnesio, diversamente da quanto accade negli altri superconduttori ad alta temperatura critica, $J_c(T,H)$ è determinato dalle sue proprietà di pinning e non dall'effetto di legame debole. Queste proprietà di pinning sono fortemente dipendenti dal campo, tanto che per modeste intensità di campo magnetico si deteriorano in modo considerevole. Misure induttive mostrano come, per campioni di bulk, la corrente microscopica sia praticamente identica al valore di J_c intergranulare misurato nelle polveri; di conseguenza la corrente non è limitata dai bordi di grano.

In presenza di campo proprio il diboruro di magnesio raggiunge moderate densità di corrente critica, intorno a 10^6 Acm^{-2} ; in un campo applicato di 6 T, J_c rimane sopra 10^4 Acm^{-2} , mentre in un campo di 10 T e di circa 10^2 Acm^{-2} .

$J_c(H)$ nelle polveri

Con le polveri di diboruro di magnesio è possibile ottenere densità di corrente molte elevate in campi poco intensi, nell'ordine di $3 \times 10^6 \text{ Acm}^{-2}$. Tuttavia, campi magnetici di 7 T degradano la densità di corrente a valori bassi, circa 10^2 Acm^{-2} , cosa che indica come sia più marcata la dipendenza di J_c dal campo nelle polveri rispetto al bulk.

J_c(H) in cavi nastri

Paragonati a bulk e polveri, cavi e nastri evidenziano valori più bassi di J_c in campi di bassa intensità, circa $6 \times 10^5 \text{ Acm}^{-2}$. Tuttavia, la dipendenza della densità di corrente dal campo applicato diventa più graduale, permettendo valori più consistenti di J_c in presenza di campi più intensi; infatti in un campo applicato di 5 T la densità di corrente raggiunge valori superiori a 10^5 Acm^{-2} . Per via delle loro proprietà geometriche di schermo, i nastri possono raggiungere valori di densità di corrente più elevati dei cavi in campi magnetici intensi.

Studi fatti circa l'effetto del tempo di sinterizzazione sulla densità di corrente critica hanno mostrato come non sia necessario un trattamento termico prolungato nella fabbricazione di cavi in guaina di ferro; infatti tempi di sinterizzazione di alcuni minuti danno gli stessi risultati di tempi molto più lunghi. Questo ha portato ad una semplificazione dei processi produttivi e ad una riduzione dei costi della realizzazione su larga scala di cavi di diboruro di magnesio.

L'alligamento di materiali come titanio, argento, rame, molibdeno e ittrio ha importanti effetti su J_c , nonostante la loro incidenza su T_c sia sostanzialmente ininfluyente; il ferro sembra arrecare il danno minore, mentre il rame comporta la riduzione di J_c di due o tre ordini di grandezza. Il ferro inoltre dà enormi benefici come materiale di guaina, dal momento che fa da schermo ai campi esterni.

Al fine di aumentare J_c in cavi e nastri, il processo di produzione deve essere ottimizzato utilizzando polveri più fini o incorporando particelle chimicamente inerti a livello nanometrico per inibire la crescita di grano.

J_c(H) in film sottili

I dati relativi ai film sottili mostrano come le performance del diboruro di magnesio possano rivaleggiare e probabilmente superare le prestazioni dei cavi superconduttivi esistenti. In campi di bassa intensità la densità di corrente nel diboruro di magnesio è superiore a quella nei film di niobio-3-stagno e nel niobio-titanio. In campi più consistenti J_c decresce più velocemente nel diboruro di magnesio che non negli altri due materiali. Tuttavia si possono ottenere densità di corrente di circa 10^4 Acm^{-2} in campi da 14 T incorporando nel film ossigeno e ossido di magnesio (MgO).

Queste densità di corrente così elevate misurate nei film dimostrano il potenziale sviluppo della capacità di portare corrente di cavi e nastri.

I più elevati valori di J_c(H) a temperature differenti

Il diboruro di magnesio ha un grande potenziale nel campo delle applicazioni ad alta corrente e ad alto campo, così come nel campo della microelettronica. Infatti, a basse temperature, ha densità di corrente critica simili a quelle dei migliori superconduttori esistenti.

Per sfruttare appieno la relativamente alta temperatura critica del diboruro di magnesio, è importante ottenere alti valori di J_c a temperature superiori ai 20 K. Il punto di ebollizione dell'idrogeno a pressione ambiente è a 20,13 K, rendendo possibile l'utilizzo di idrogeno liquido per il raffreddamento del diboruro di magnesio. Per applicazioni a temperature superiori a 20 K sarà necessario migliorare le proprietà di pinning del flusso attraverso modifiche strutturali e microstrutturali.

Gap energetico

Non c'è ancora pieno accordo circa i valori del gap energetico (energia necessaria a rompere le coppie di Cooper) del diboruro di magnesio e nemmeno è chiaro se questo materiale abbia un singolo gap anisotropo o un gap doppio. Nei superconduttori il gap energetico è solitamente misurato con tecniche spettroscopiche, ma nel caso del diboruro di magnesio la struttura di tale gap è così pronunciata che è possibile utilizzare tecniche di misurazione termica per inferire i suoi valori.

Numerosi esperimenti hanno misurato un singolo gap con valori compresi tra 2,5 e 5 meV, mentre esperimenti più recenti sostengono di aver chiarito la struttura del gap del diboruro di magnesio. Infatti,

secondo la spettroscopia di tunneling, la spettroscopia del punto di contatto e lo scattering di Raman, è evidente l'esistenza di due gap associati ai due segmenti separati della superficie di Fermi. Gli intervalli di questi due gap sono 1,8-3 meV per il piccolo gap tridimensionale debolmente accoppiato e di 5,8-7,7 meV per il più largo gap fortemente accoppiato.

Specifiche misure termiche mostrano come sia necessario coinvolgere entrambi i concetti, singolo gap anisotropo e doppio gap, per spiegare i risultati.

Conclusioni

Per ricapitolare, il diboruro di magnesio presenta un'inusuale (tra i composti binari) elevata temperatura critica di circa 40 K, con una struttura di tipo AlB_2 con piani di boro separati da strati esagonali di magnesio.

Il diboruro di magnesio sembra essere un superconduttore a bassa T_c con una notevolmente alta temperatura critica. Le sue caratteristiche lo avvicinano maggiormente ai superconduttori tradizionali che non ai cuprati ad alta T_c . Queste caratteristiche comprendono l'effetto isotopico, la dipendenza lineare del campo critico superiore dalla temperatura con una curvatura positiva nei pressi di T_c e uno spostamento verso il basso di T_c all'aumentare del campo magnetico. Dall'altro lato, la dipendenza quadratica della profondità di penetrazione rispetto alla temperatura indica un tipo di superconduttività non convenzionale, simile a quella dei cuprati.

I relativamente bassi costi di fabbricazione, gli elevati valori di corrente critica e campo critico, la notevole lunghezza di coerenza, l'elevata temperatura critica e l'assenza di legami deboli fanno del diboruro di magnesio un materiale molto promettente per le applicazioni sopra i 20,13 K, la temperatura di ebollizione dell'idrogeno a pressione ambiente.

2.3 Superconducting links

Il funzionamento di un acceleratore delle dimensioni di LHC comporta un notevole apparato di alimentazione [7, 8]. Al momento attuale, tutta la componentistica di feeding del sistema è adiacente alla macchina. Questa configurazione era assolutamente obbligata fino a questo momento, a causa dell'altrimenti eccessivo dispendio economico per la realizzazione di un sistema di cablaggio convenzionale. La scoperta dei materiali superconduttori ad alta temperatura critica e la loro immediata disponibilità tecnologica alla realizzazione di cavi hanno contribuito allo sviluppo di un ambizioso progetto: portare in superficie il sistema di alimentazione e collegarlo all'acceleratore tramite diverse centinaia di metri di cavi di materiale superconduttore mantenuti ad una temperatura di 20 K (cold powering).

Questa variazione del layout comporta immediatamente diversi vantaggi:

- Una più sicura operatività a lungo termine di tutta la componentistica di alimentazione (specialmente l'apparato elettrico; molto sensibile ai campi di radiazioni), dovuta all'allocazione in una zona radiation-free.
- Maggior sicurezza per il personale tecnico durante gli interventi di manutenzione, riparazione, diagnostica o test.
- Una riduzione dei tempi di intervento sulle componenti dell'apparato di alimentazione, con conseguente guadagno nella disponibilità della macchina.
- Un guadagno in termini di spazio nel tunnel.

Il punto assolutamente nodale riguarda la componente elettronica, estremamente sensibile alla radiazione. Una failure dell'apparato elettronico può infatti causare una perdita di fascio.

Per la realizzazione di questi links si sono presi in considerazione tre materiali:

- Diboruro di magnesio (MgB_2)
- YBCO
- BSCCO

Nonostante le migliori caratteristiche superconduttive di YBCO e BSCCO (vedi fig 2.12), al momento il progetto prevede l'utilizzo del diboruro di magnesio per via del costo nettamente inferiore e per la maggior disponibilità sul mercato.

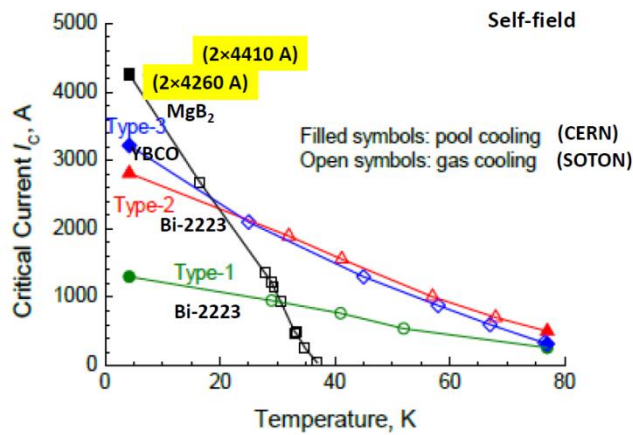


Figura 2.12. Corrente critica in funzione della temperatura di alcuni materiali superconduttivi

Gli interventi di modifica verranno effettuati in tre punti:

- Ottante 1, in corrispondenza di ATLAS
- Ottante 5, in corrispondenza di CMS (fig. 2.13)

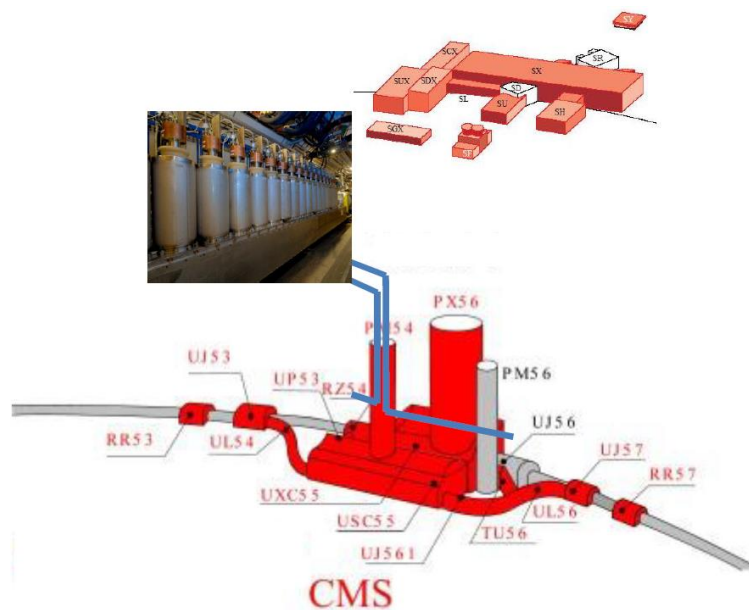


Figura 2.13. Esperimento CMS

- Ottante 7, in corrispondenza dell'apparato di cleaning del fascio (fig. 2.14)

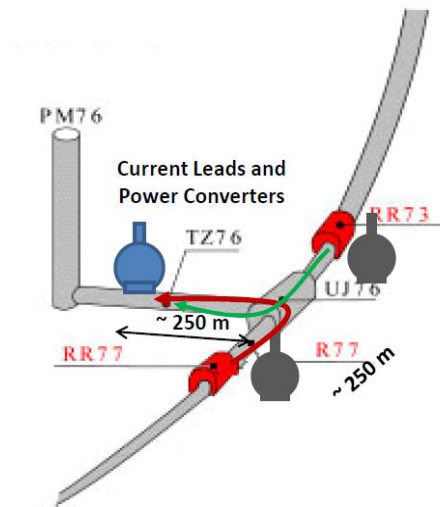


Figura 2.14. Inserzione in IR7

Per quanto riguarda l'intervento nel settimo ottante, verranno realizzati due links di 500 m composti da 48 cavi dimensionati per una corrente nominale di 600 A, al fine di collegare le bus-bars con un'installazione di alimentazione sotterranea. I singoli cavi sono formati da due nastri intrecciati (fig. 2.15, 2.16) formati da strati alternati di superconduttore e stabilizzatore (Cu).

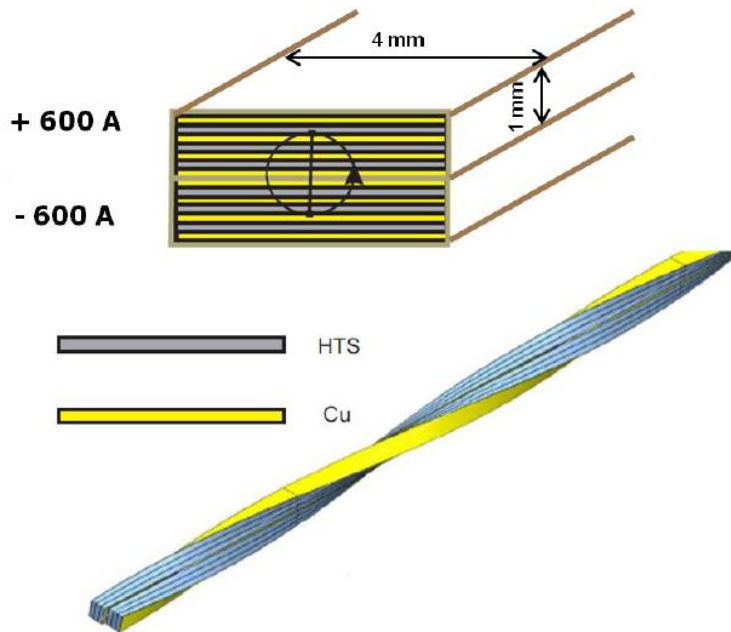
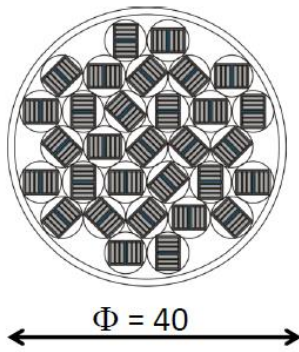


Figura 2.15. Sezione cavo da 600 A



<p>30 kA $\sim 2 \text{ kg/m}$ $\sim 150 \text{ m}_{\text{HTS}}/\text{m}_{\text{cable}}$</p>
--

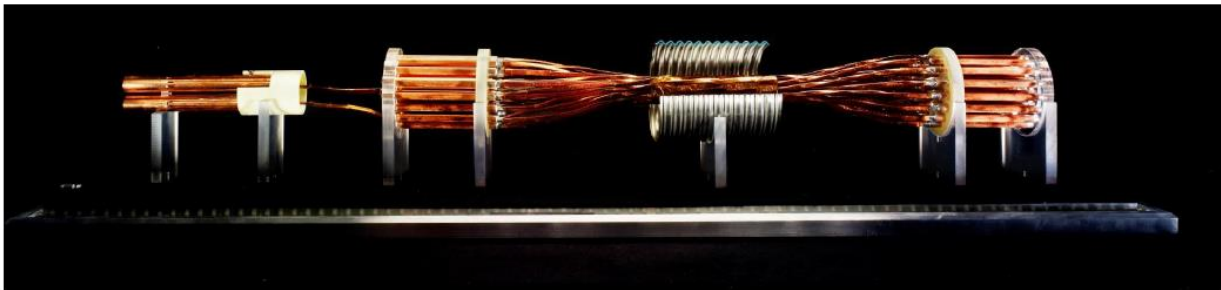


Figura 2.16. Assembly del link superconduttivo del settimo ottante. In alto a sinistra è riportata una configurazione simile a quella definitiva (31 cavi al posto di 48)

Diversa invece la situazione dei rimanenti due punti di intervento; in questo caso il sistema di alimentazione verrà effettivamente allocato in superficie e verranno utilizzati due links di 300 m ciascuno, dimensionati per una corrente nominale complessiva di circa 200 kA. Il design di questi links è molto più complesso (fig 2.17) e presenta

- 9 assemblies formate da 3 ulteriori assemblies coassiali da 6 kA l'una (27 cavi) disposte con passo triangolare
- 24 coppie di nastri attorcigliati da 600 A (48 cavi)

Ogni cavo da 6 kA è composto da 18 fili di MgB_2 . Nel più interno degli strati coassiali il di boruro di magnesio è attorcigliato sullo stabilizzatore di rame, mentre nei due rimanenti strati i fili di superconduttore sono alternati a quelli di stabilizzatore. Tutti i fili sono attorcigliati ad elica con passo 500 mm.

I cavi da 600 A sono composti da tre fili di MgB_2 attorcigliati a tre fili di stabilizzatore di rame. In totale il link presenta un diametro esterno di circa 75 cm.

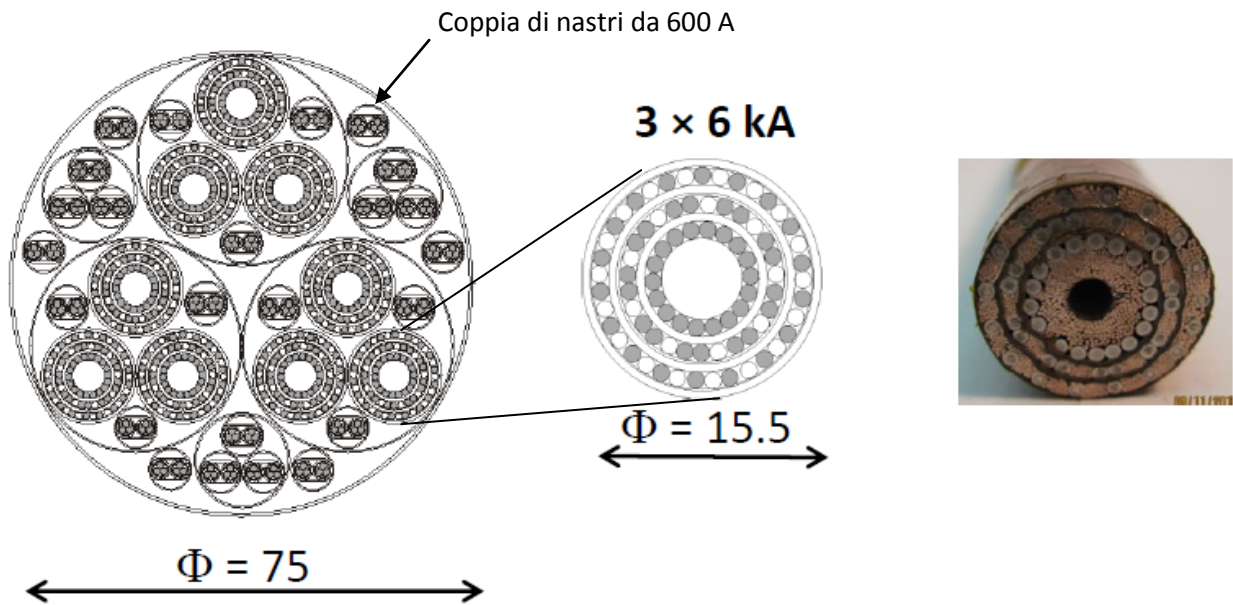


Figura 2.17. Assembly del link superconduttivo di IR1 e IR5. Nella sezione sono visibili le 24 coppie di nastri da 600 A e i 9 cavi coassiali (figura centrale) da 6 kA. I pallini chiari sono Cu, i pallini scuri MgB_2

Al CERN è stata realizzata una stazione di misura delle proprietà del cavo di diboruro di magnesio in condizioni di esercizio (20 K). Tale struttura (fig 2.18) presenta un criostato ad elio liquido (4.5 K) ed un mixer che, miscelando tale elio liquido con elio gassoso, genera elio gassoso alla temperatura di 20 K.

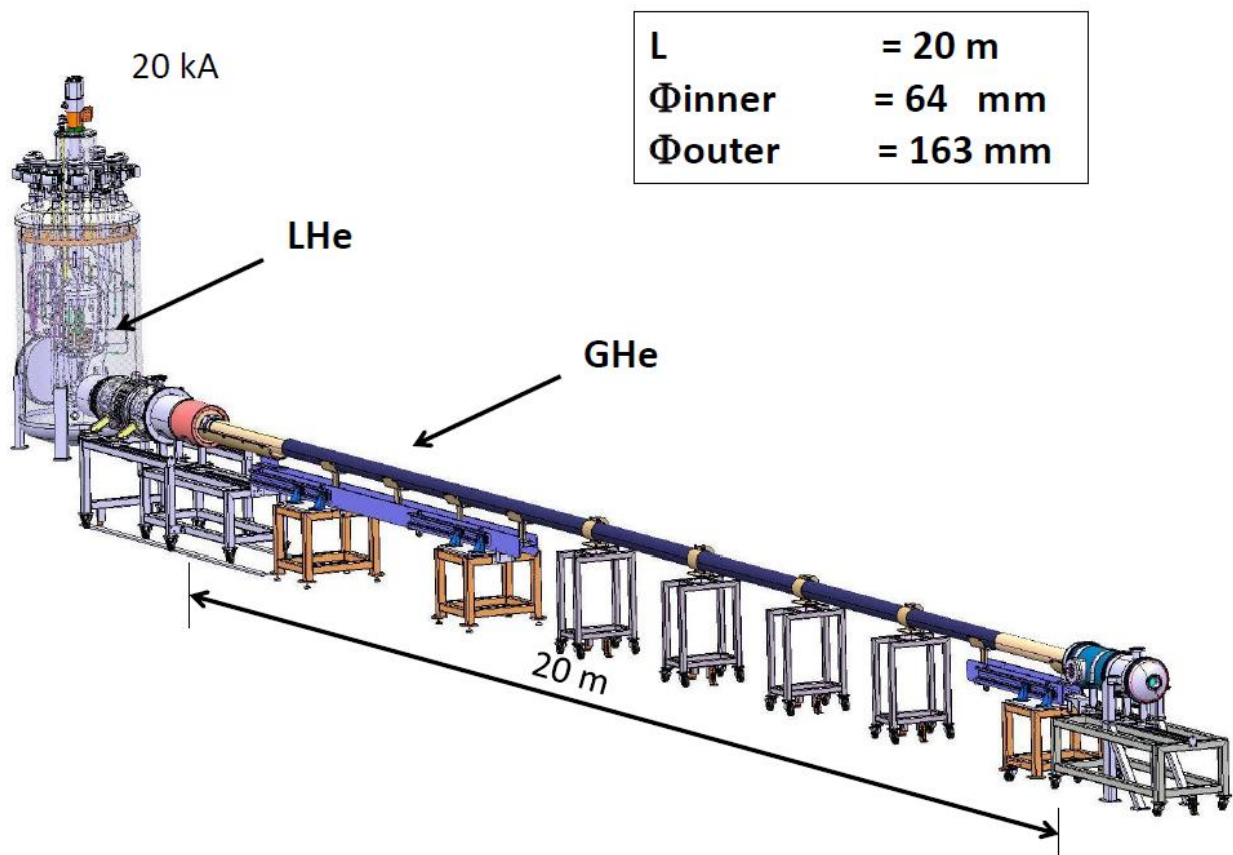


Figura 2.18. Struttura della stazione di misurazione per il cavo superconduttivo



Figura 2.19. Struttura della stazione di misurazione per il cavo superconduttivo (particolari). In alto a sinistra è riportata la cold box, in alto a destra il mixer di elio e in basso il cavo durante un test.

Capitolo 3 Simulazione d'irraggiamento

In questo capitolo si vogliono caratterizzare i parametri di irraggiamento per un ipotetico test su di una targhetta di diboruro di magnesio. Per fare ciò si è utilizzato il programma FLUKA [9, 10] per la simulazione dell'interazione radiazione-materia. I fasci considerati sono tutti monocromatici e sono sempre composti da un singolo tipo di particella. Il fine di questa simulazione è tracciare le caratteristiche essenziali dell'impatto che la radiazione ha sul materiale sotto analisi, con lo scopo di implementare al meglio il suo utilizzo in campi più complessi.

Le caratteristiche comuni del fascio (fig 3.1) sono le seguenti:

- Sezione circolare di raggio 1 cm
- Monocromaticità
- 10^7 particelle primarie
- Perpendicolarità alla faccia del target
- Centrato sul target

Caratteristiche comuni della targhetta:

- Parallelepipedo di dimensioni 2 cm x 2 cm x 1 cm (faccia più estesa rivolta al fascio)
- Materiale = diboruro di magnesio

Il tempo di irraggiamento è costante ed è fissato su 86 400 s (1 giorno)

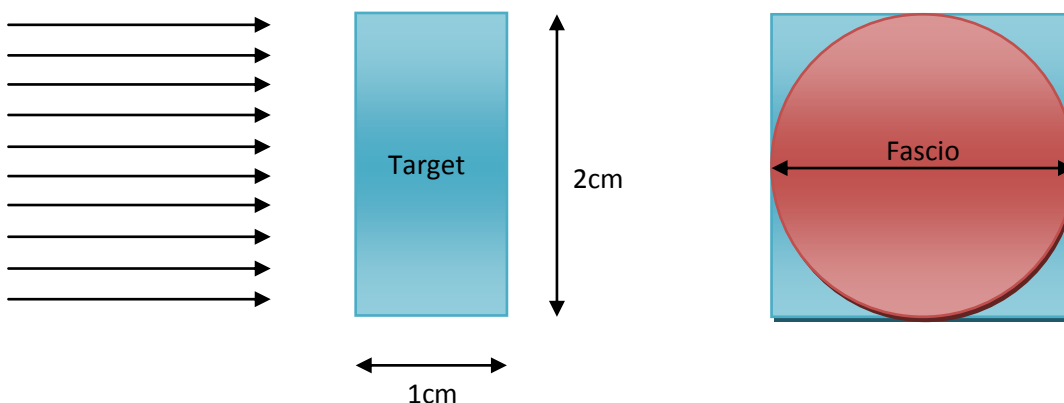


Figura 3.1. Geometria della simulazione d'irraggiamento

3.1 Neutroni

La prima serie di simulazioni di irraggiamento è stata fatta utilizzando neutroni di due energie differenti: neutroni monocromatici da 1 MeV e neutroni monocromatici a energia termica (0.025 eV). Per la scelta di tali energie si è fatto riferimento alle condizioni di irraggiamento durante l'esercizio di LHC; infatti il primo valore rappresenta il picco di neutroni veloci derivanti direttamente dalle interazioni p-p, mentre il secondo rappresenta l'energia media presente nella zona esterna ai magneti.

Per quanto riguarda il materiale, si sono utilizzate tre diversi mix, caratterizzati dalla variazione della composizione isotopica del boro contenuto:

- 100% Boro 10
- 100% Boro 11
- Composizione naturale (80% Boro 11 e 20% Boro 10)

La variazione della composizione isotopica del boro è stata effettuata al fine di ottenere una valutazione circa l’impatto degli isotopi di tale elemento sulla risposta del materiale all’irraggiamento, con l’implicito obiettivo di ponderare un’eventuale scelta di arricchimento per migliorarne le caratteristiche.

La prima serie di risultati (fig. 3.2) mostra il valore del dpa (displacement per atom) sulla targhetta. Tale valore indica il numero medio di spostamenti dalla loro posizione originale compiuti dai singoli atomi e fornisce quindi una stima del danno fisico causato dalla radiazione incidente.

Dpa

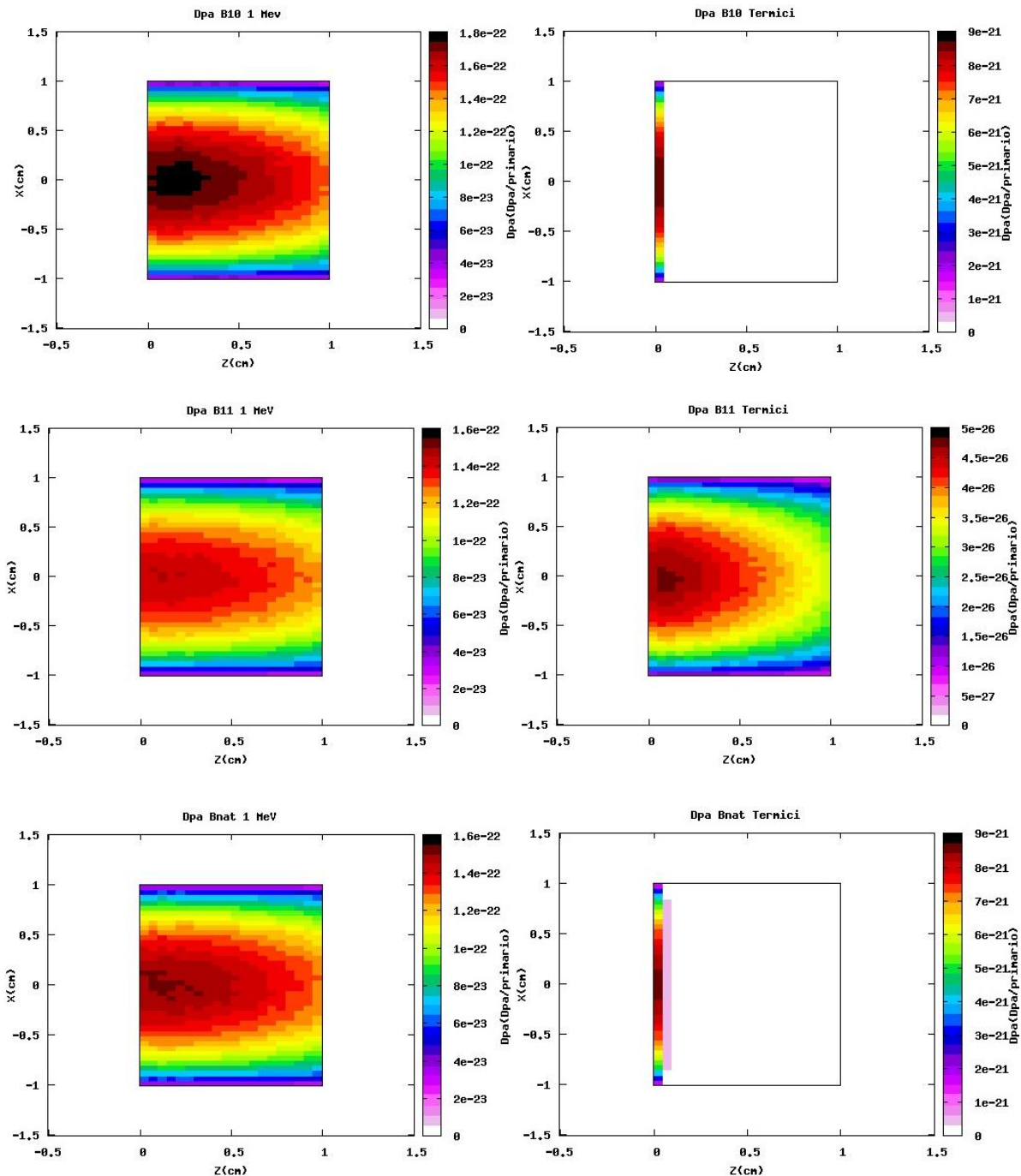


Figura 3.2. Dpa indotto da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso)

I valori ottenuti sono bassi e anche rapportati a tempi di esposizione più consistenti (20 anni di esercizio, per esempio) resterebbero comunque contenuti, con picchi nell'ordine di 10^{-5} - 10^{-4} . Questi risultati portano a pensare ad un trascurabile impatto delle dislocazioni sul materiale in esercizio, nonostante sia ancora da verificare il rapporto tra dpa e superconduttività. Al momento attuale non è possibile escludere nemmeno un eventuale effetto benefico derivante dal maggiore pinning del flusso prodotto da tali dislocazioni.

Deposizione di energia

Nella figura seguente (fig. 3.3) vengono riportati le mappe della deposizione di energia nei sei casi.

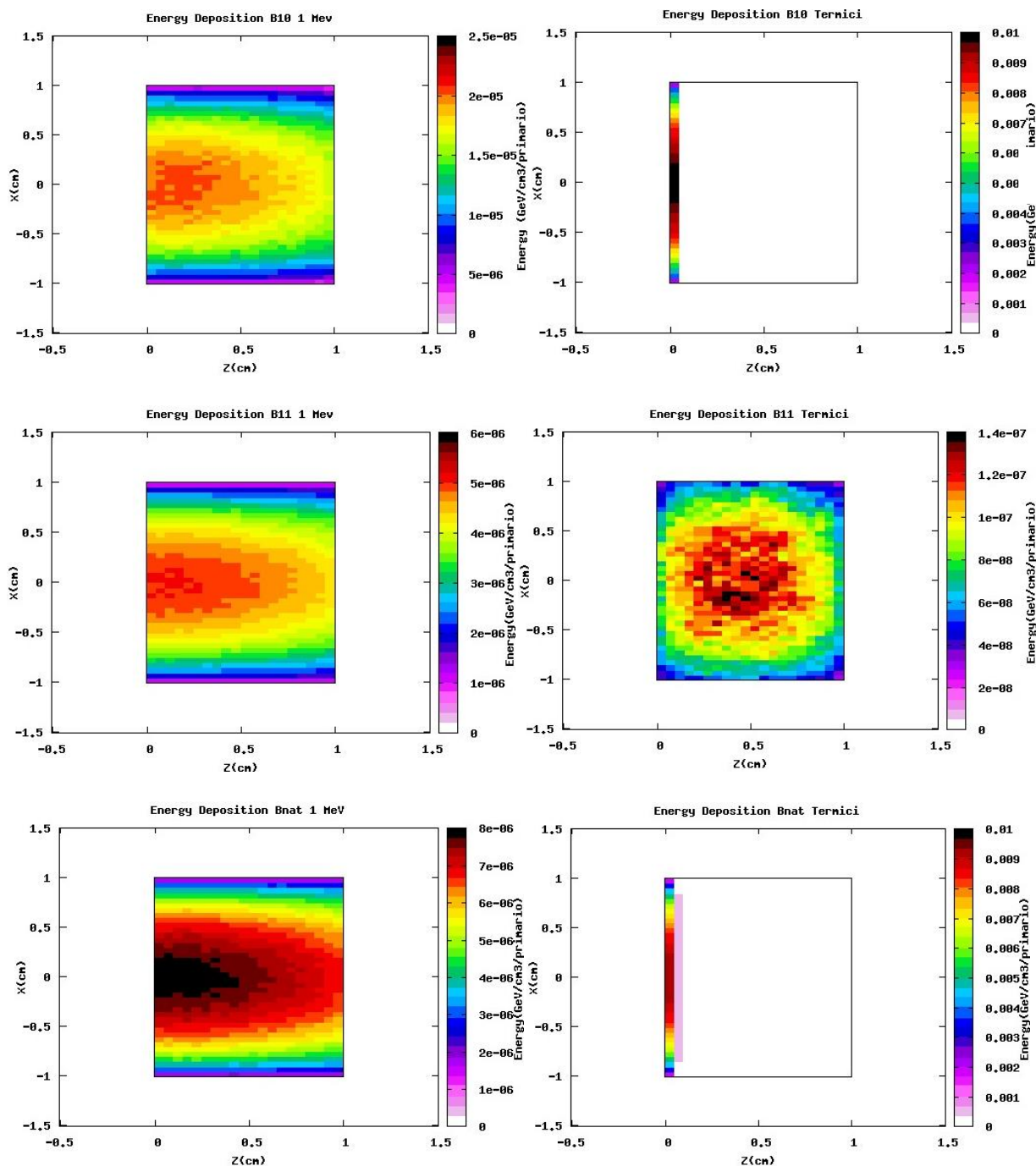


Figura 3.3. Deposizione di energia da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso)

Da queste prime due serie di mappe è già possibile notare l'importanza della cattura neutronica del boro 10, che ad energie termiche ha una sezione d'urto per la reazione $^{10}_5B(n, \alpha)^7_3Li$ molto elevata ($\approx 6000 b$); osservando l'energia depositata nei casi in cui è presente il boro 10 è ben visibile come questa sia fortemente concentrata nei primi millimetri di spessore del target, presentando inoltre valori assoluti superiori rispetto agli altri casi. E' inoltre evidente la correlazione tra deposizione di energia e dpa.

Fluenza Neutronica

Nella prossima serie di immagini (fig 3.4) è visibile la fluenza dei neutroni, espressa in termini di lunghezza di traccia (che in assenza di campo magnetico corrisponde proprio alla fluenza).

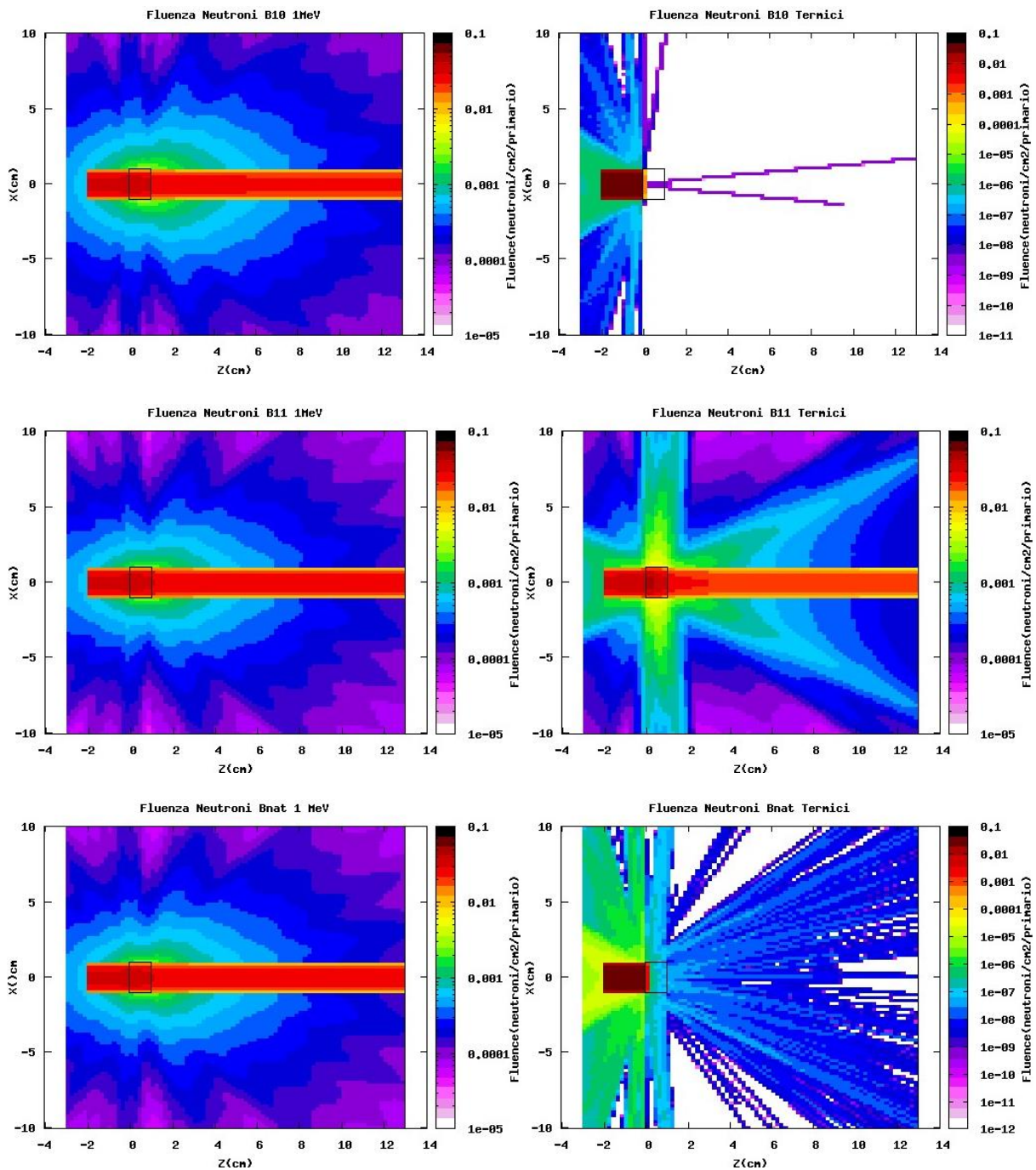


Figura 3.4. Fluenza di neutroni prodotti da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso)

Spettro neutronico in avanti

Nella figura seguente (fig. 3.5) sono riportati gli spettri dei neutroni che superano la targhetta.

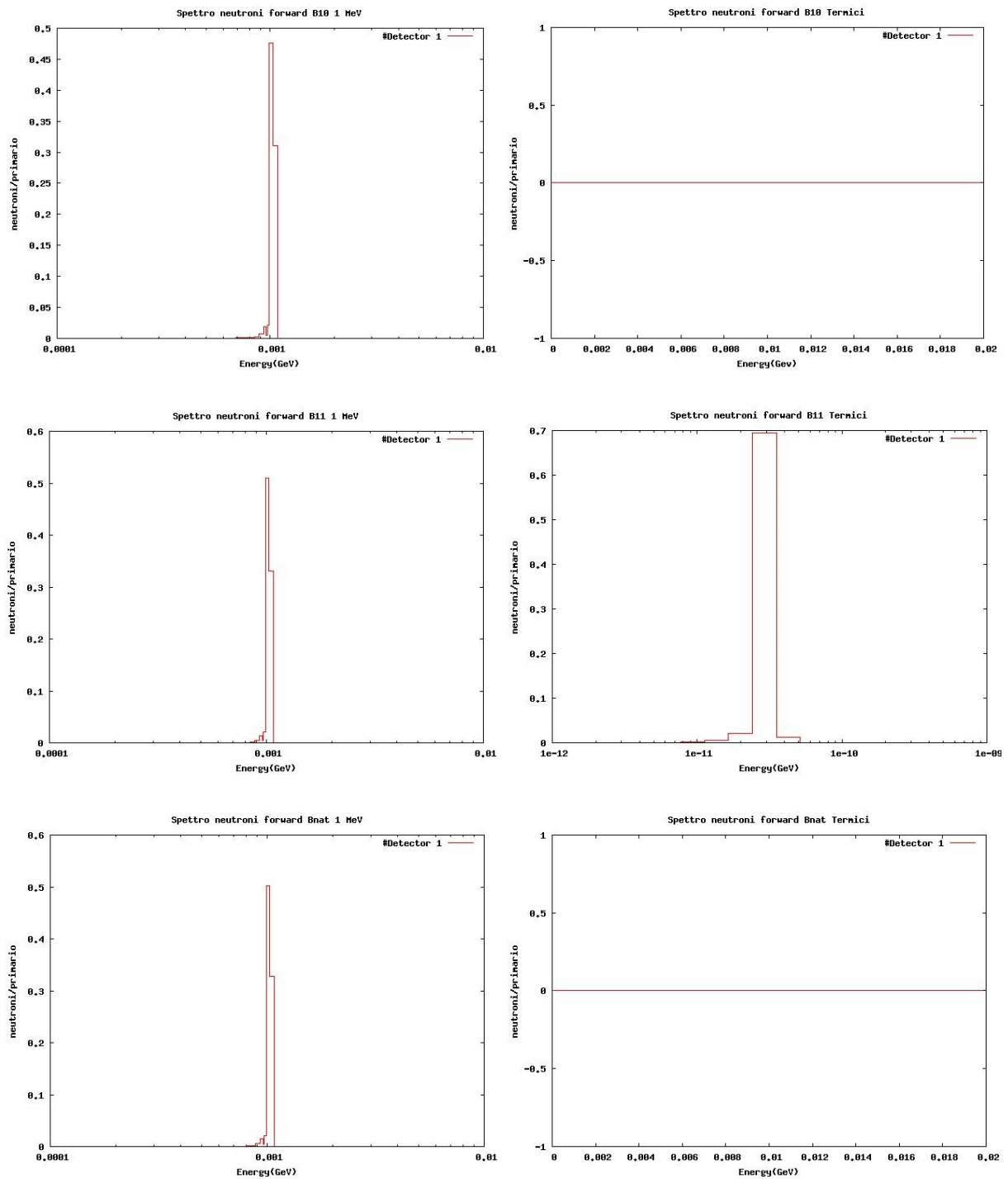


Figura 3.5. Spettro dei neutroni generati da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso) che oltrepassano la targhetta

E' possibile notare che, laddove vi sia la presenza di boro 10, non siano presenti neutroni termici in uscita.

Dall'analisi delle fluenze neutroniche si evince ulteriormente come i neutroni termici, in presenza di boro 10, vengano fermati nel primo strato di materiale; questo fenomeno è palesemente dovuto alle reazioni di cattura neutronica da parte dell'isotopo del boro.

Fluenza di Particelle Alfa

Nelle due immagini seguenti (fig. 3.6) è possibile osservare la fluenza delle particelle alfa prodotte dalla reazione (n,α) sul boro-10.

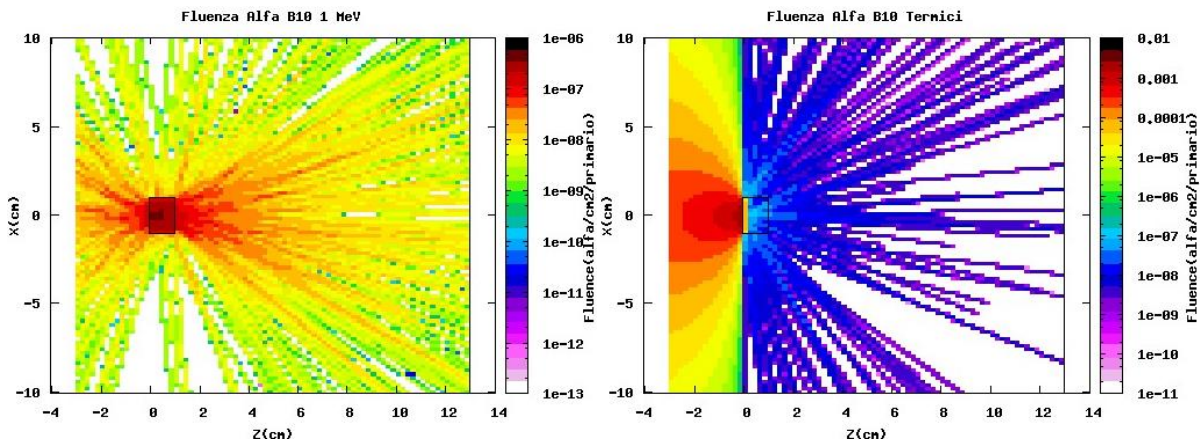
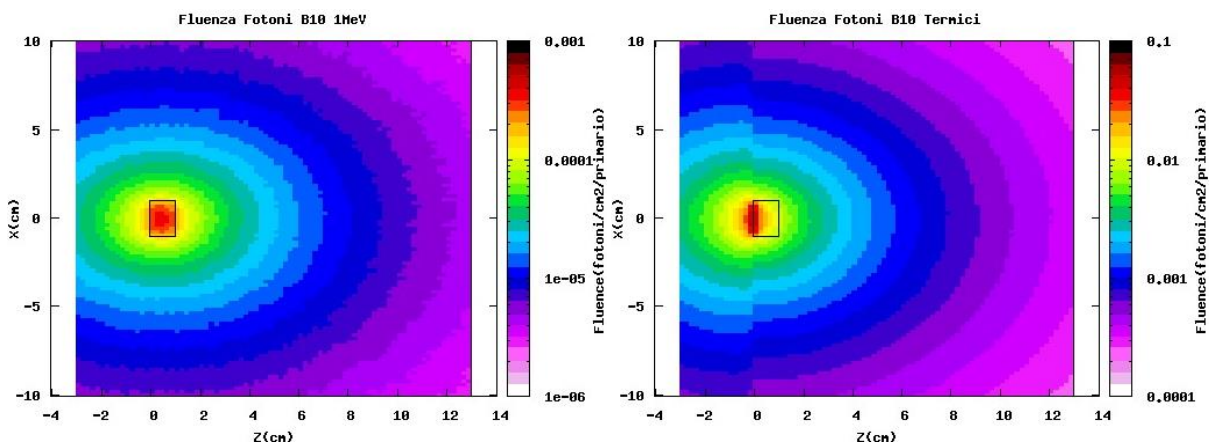


Figura 3.6. Particelle alfa generate da reazione neutronica veloce (sx) e termica (dx) su boro-10

Nel caso di composizione isotopica 100% boro 11 l'assenza di particelle alfa è ovviamente dovuta alla totale assenza della reazione (n,α) che avviene solo con il boro 10, mentre nel caso di composizione isotopica naturale l'assenza di particelle alfa è dovuta al particolare modo di elaborare tale particelle in caso di composto predefinito da parte di FLUKA. Infatti il software non le considera come particelle ma comunque ne tiene conto nel bilancio dell'energia depositata.

Fluenza di Fotoni

Sono qui riportate (fig. 3.7) le mappe delle fluenze di fotoni generati dalle interazioni neutroniche e dall'eccitazione degli atomi del target.



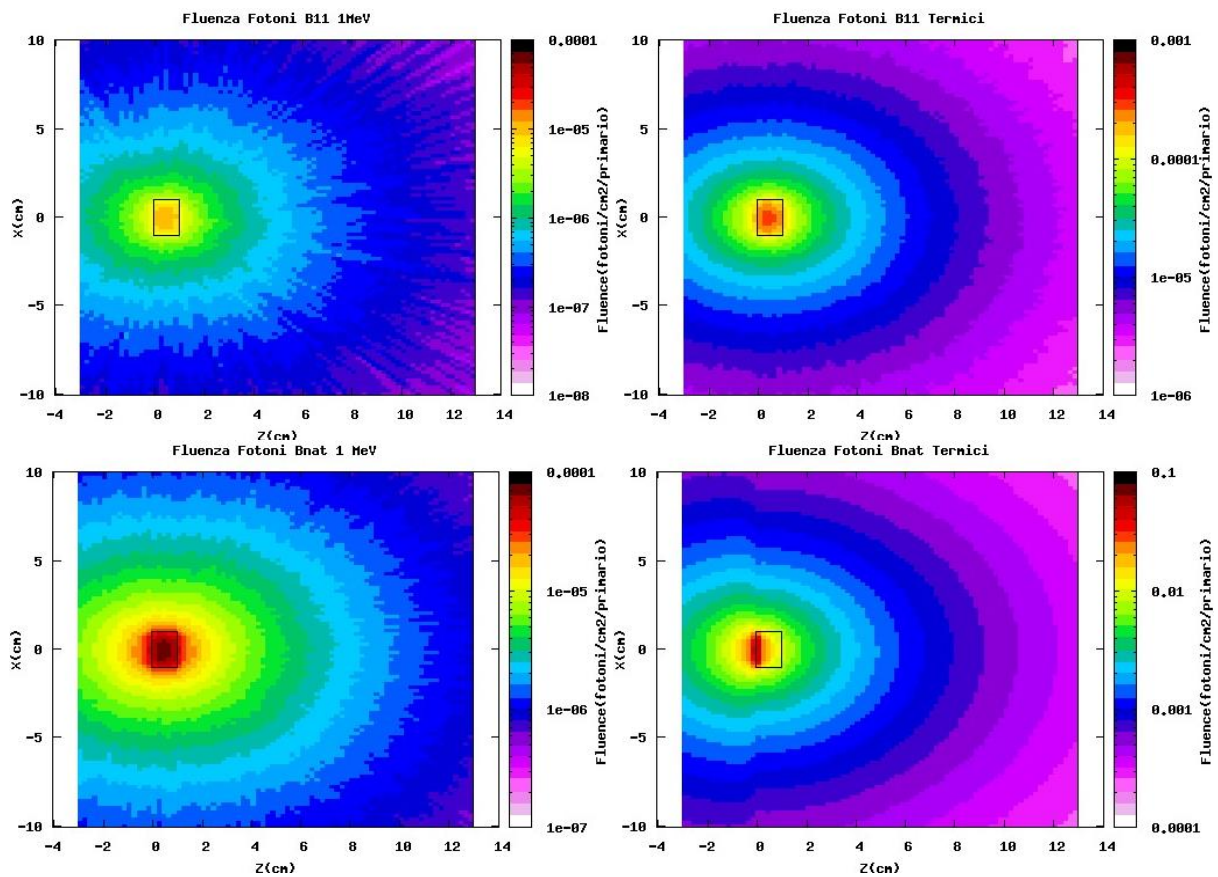


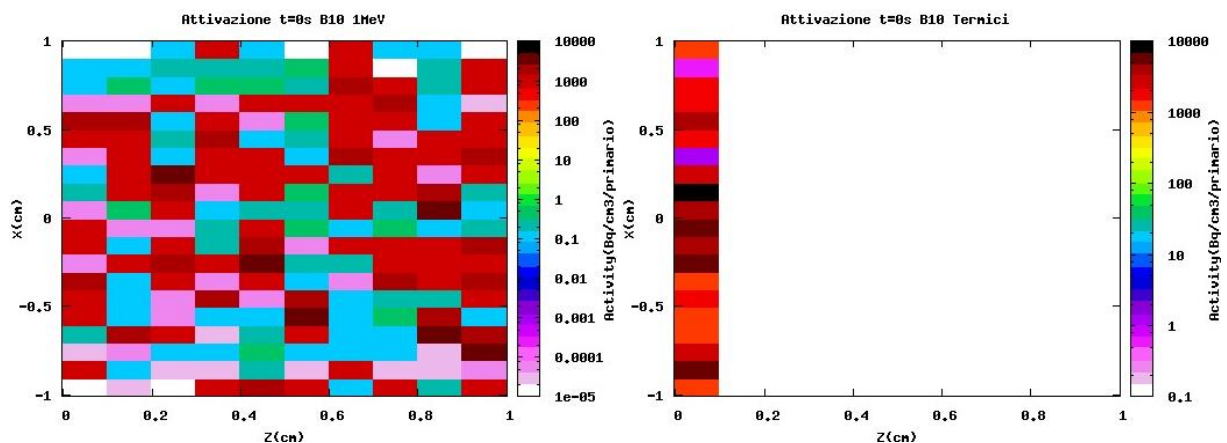
Figura 3.7. Fluenza di fotoni generati da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso)

La fluenza di fotoni non ci dà particolari informazioni in quanto è dovuta principalmente alle reazioni di tipo (n,γ) sui tre isotopi stabili del (24, 25 e 26) del magnesio. E' infatti assolutamente evidente la sua indipendenza dalla composizione isotopica del boro, dal momento che c'è una sostanziale uguaglianza dei tre casi ad energia uguale.

Di seguito passeremo ad analizzare l'attivazione del target in quattro istanti temporali, precisamente a 0, 900 e 3600 secondi e a 1 giorno dalla fine dell'irraggiamento. L'attività è espressa in Becquerel.

Attivazione a 0 secondi

In figura 3.8 sono riportate le mappe di attività del target alla fine dell'irraggiamento



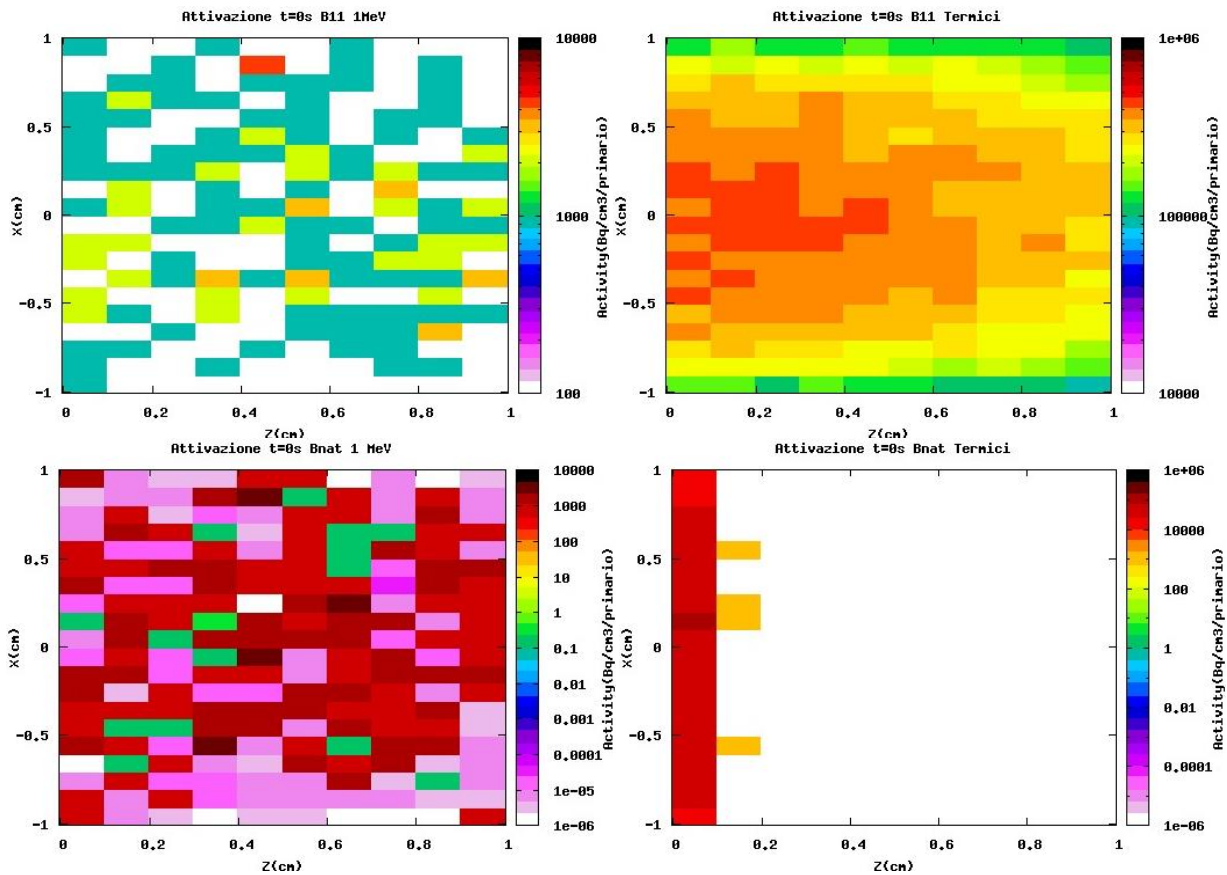
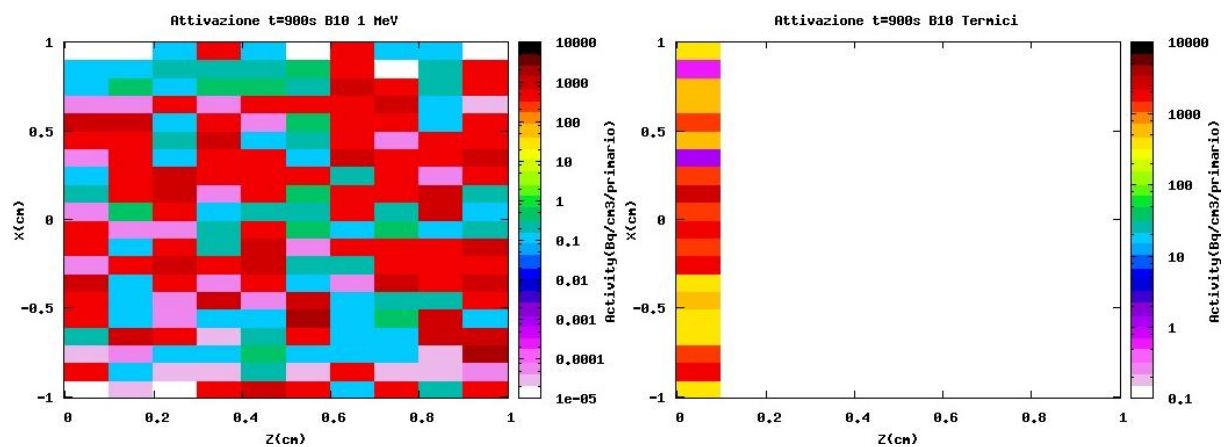


Figura 3.8. Attività della targhetta generata da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso) al termine dell'irraggiamento di neutroni

Anche in questi grafici è facilmente osservabile come nei casi in cui sia presente boro 10 con irraggiamento di neutroni termici l'attivazione si collochi prevalentemente nei primi millimetri di spessore della targhetta.

Nelle prossime tre serie di immagini (fig 3.10, 3.11 e 3.12) sono riportate le attività nei tre successivi istanti temporali seguendo la stessa disposizione della figura precedente

Attivazione a 900 secondi



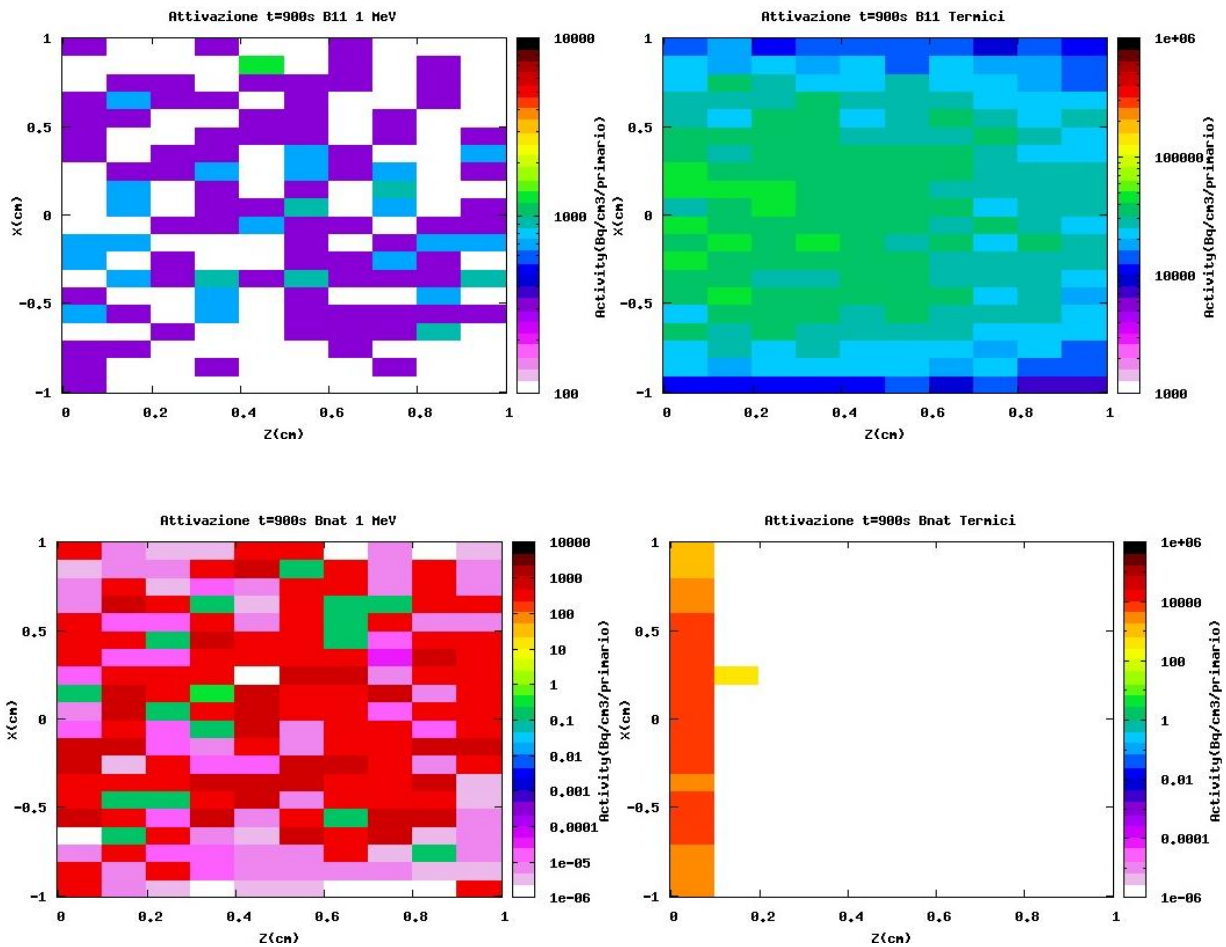
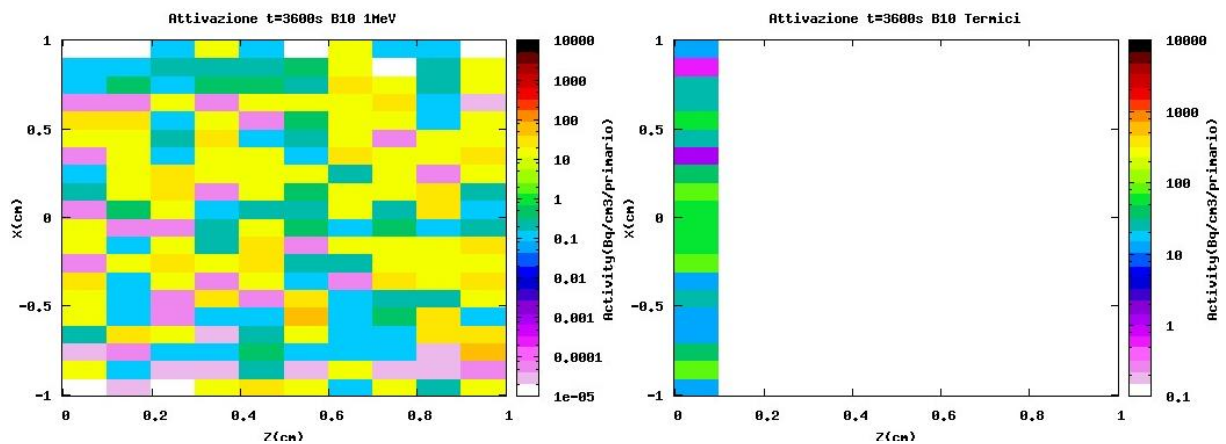


Figura 3.9. Attività della targhetta generata da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso) un quarto d'ora dopo la fine dell'irraggiamento di neutroni

Attivazione a 3600 secondi



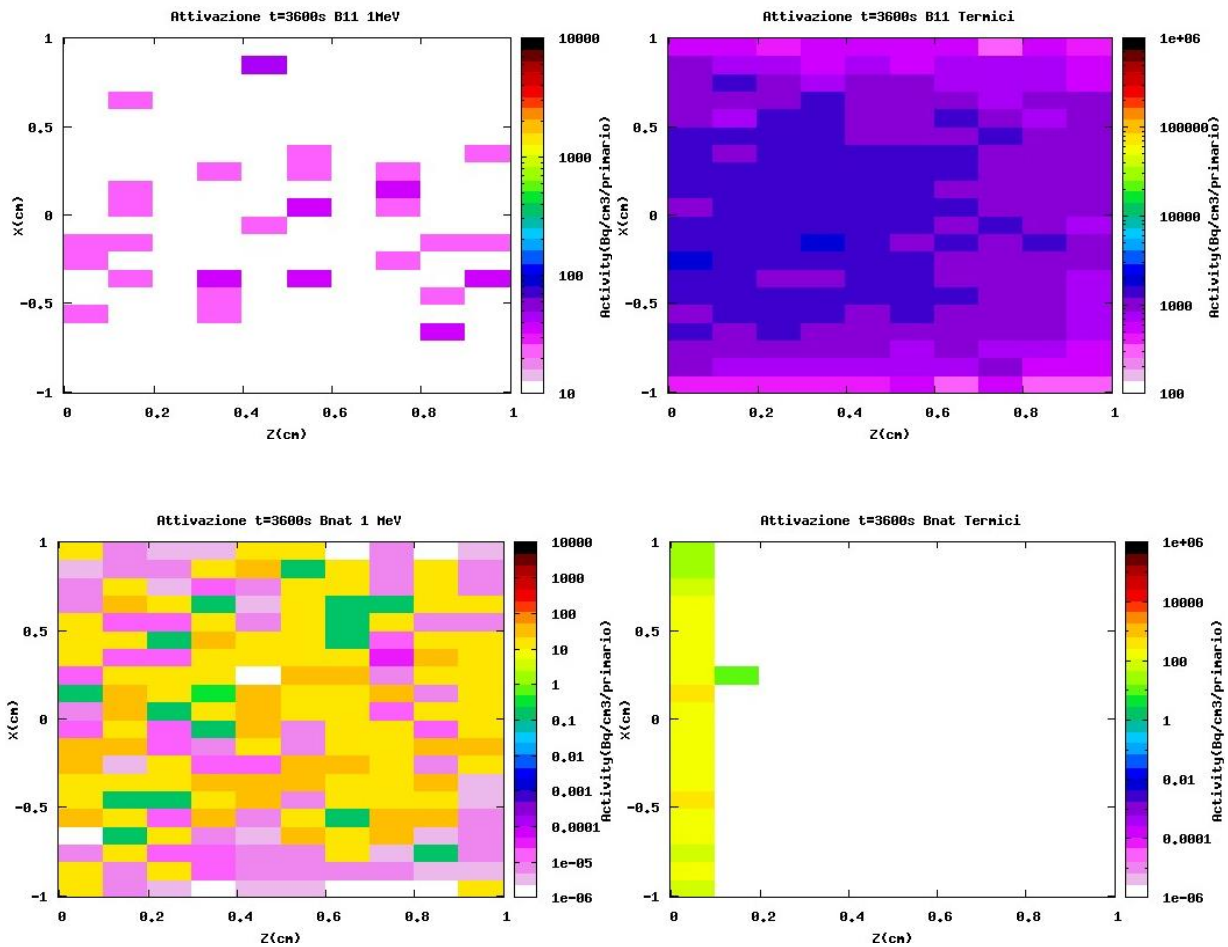
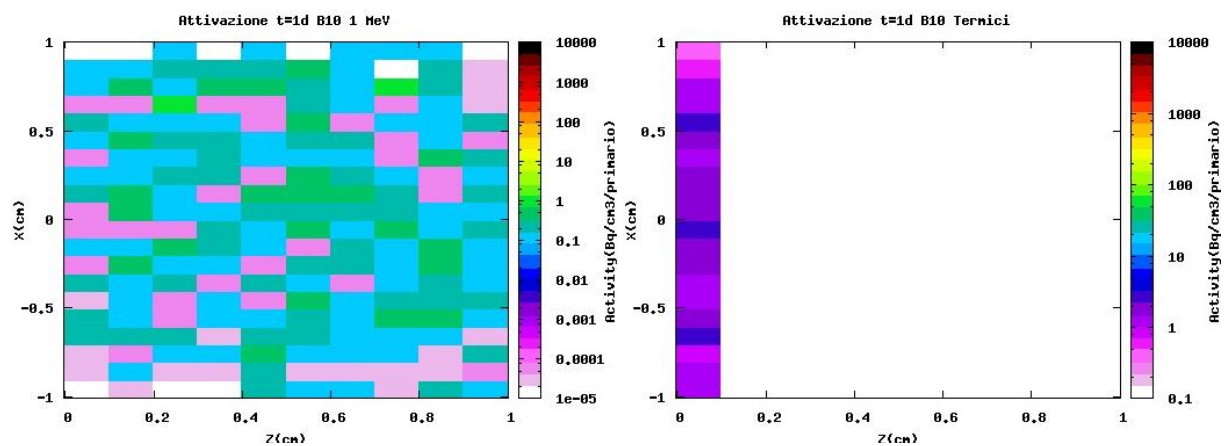


Figura 3.10. Attività della targhetta generata da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso) un'ora dopo la fine dell'irraggiamento di neutroni

Attivazione a un giorno



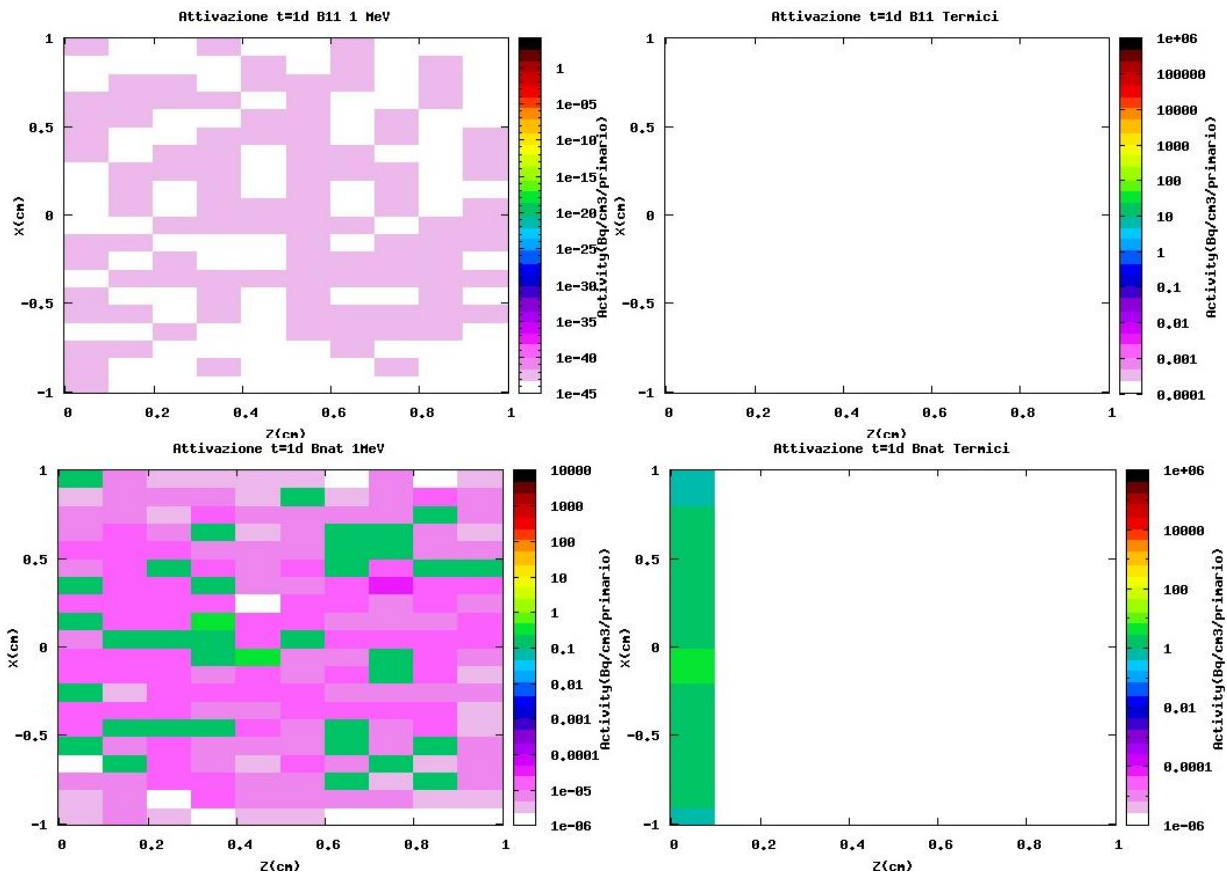
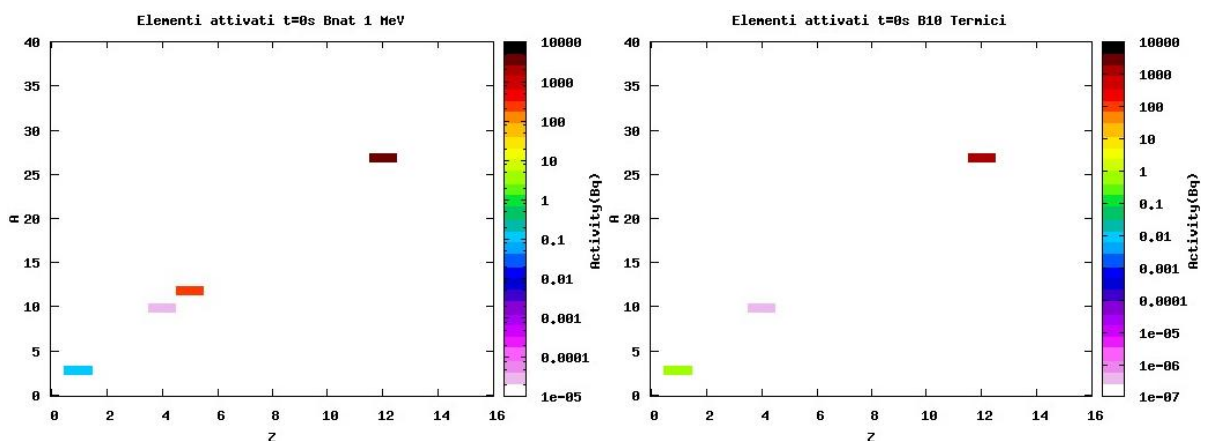


Figura 3.11. Attività della targhetta generata da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso) un giorno dopo la fine dell'irraggiamento di neutroni

Successivamente sono mostrate le attività dei nuclei residui sempre prese nei 4 istanti temporali considerati.

Attività per elemento a 0 secondi

Sono qui mostrati (fig 3.12) gli elementi attivati presenti alla fine dell'irraggiamento



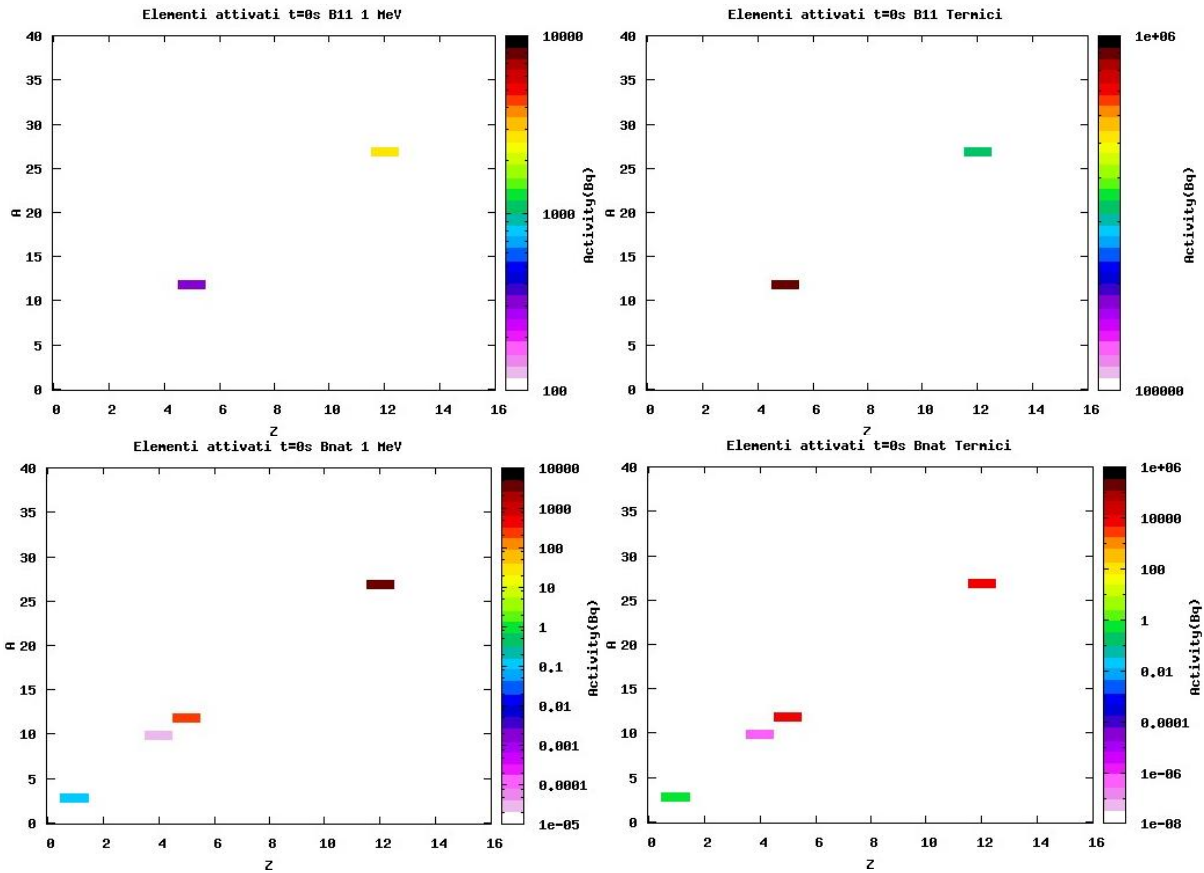
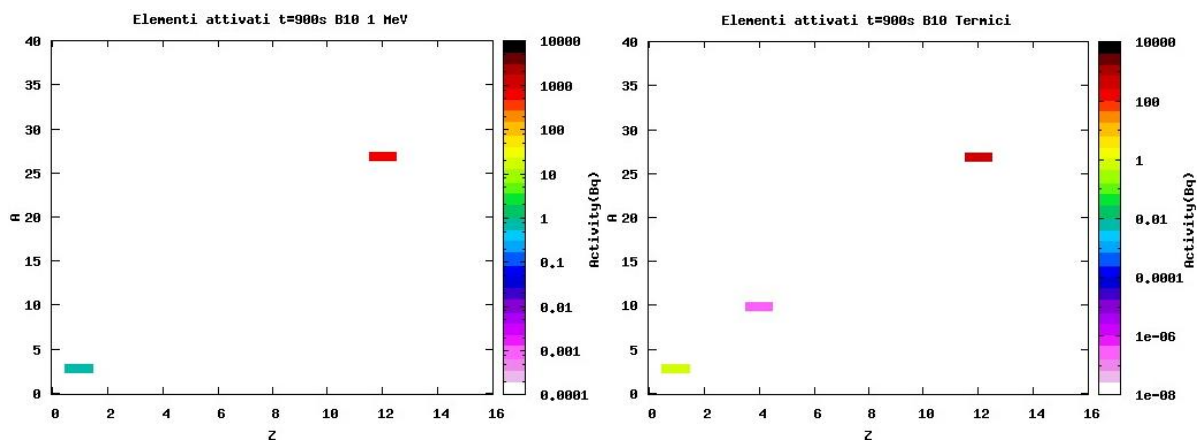


Figura 3.12. Elementi attivati generati da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso) alla fine dell'irraggiamento i neutroni

In tutti i casi è possibile notare l'attività del magnesio 27 (emettitore β^-) derivante dalla reazione (n,γ) sul magnesio 26. Laddove è presente il boro 11 si vede l'attività del boro 12 (emettitore β^-) ottenuto tramite reazione (n,γ) proprio sul boro 11. Il berillio è generato dalla reazione (n,p) sul boro 10 e l'elemento elio 3 rappresenta i protoni.

Nelle prossime tre serie di immagini (fig 3.13, 3.14 e 3.15) sono riportate gli elementi attivati nei tre successivi istanti temporali seguendo la stessa disposizione della figura precedente

Attività per elemento a 900 secondi



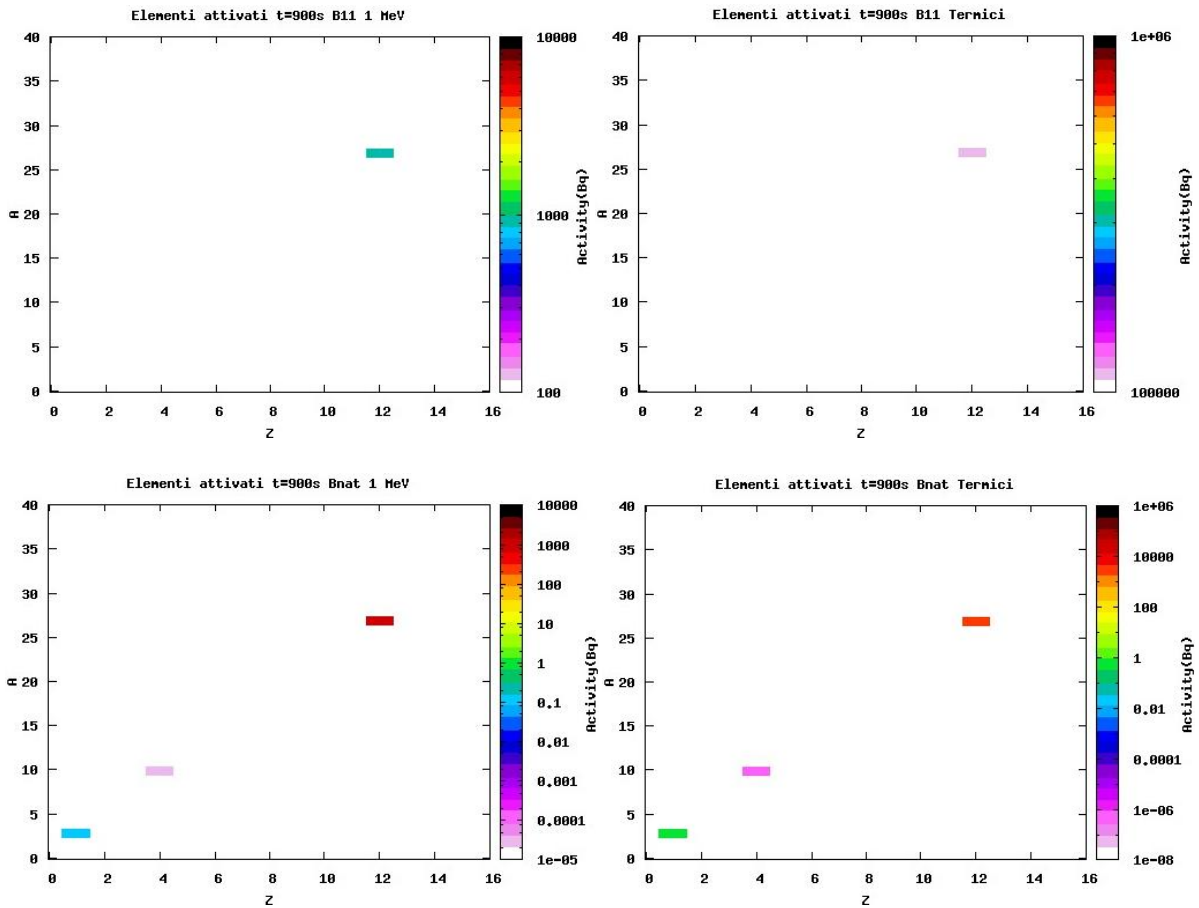
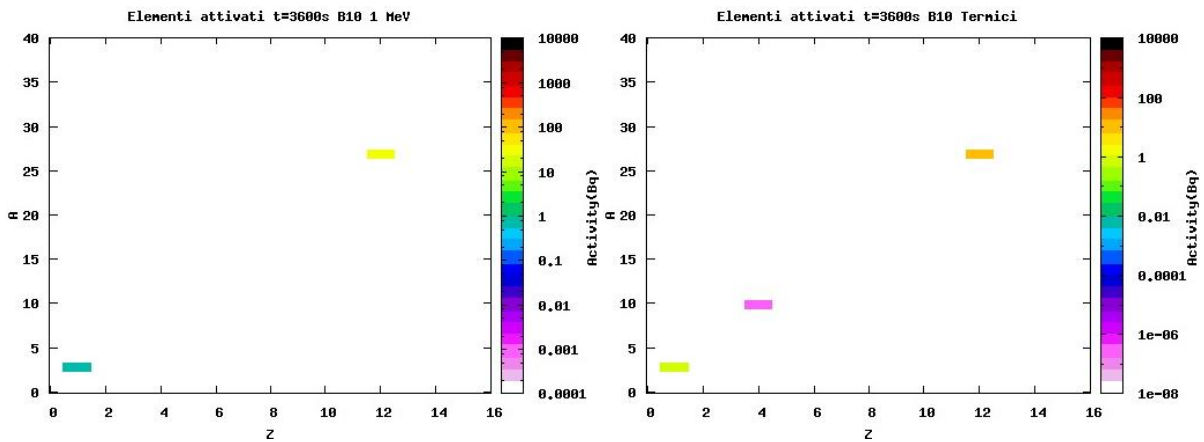


Figura 3.13. Elementi attivati generati da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso) un quarto d'ora dopo la fine dell'irraggiamento di neutroni

Attività per elemento a 3600 secondi



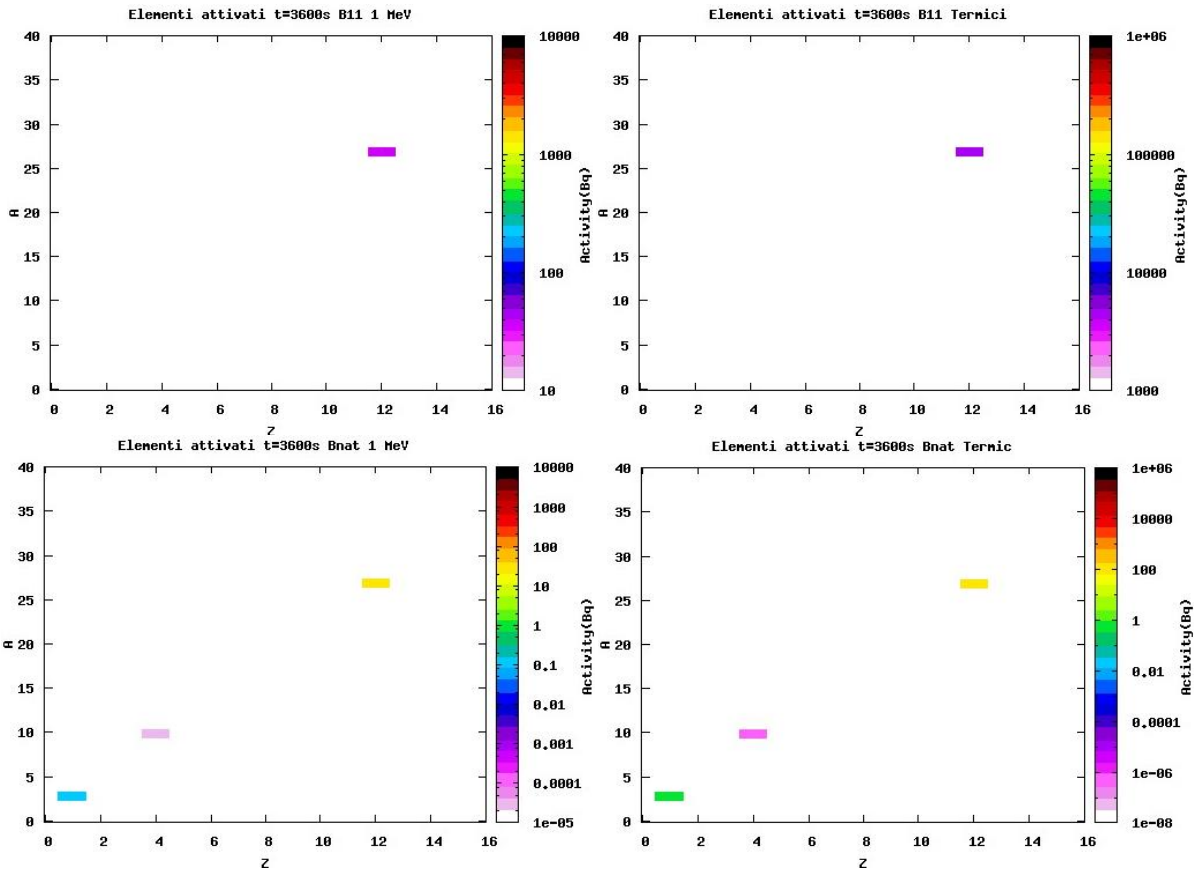
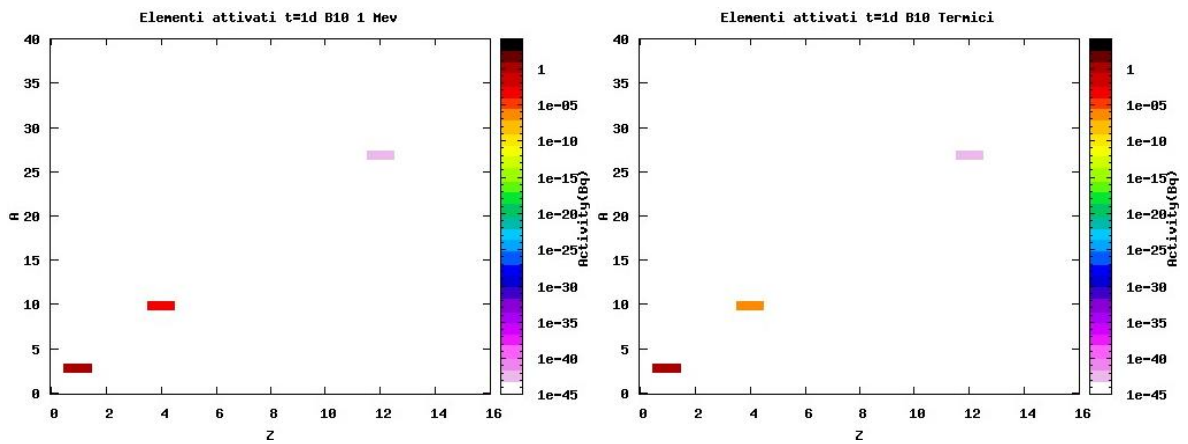


Figura 3.14. Elementi attivati generati da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso) un'ora dopo la fine dell'irraggiamento di neutroni

Attività per elemento a un giorno



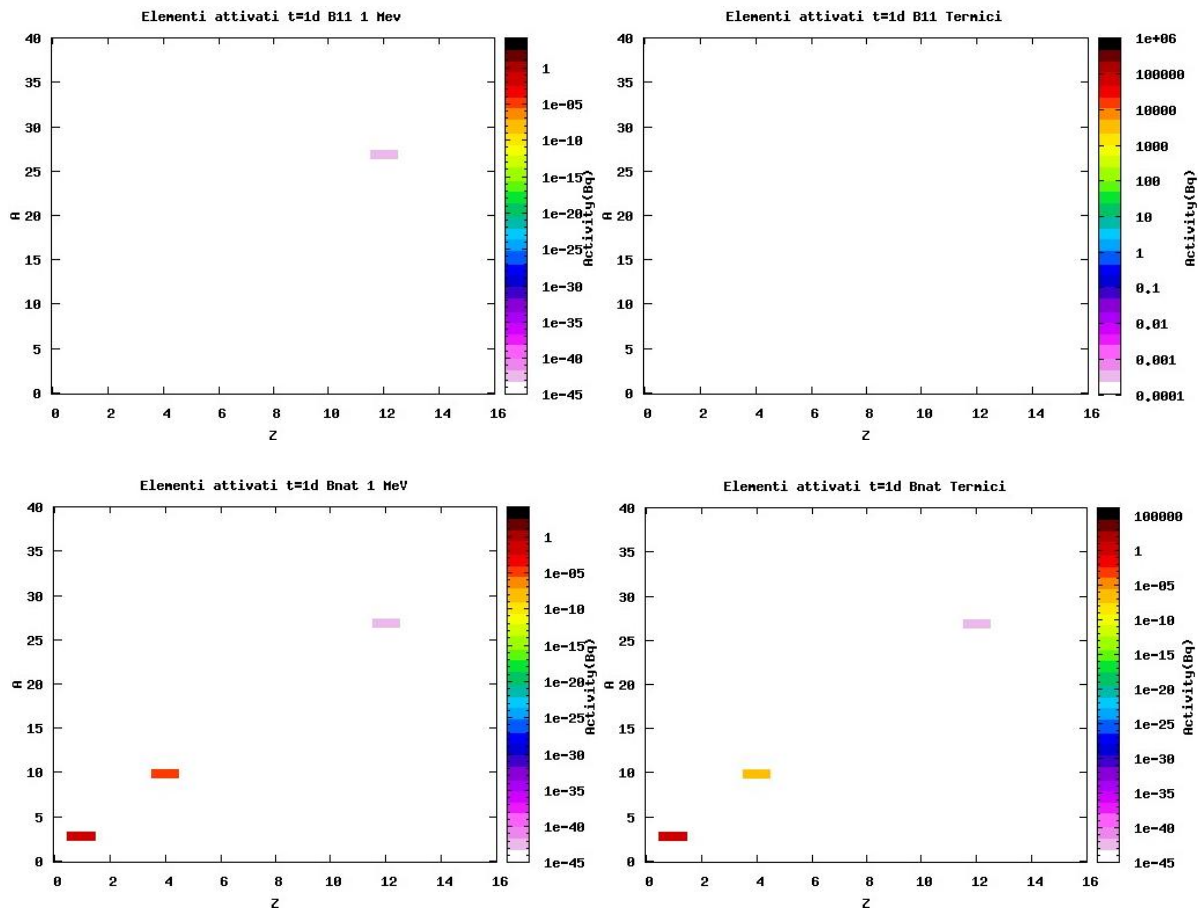
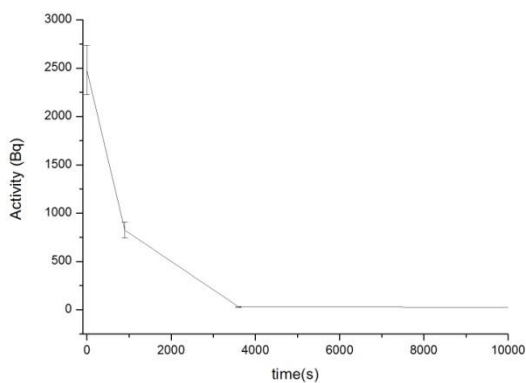


Figura 3.15. Elementi attivati generati da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso) un giorno dopo la fine dell'irraggiamento di neutroni

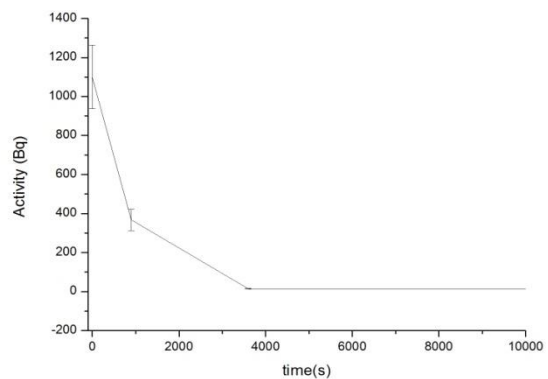
Curva di decadimento

Per valutare la possibilità di manipolare il target dopo l'irraggiamento sono riportati i grafici di decadimento dell'attività totale (fig. 3.16).

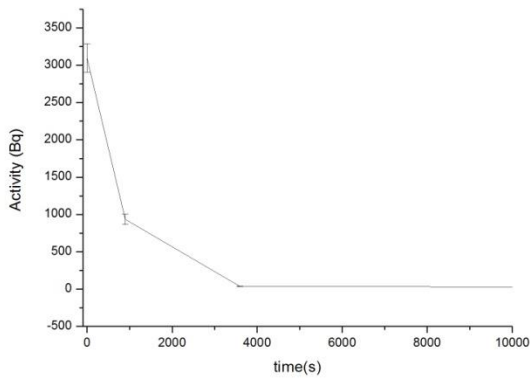
Curva di decadimento totale B10 1MeV



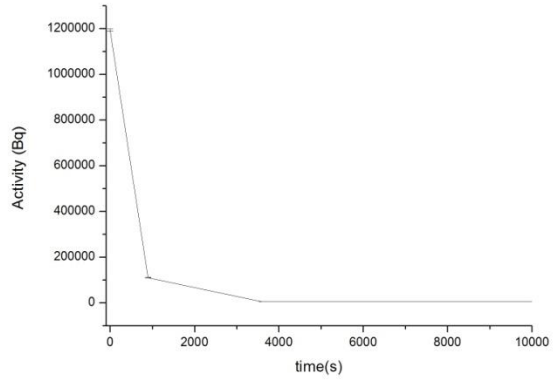
Curva di decadimento totale B10 Termici



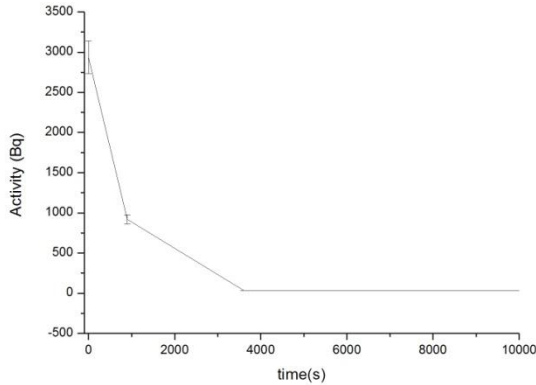
Curva di decadimento totale B11 1 MeV



Curva di decadimento totale B11 Termici



Curva di decadimento totale Bnat 1MeV



Curva di decadimento totale Bnat Termici

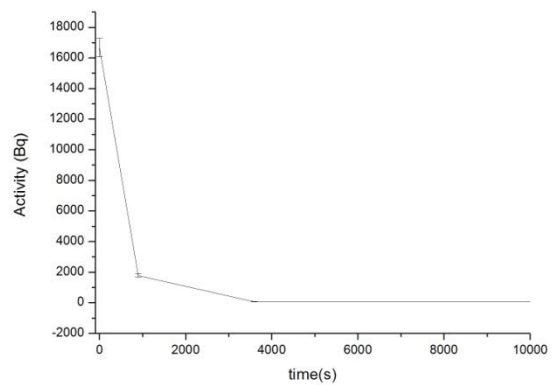


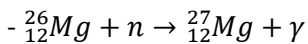
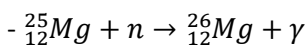
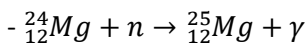
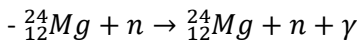
Figura 3.16. Curve di decadimento dopo irraggiamento da neutroni veloci (sx) e termici (dx) su boro-10 (alto), boro-11 (centro) e boro naturale (basso)

In tutti i casi è ben visibile come l'attività sia prossima allo zero dopo meno di 4000 secondi (poco più di un'ora)

Valutazione delle reazioni nucleari

Prendiamo come riferimento il target con composizione isotopica naturale del boro (20% boro 10 e 80% boro 11). Le reazioni nucleari possono avvenire sui tre elementi che compongono il materiale e sono rispettivamente:

Per il magnesio:



Per il boro 10:

- $^{10}_5B + n \rightarrow ^7_3Li + \alpha$
- $^{10}_5B + n \rightarrow ^{10}_4Be + p$
- $^{10}_5B + n \rightarrow ^{11}_5B + \gamma$

Per il boro 11:

- $^{11}_5B + n \rightarrow ^8_3Li + \alpha$
- $^{11}_5B + n \rightarrow ^{11}_4Be + p$
- $^{11}_5B + n \rightarrow ^{11}_5B + n + \gamma$
- $^{11}_5B + n \rightarrow ^{12}_5B + \gamma$

Analizzando i valori delle sezioni d'urto (fig. 3.17) le reazioni più probabili sono:

- $^{26}_{12}Mg + n \rightarrow ^{27}_{12}Mg + \gamma$
- $^{11}_5B + n \rightarrow ^{12}_5B + \gamma$
- $^{10}_5B + n \rightarrow ^{10}_4Be + p$
- $^{10}_5B + n \rightarrow ^7_3Li + \alpha$

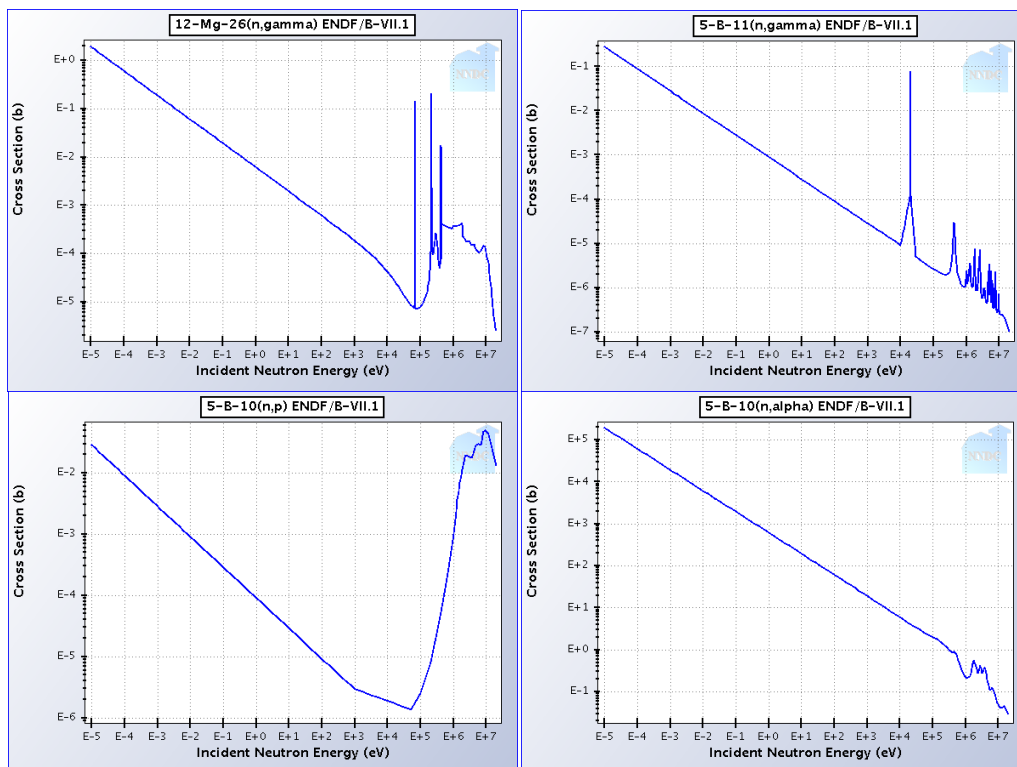


Figura 3.17. Sezioni d'urto delle principali reazioni nucleari

La fluenza dei neutroni incidenti è stata ottenuta partendo dal dato (ottenuto tramite simulazione) per il quale in un'interazione protone-protone a 7 TeV in LHC si ha la produzione di 3300 neutroni ogni 1300

eventi (dato sperimentale). Considerando una luminosità pari a $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (luminosità attuale) e una sezione d'urto per evento pari a 80mb , si avrà un numero di eventi pari a:

$$\frac{n^{\circ} \text{eventi}}{s} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \times 80 \times 10^{-3} \times 10^{-24} \text{cm}^2 = 8 \times 10^8 \frac{\text{ev}}{s}$$

Attraverso la proporzione

$$3300 \div 1300 = x \div 8 \times 10^8$$

Avremo una fluensa neutronica (neutroni primari) pari a:

$$\frac{n^{\circ} \text{neutroni}}{s} = \frac{3.3 \times 10^3 \times 8 \times 10^8}{1.3 \times 10^3} = 2 \times 10^9 \frac{n}{s}$$

All'energia dai noi indagata i valori delle sezioni d'urto sono:

- ${}_{12}^{24}\text{Mg}(n, \gamma){}_{12}^{25}\text{Mg} \rightarrow \sigma = 10^{-1} b$
- ${}_{12}^{25}\text{Mg}(n, \gamma){}_{12}^{26}\text{Mg} \rightarrow \sigma = 1.5 \times 10^{-1} b$
- ${}_{12}^{26}\text{Mg}(n, \gamma){}_{12}^{27}\text{Mg} \rightarrow \sigma = 8 \times 10^{-2} b$
- ${}_{5}^{11}\text{B}(n, \gamma){}_{5}^{12}\text{B} \rightarrow \sigma = 8 \times 10^{-3} b$
- ${}_{5}^{10}\text{B}(n, p){}_{4}^{10}\text{Be} \rightarrow \sigma = 8 \times 10^{-2} b$
- ${}_{5}^{10}\text{B}(n, \alpha){}_{3}^{7}\text{Li} \rightarrow \sigma = 6 \times 10^3 b$

La reazione che comporta un maggior danno al materiale è ${}_{5}^{10}\text{B}(n, \alpha){}_{3}^{7}\text{Li}$ che rappresenta il maggior canale di degrado del diboruro di magnesio attraverso il consumo del boro e la formazione di elio, che si origina dalle particelle alfa prodotte da tale reazione. Attraverso opportuni calcoli è possibile ottenere una stima del consumo di boro ad opera dei neutroni su di una targhetta di diboruro di magnesio con boro in composizione isotopica naturale.

Partendo dalle caratteristiche del mezzo

$$\rho_{\text{MgB}_2} = 2.57 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$$

$$\sigma_{n, \alpha}(B10) = 6 \times 10^3 b$$

Dimensioni target = $2 \text{cm} \times 2 \text{cm} \times 1 \text{cm}$

$$P.M.(\text{MgB}_2) = 2 \times 10.81 + 24 = 45.62$$

$$\text{moli MgB}_2 = 2.57 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \times \frac{1}{45.62} \frac{\text{mol}}{\text{g}} = 0.056 \frac{\text{mol}}{\text{cm}^3}$$

$$\text{moli B} = 2 \times 0.056 \frac{\text{mol}}{\text{cm}^3} = 0.112 \frac{\text{mol}}{\text{cm}^3}$$

$$n^{\circ} \text{atomi B} = 0.112 \frac{\text{mol}}{\text{cm}^3} \times 6.022 \times 10^{23} \frac{\text{at}}{\text{mol}} = 6.7 \times 10^{22} \frac{\text{at}}{\text{cm}^3}$$

$$n^\circ \text{atomi } {}^{10}_5\text{B} = N_B = 6.7 \times 10^{22} \frac{\text{at}}{\text{cm}^3} \times 0.19 = 1.273 \times 10^{22}$$

$$\Sigma_{n,\alpha} = \sigma_{n,\alpha} \times N_B = 1.273 \times 10^{22} \frac{\text{at}}{\text{cm}^3} \times 6 \times 10^{-21} \text{cm}^2 = 7.630 \times 10 \text{cm}^{-1}$$

e utilizzando un flusso di neutroni primari (da confrontare con caso "reale", che comprende tutti i neutroni secondari, vedi cap. 4)

$$\phi = 2 \times 10^9 \frac{n}{s}$$

per un tempo di irraggiamento di un giorno avremo

$$\begin{aligned} \text{interazioni per unità di spessore} &= \Sigma_{n,\alpha} \times \phi \times \Delta t = 7.638 \times 10 \frac{1}{\text{cm}} \times 2 \times 10^9 \frac{n}{s} \times 86400s \\ &= 1.32 \times 10^{16} \text{cm}^{-1} \end{aligned}$$

$$\text{interazioni totali} = 1.32 \times 10^{16} \frac{1}{\text{cm}} \times 1 \text{cm} = 1.32 \times 10^{16}$$

$$\text{volume target} = 2 \text{cm} \times 2 \text{cm} \times 1 \text{cm} = 4 \text{cm}^3$$

$$\text{atomi } {}^{10}_5\text{B} \text{ complessivi} = 1.273 \times 10^{22} \frac{\text{at}}{\text{cm}^3} \times 4 \text{cm}^3 = 5.092 \times 10^{22} \text{at}$$

$$\frac{\text{atomi "mangiati"}}{\text{atomi complessivi}} = \frac{1.32 \times 10^{16}}{5.09 \times 10^{23}} = \frac{0.26}{10^7} = 0.0000026\% \rightarrow \text{consumo giornaliero di } {}^{10}_5\text{B}$$

Questo risultato ci porta a sostenere lo scarso impatto del consumo di boro ad opera del campo neutronico e la conseguente non necessarietà di operare una separazione isotopica in fase di sintetizzazione del materiale.

3.2 Protoni

La simulazione di irraggiamento con protoni è stata effettuata con un fascio monocromatico da 142 MeV e fluenza pari a 1.512×10^{14} protoni/secondo (fascio disponibile al Brookhaven National Laboratory) sulla medesima targhetta di diboruro di magnesio con boro in composizione isotopica naturale (2cmx2cmx1cm). I risultati sono i seguenti:

Dpa & Deposizione di energia

Nella figura seguente (fig. 3.18) sono mostrate le mappe di dpa e deposizione di energia date dalla simulazione di irraggiamento di protoni

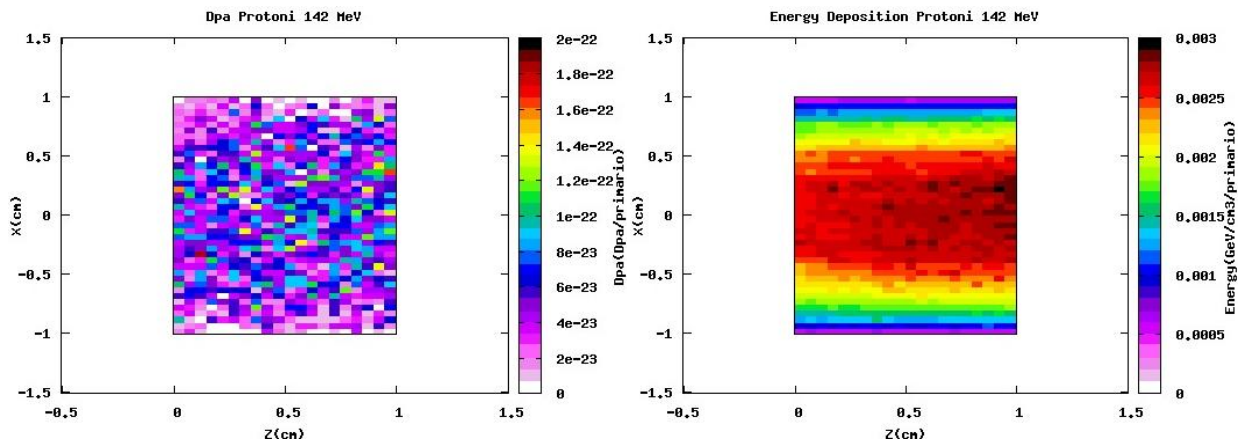


Figura 3.18. Dpa e deposizione di energia da protoni da 142 MeV

Fluenze

Sono qui riportate (fig. 3.19) le fluenze di neutroni, protoni e fotoni generati dal fascio di protoni da 142 MeV

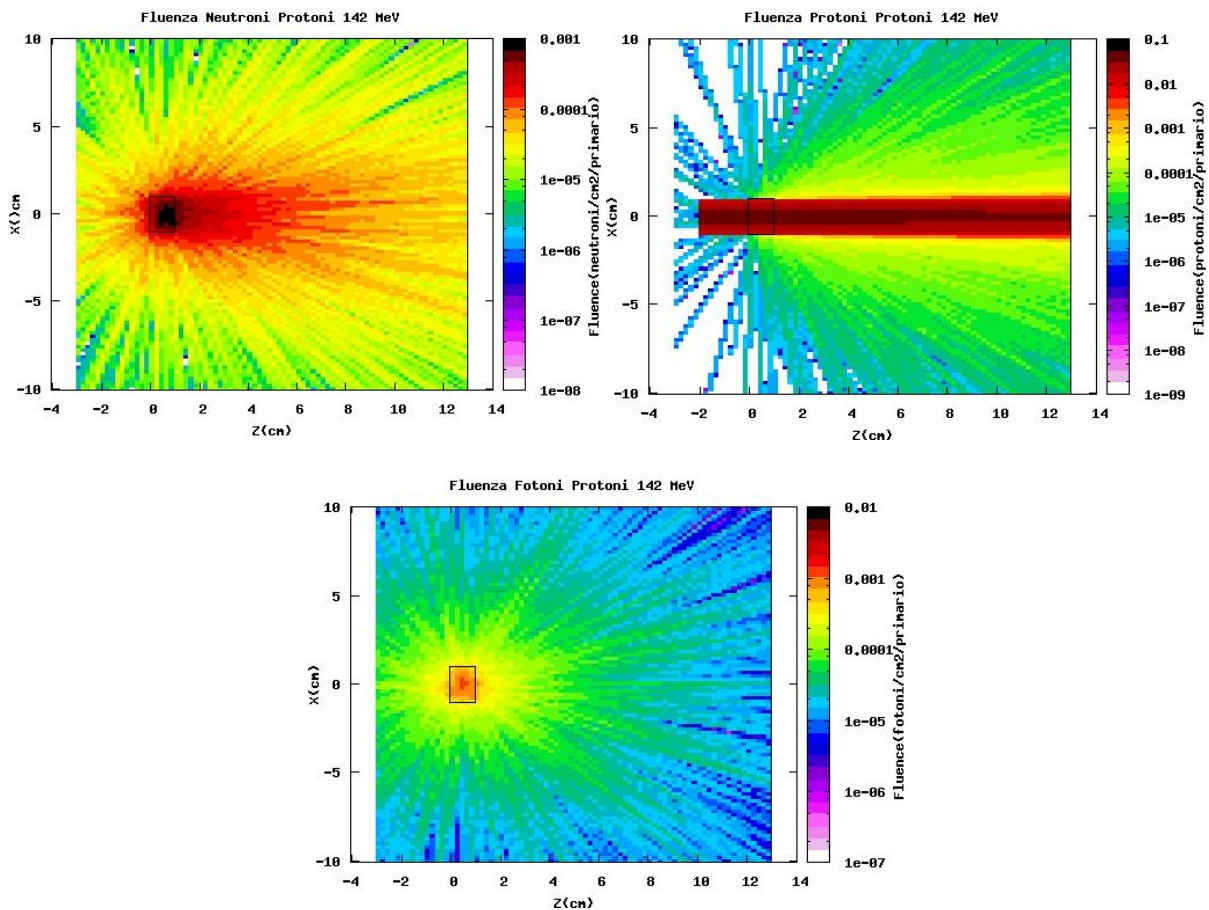


Figura 3.19. Fluenze di neutroni, protoni e fotoni generati da protoni da 142 MeV

Attività

Nelle immagini seguenti (fig. 3.20) sono evidenziate le attività della targhetta nei quattro istanti temporali considerati

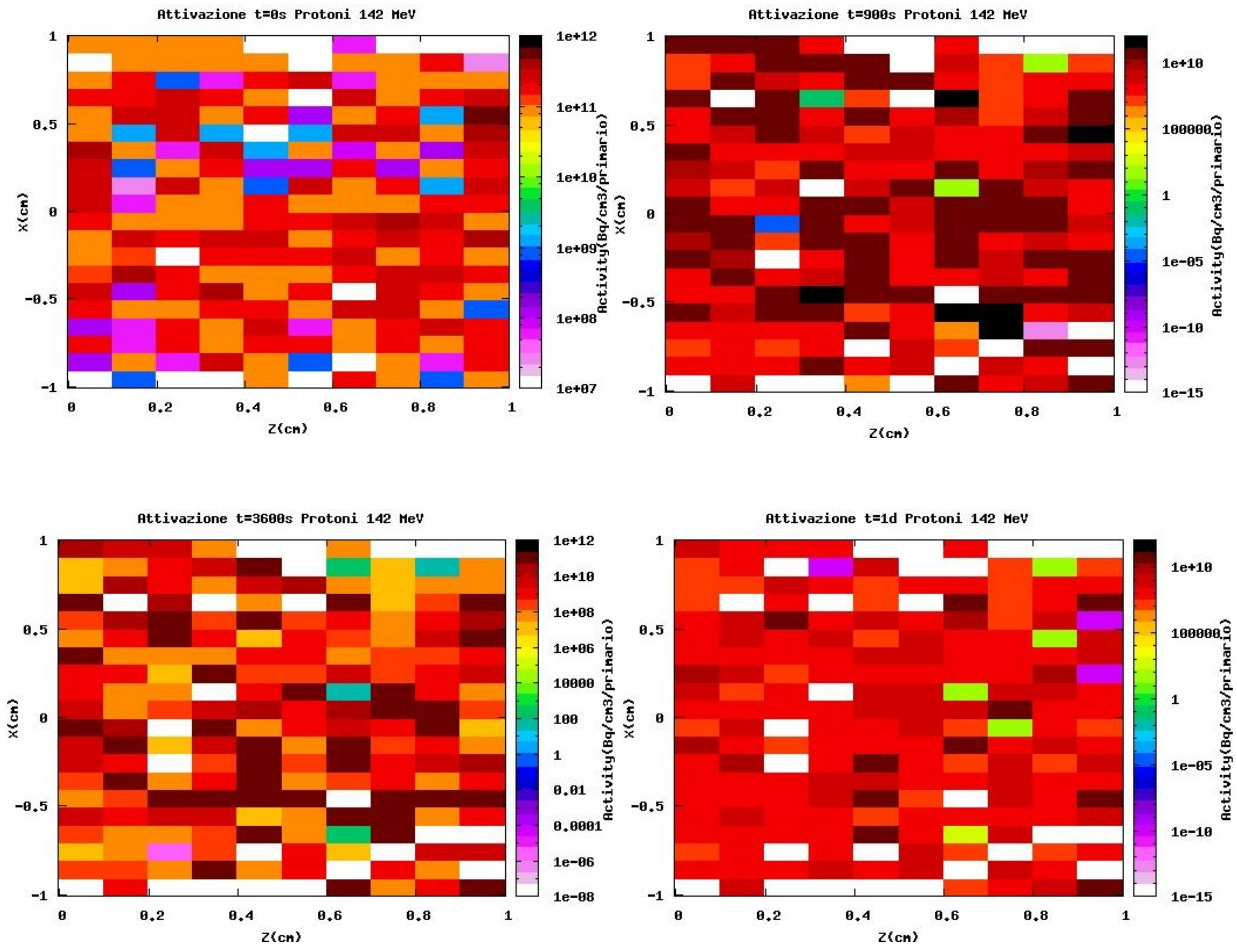
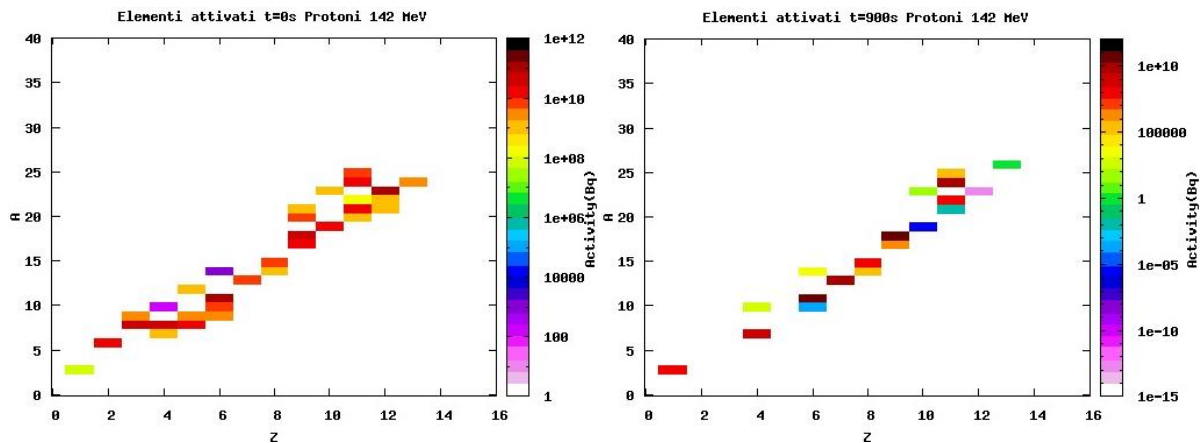


Figura 3.20. Attività dopo irraggiamento di protoni da 142 MeV

Attivazione per elemento

Sono qui riportati (fig. 3.21) gli elementi attivati dal fascio di protoni nei quattro istanti temporali considerati



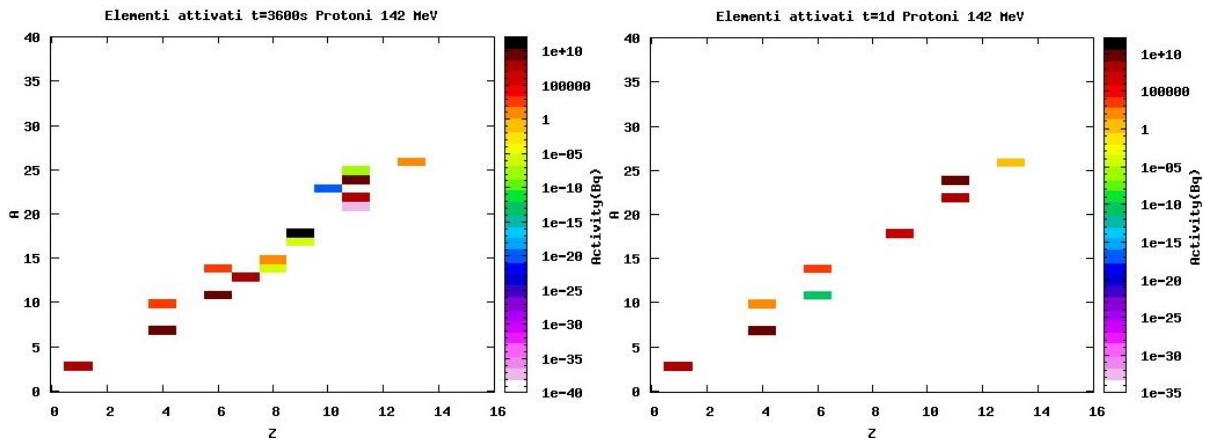


Figura 3.21. Elementi attivati dopo irraggiamento di protoni da 142 MeV

Si è fatta inoltre un'analisi sul range dei protoni nel diboruro di magnesio con individuazione del picco di Bragg. Ad una prima indagine analitica si accompagna la simulazione in ambiente FLUKA (fig. 3.22).

$$R \left(\frac{mg}{cm^2} \right) = 0.56 \times R_a (cm) \times A^{\frac{1}{3}} \quad (formula\ empirica)$$

$$R_a = 10294\ cm = range\ protoni\ 142\ MeV\ in\ aria$$

$$R = 8.04\ cm$$

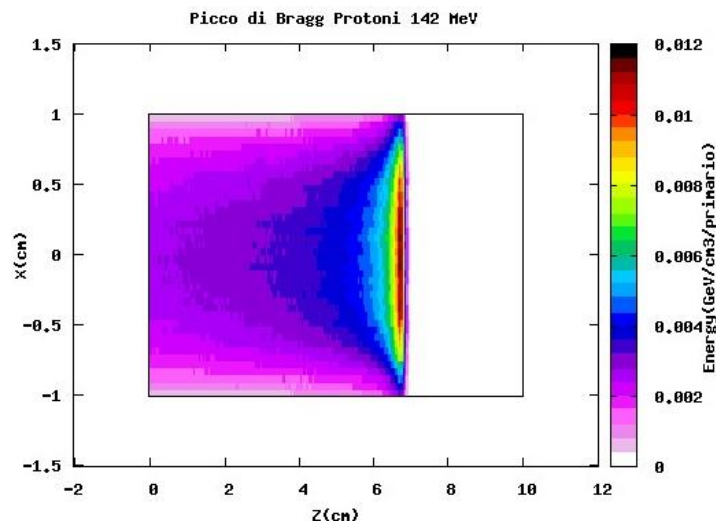


Figura 3.22. Picco di Bragg di protoni da 142 MeV

La formula empirica mostra un valore molto prossimo a quello ricavato dalla simulazione

3.3 Pioni

Si è simulato un irraggiamento sulla medesima targhetta (2cmx2cmx1cm) di diboruro di magnesio con boro in composizione naturale con due fasci monoenergetici a 1 GeV con fluensa pari a 6.24×10^9 pioni/secondo, uno di pioni positivi e l'altro di pioni negativi. I risultati sono i seguenti:

Dpa

Nelle immagini successive (fig. 3.23 e 3.24) sono mostrate le mappe di dpa e deposizione di energia date dall'interazione con un fascio di pioni

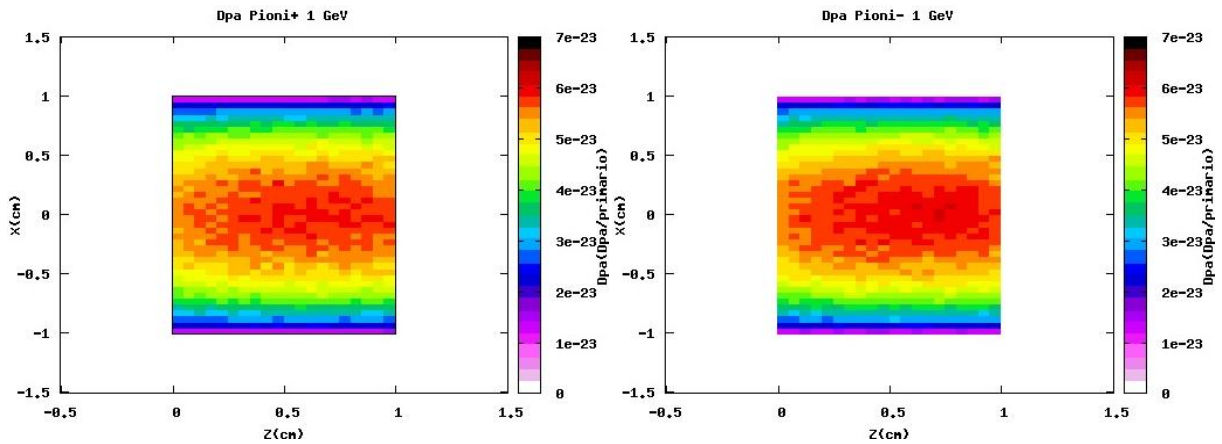


Figura 3.23. Dpa generato da pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Energy Deposition

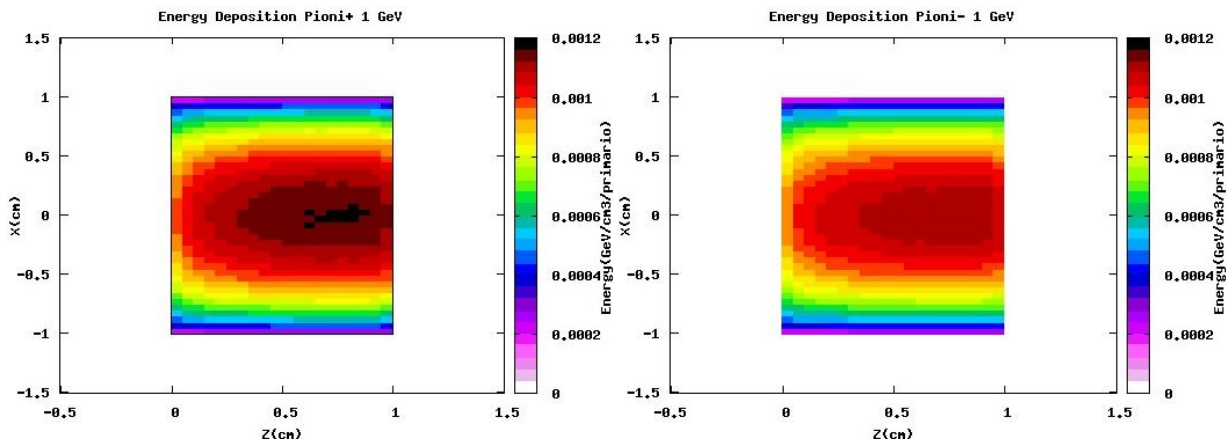


Figura 3.24. Deposizione di energia da pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Fluenza neutroni

Nelle prossime quattro coppie di immagini (fig. 3.25, 3.26, 3.27 e 3.28) sono mostrate le fluenze di neutroni, protoni, particelle alfa e fotoni generati dal fascio di pioni.

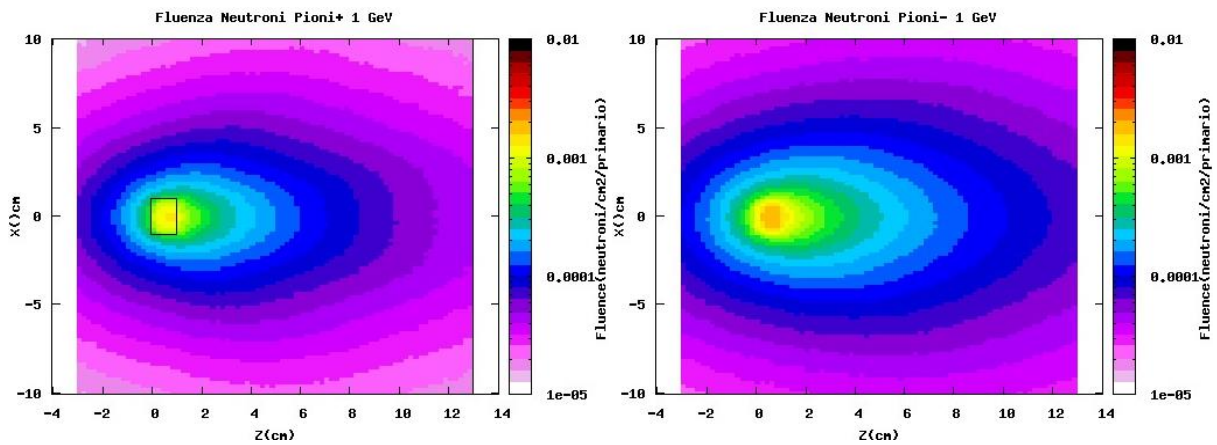


Figura 3.25. Fluenza di neutroni generati da pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Fluenza protoni

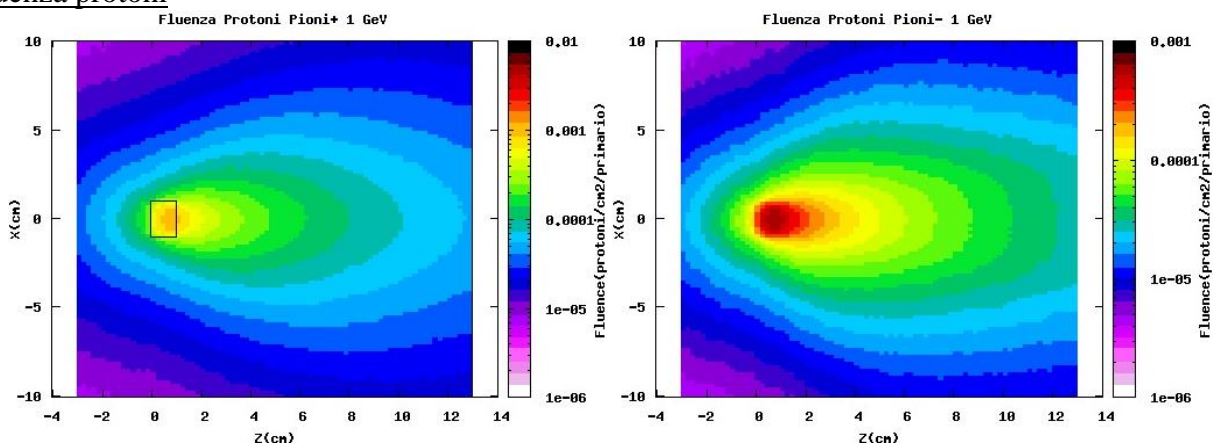


Figura 3.26. Fluenza di protoni generati da pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Fluenza Alfa

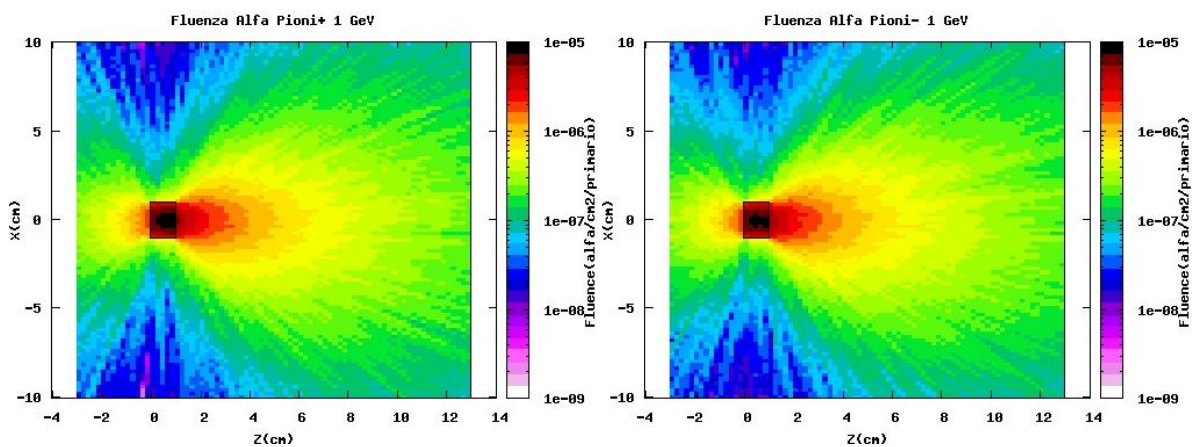


Figura 3.27. Fluenza di particelle alfa generate da pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Fluenza Fotoni

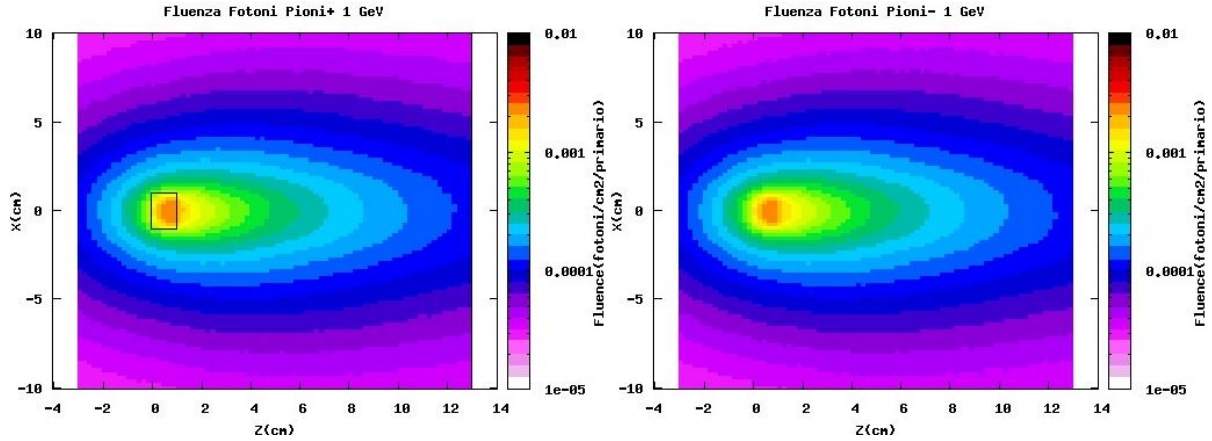


Figura 3.28. Fluenza di fotoni generati da pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Nelle prossime quattro coppie di immagini (fig. 3.29, 3.30, 3.31 e 3.32) sono riportate le attività della targhetta nei quattro istanti temporali considerati. La loro omogeneità è dovuta al fatto che il picco di deposizione cadrebbe ad una profondità superiore a quello della targhetta; di conseguenza nel target si avrà solo il plateau antecedente al picco.

Attività a 0 secondi

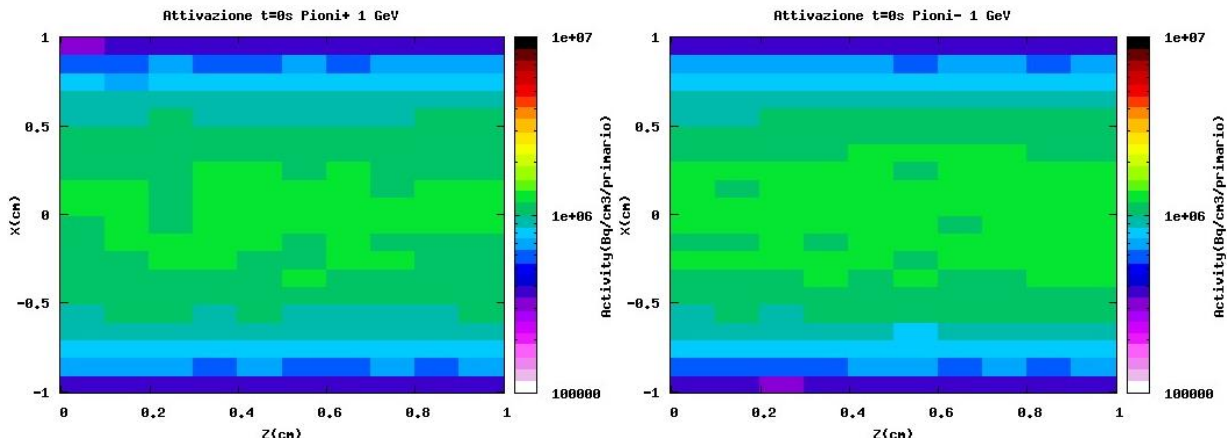


Figura 3.29. Attività della targhetta alla fine dell'irraggiamento di pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Attività a 900 secondi

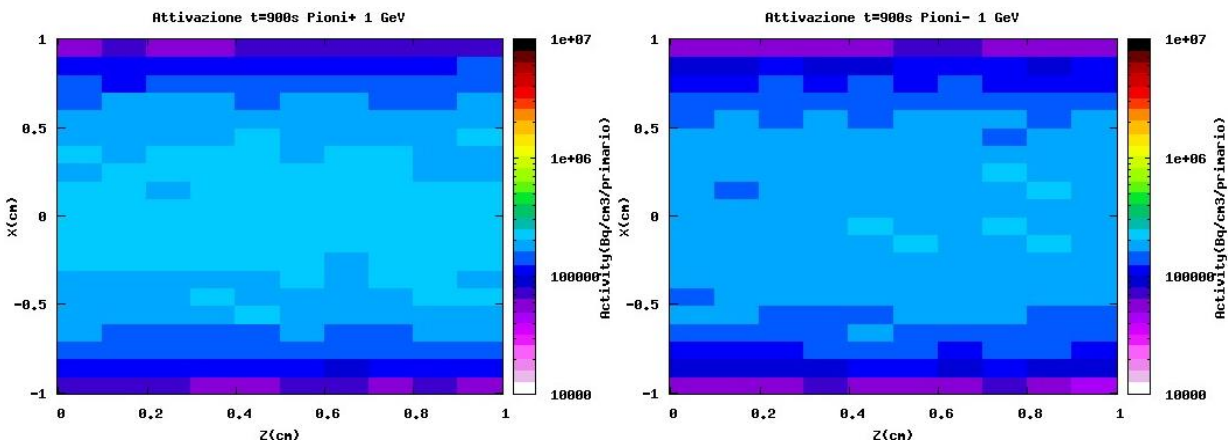


Figura 3.30. Attività della targhetta un quarto d'ora dopo la fine dell'irraggiamento di pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Attività a 3600 secondi

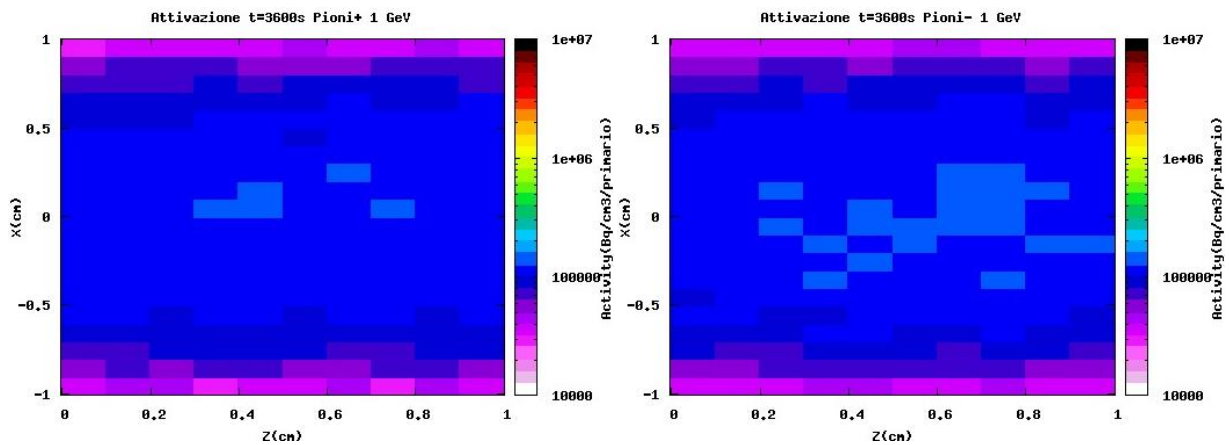


Figura 3.31. Attività della targhetta un'ora dopo la fine dell'irraggiamento di pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Attività a 1 giorno

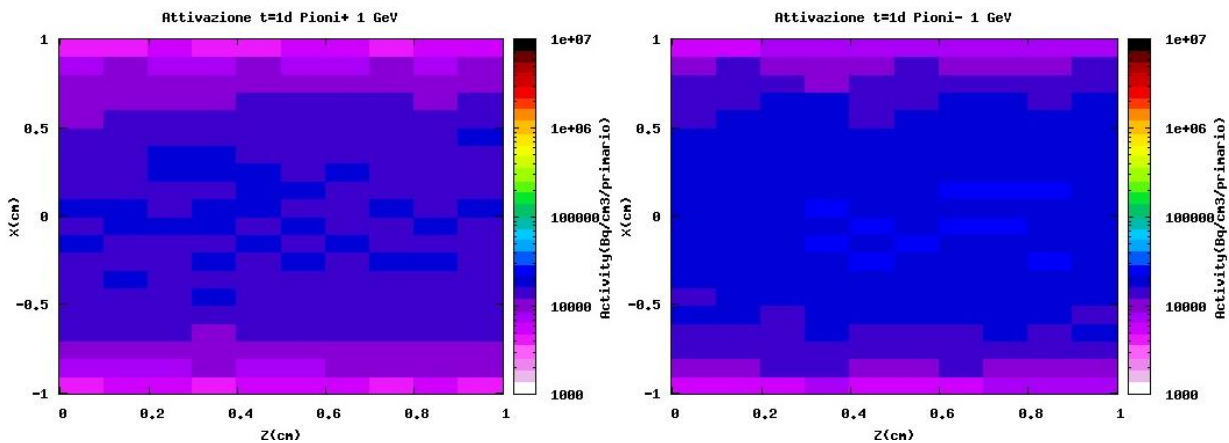


Figura 3.32. Attività della targhetta un giorno dopo la fine dell'irraggiamento di pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Nelle prossime quattro coppie di immagini (fig. 3.33, 3.34, 3.35 e 3.36) sono riportate gli elementi attivati dal fascio di pioni nei quattro istanti temporali considerati

Attivazione per elemento a 0 secondi

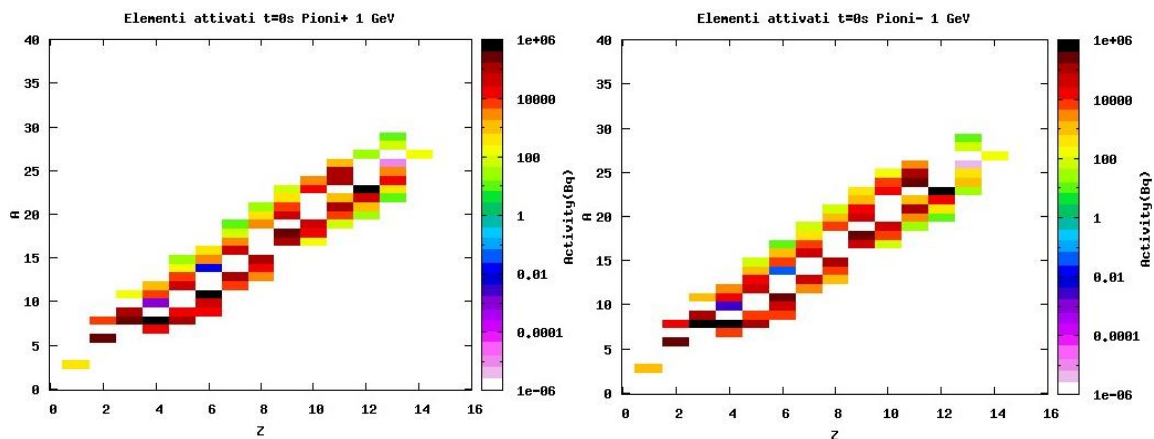


Figura 3.33. Elementi attivati alla fine dell'irraggiamento di pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Attivazione per elemento a 900 secondi

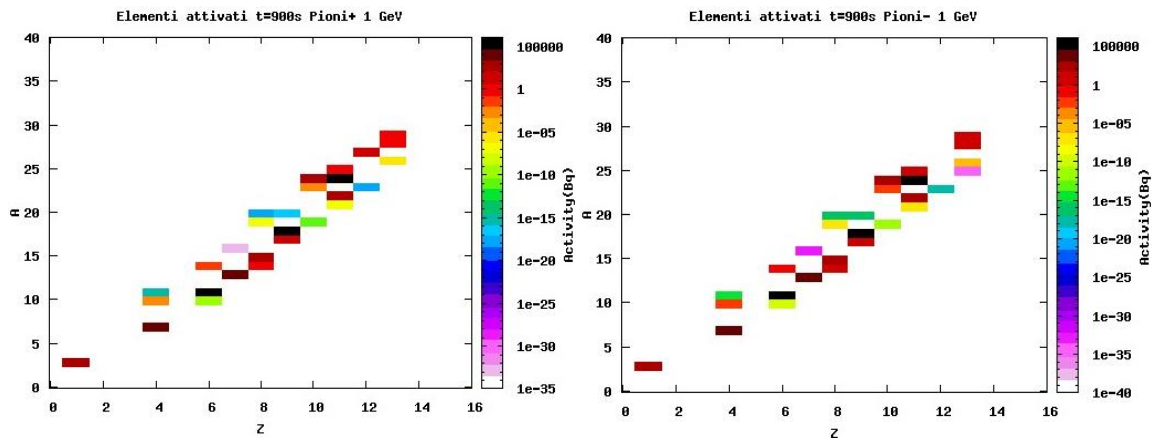


Figura 3.34. Elementi attivati un quarto d'ora dopo la fine dell'irraggiamento di pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Attivazione per elemento a 3600 secondi

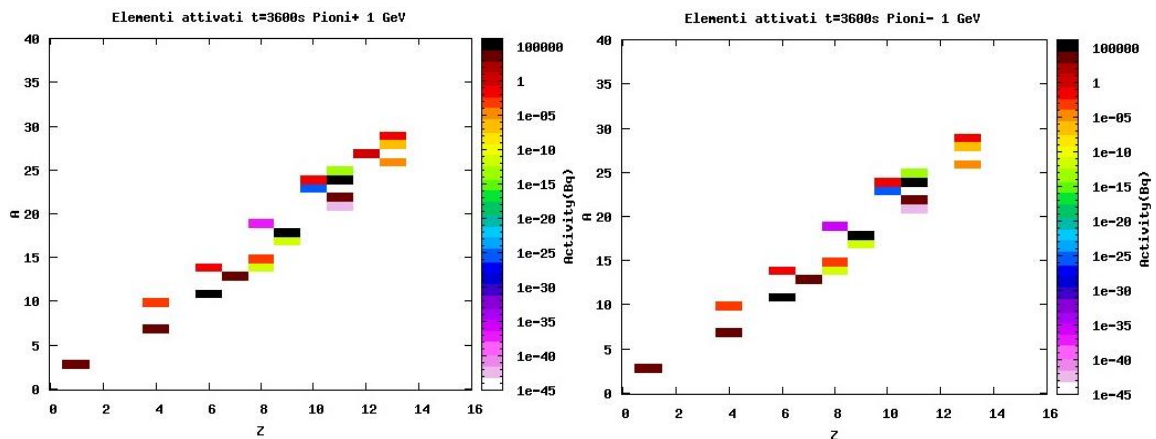


Figura 3.35. Elementi attivati un'ora dopo la fine dell'irraggiamento di pioni positivi(sx) e negativi (dx) da 1 GeV

Attivazione per elemento a 1 giorno

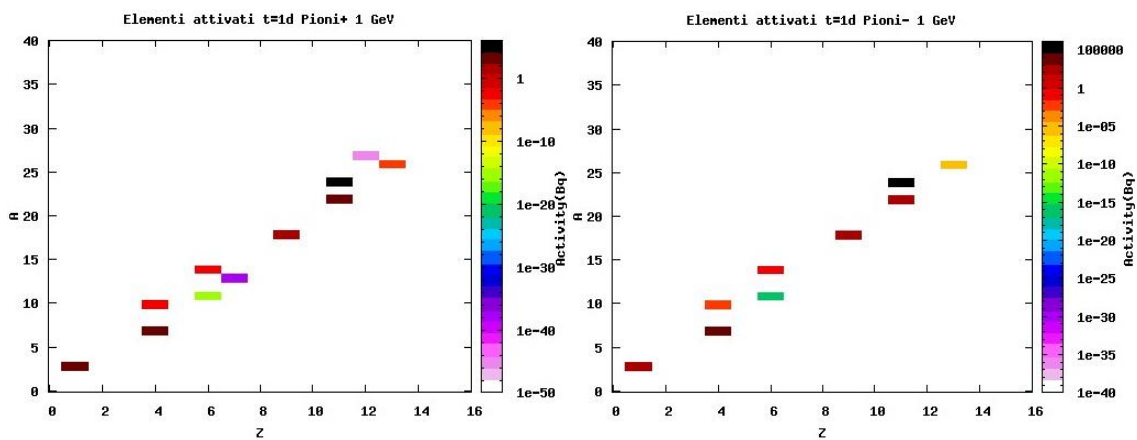


Figura 3.36. Elementi attivati un giorno dopo la fine dell'irraggiamento di pioni da 1 GeV

3.4 Fotoni

Per completare la caratterizzazione del materiale si è infine simulato un irraggiamento con fotoni da 1.5 GeV (valore ricavato dalle fluenze di LHC). I risultati sono i seguenti

Dpa & Deposizione di energia

Nell'immagine successiva (fig. 3.37) sono riportate le mappe di dpa e deposizione di energia date da fotoni da 1.5 GeV

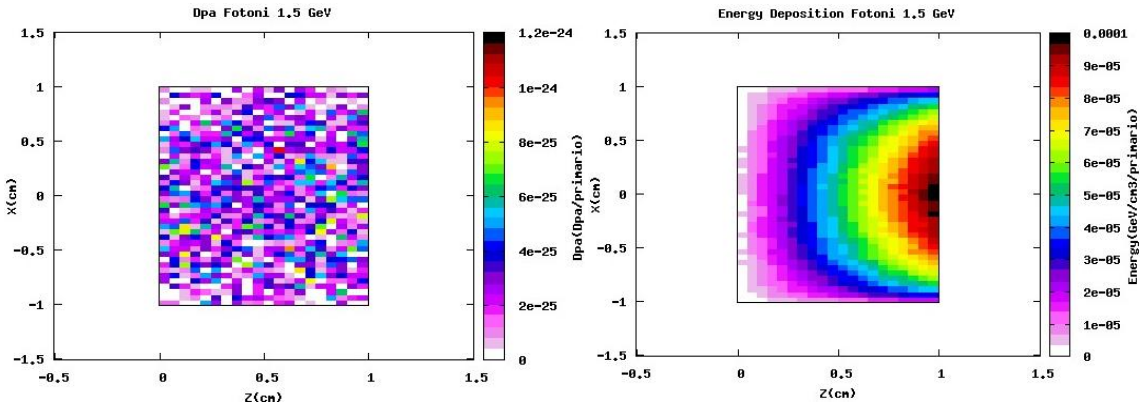


Figura 3.37. Dpa e deposizione di energia da irraggiamento di fotoni da 1.5 GeV

Nell'immagine riguardante la deposizione di energia è fortemente visibile il fenomeno del build-up, per il quale il picco di energia ceduta non si trova ne primi strati, ma nella parte finale della targhetta. Questo è dovuto al fatto che i fotoni cedono energia agli elettroni degli strati più superficiali che a loro volta cedono l'energia acquisita dopo aver percorso un certo cammino all'interno del materiale. Questo fenomeno porta a deposizioni di energia da parte dei fotoni secondo profili simili a quelli mostrati in figura 3.38.

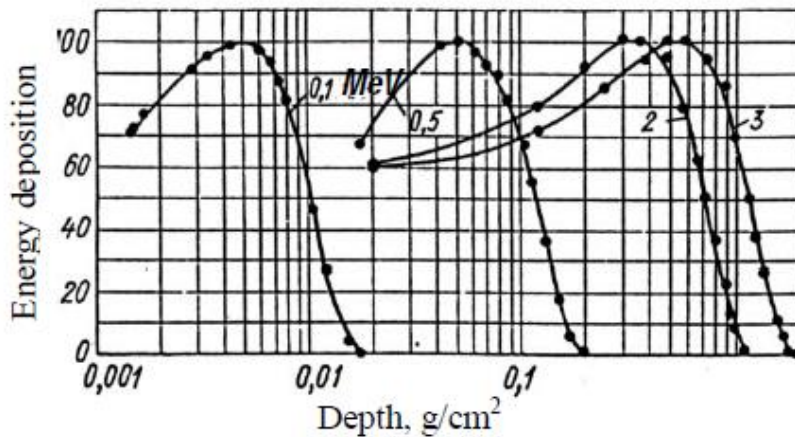


Figura 3.38. Esempi di profili di deposizione di energia caratterizzati da build-up

Fluenze

Nella figura successiva (fig.3.39) sono riportate le fluenze di neutroni, protoni e fotoni generati dai fasci di fotoni incidente.

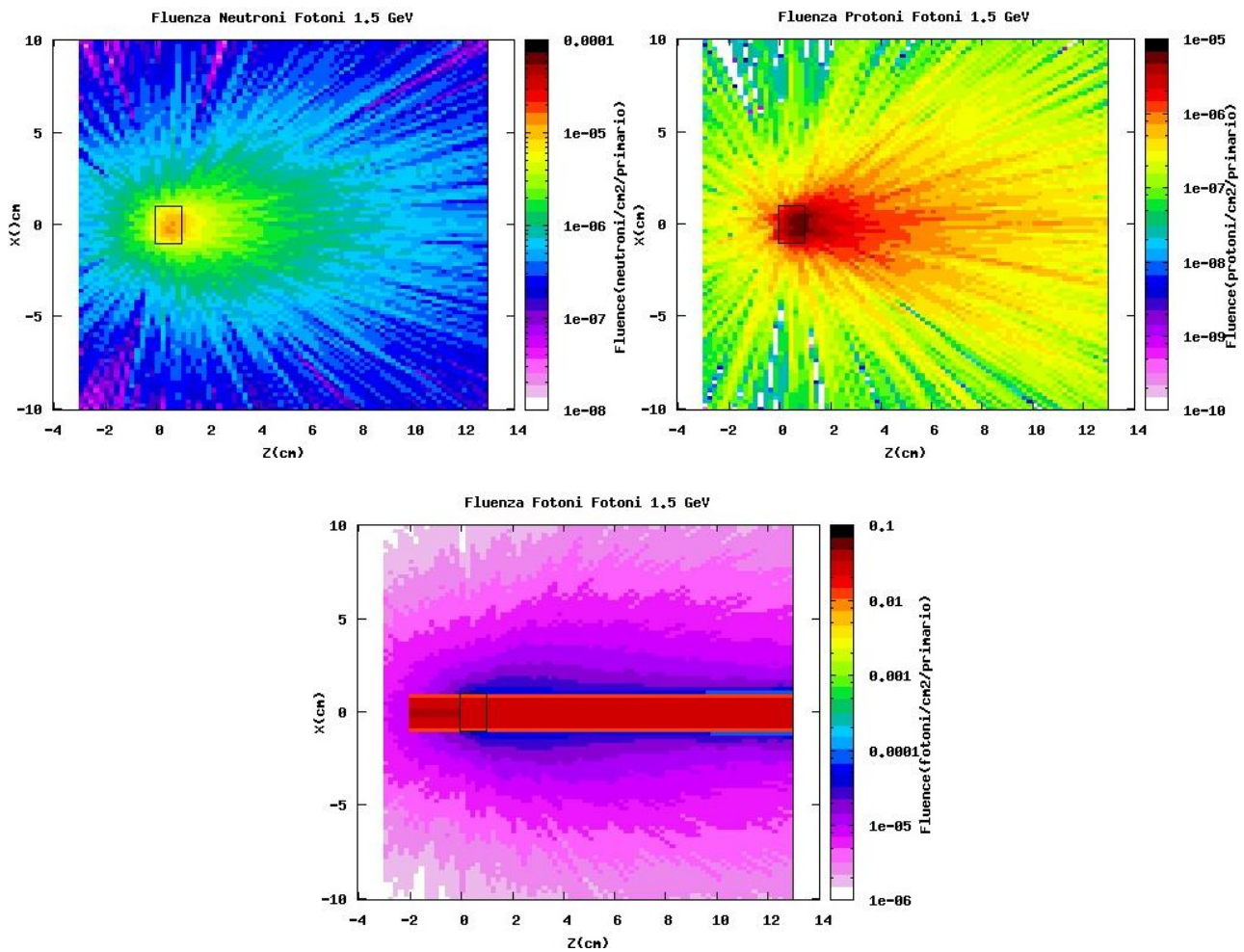
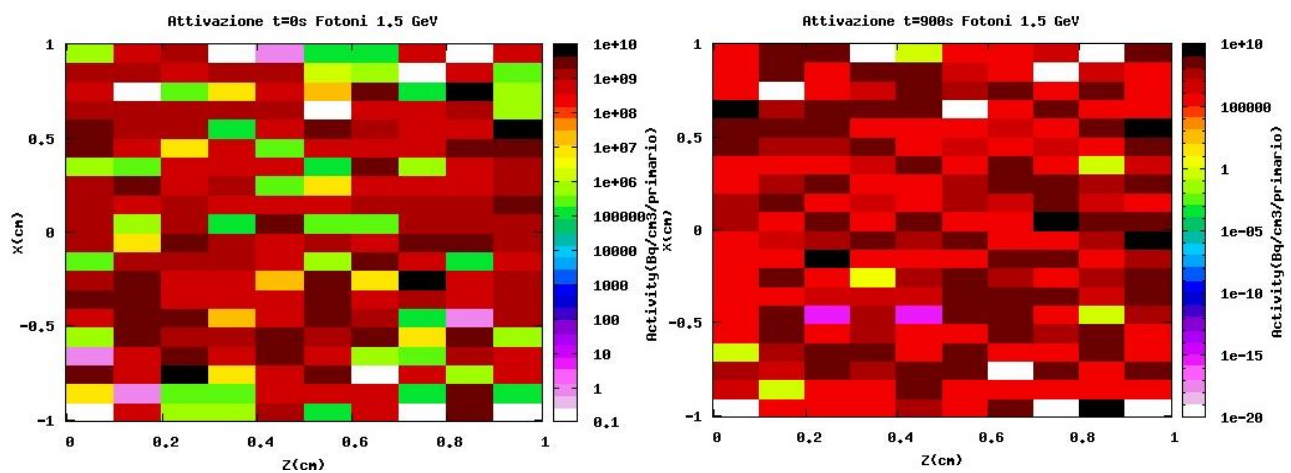


Figura 3.39. Fluenza di neutroni, protoni e fotoni generati da fotoni da 1.5 GeV

Attività

Sono qui riportate (fig. 3.40) le attività della targhetta nei quattro istanti temporali considerati.



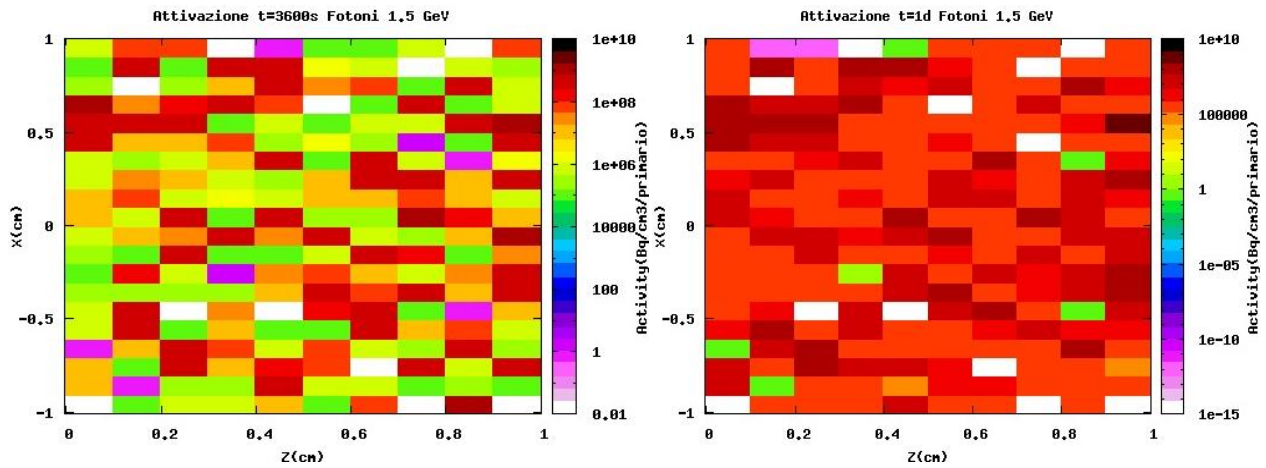


Figura 3.40. Attività della targhetta dopo irraggiamento di fotoni da 1.5 GeV

Attivazione per elemento

Nelle quattro immagini successive (fig. 3.41) sono riportati gli elementi attivati dal fascio di fotoni nei quattro istanti temporali considerati.

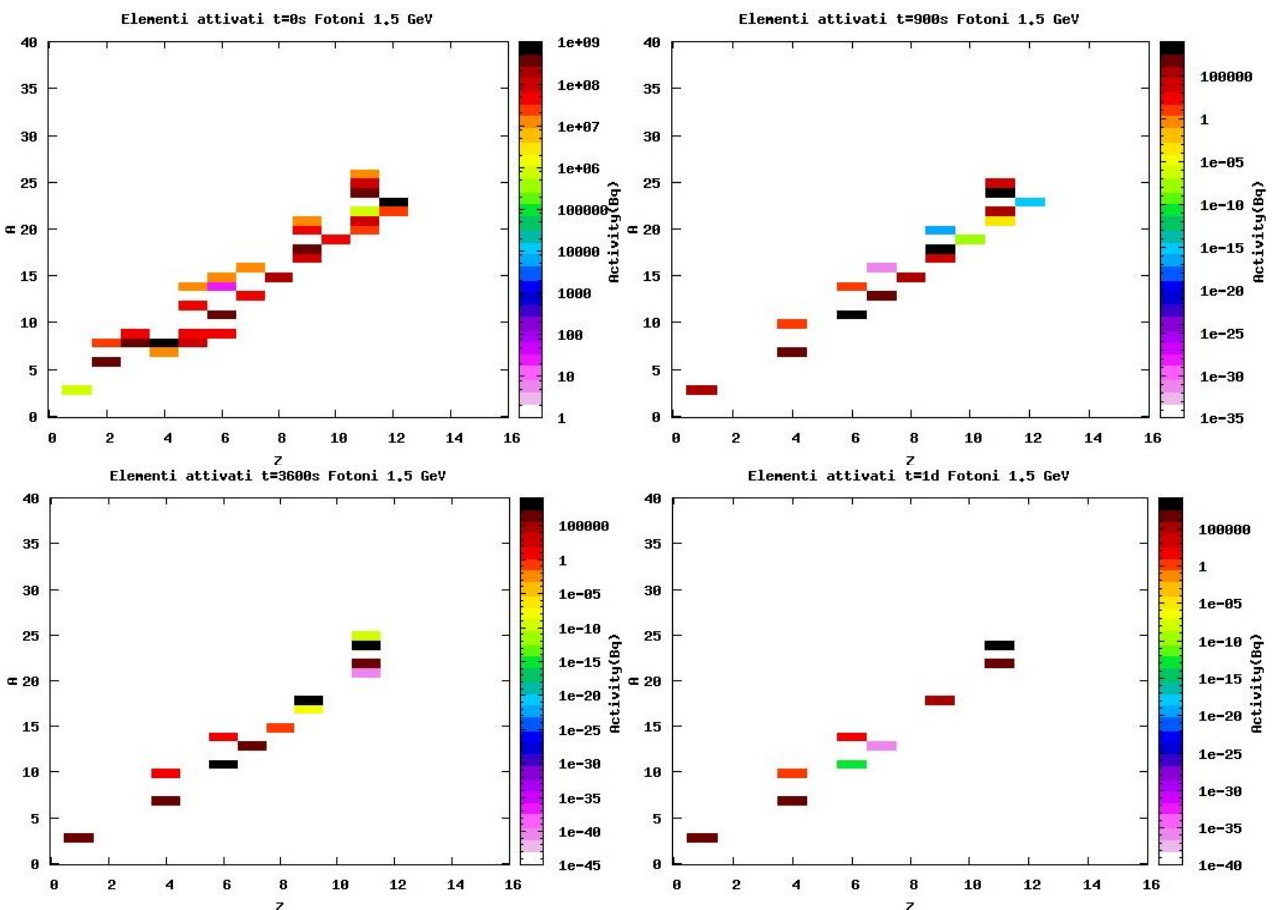


Figura 3.41. Elementi attivati dopo irraggiamento di fotoni da 1.5 GeV

3.5 Sorgente isotropa di neutroni

Per simulare infine una condizione di irraggiamento con neutroni termici si è utilizzata una sorgente isotropa. Per rendere più uniforme il risultato si è utilizzato un target cubico di lato 2 cm di diboruro di magnesio in composizione naturale (fig. 3.42).

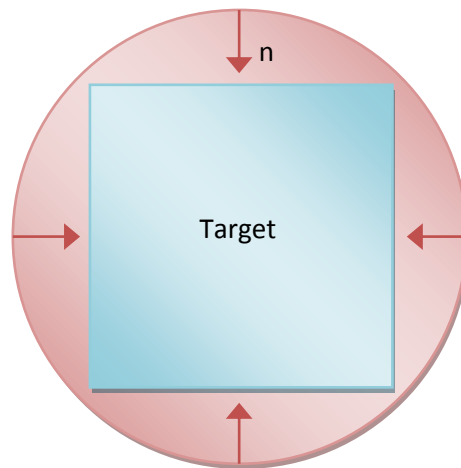


Figura 3.42. Geometria della sorgente diffusa di neutroni

Dpa & Deposizione di energia

Sono qui riportate (fig. 3.43) le mappe di dpa e deposizione di energia date da neutroni termici isotropi

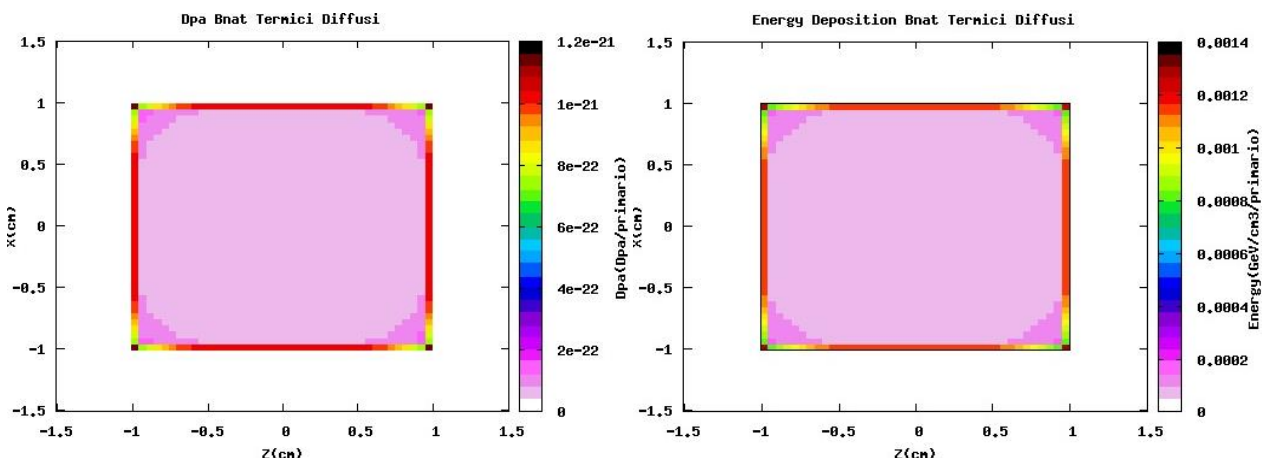


Figura 3.43. Dpa e deposizione di energia da sorgente isotropa di neutroni termici

Fluenze

Nell'immagine seguente (fig 3.44) sono evidenziate le fluenze di neutroni e fotoni generati dai neutroni termici isotropi

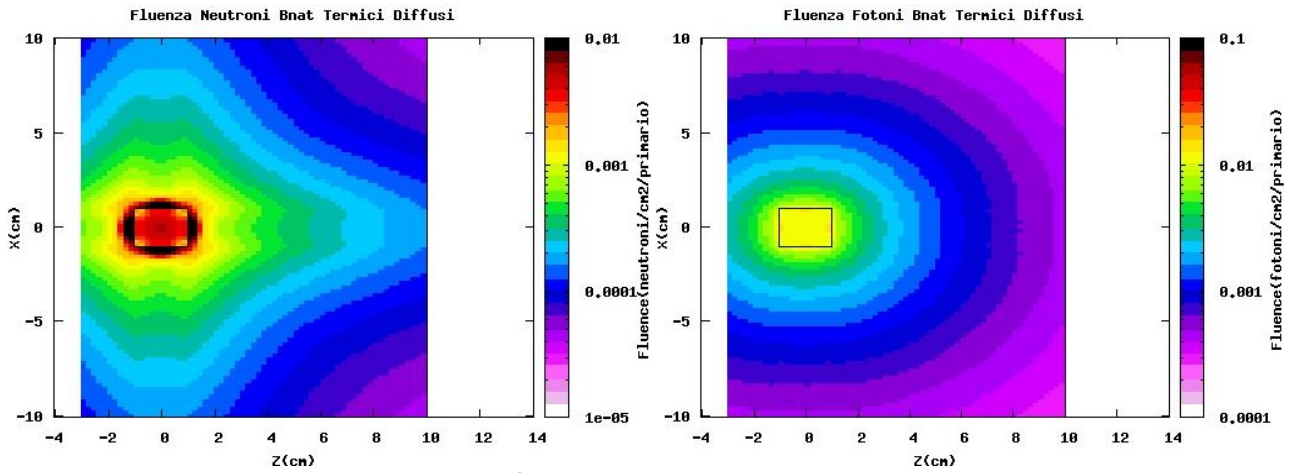


Figura 3.44. Fluenze di neutroni e fotoni generati da sorgente isotropa di neutroni termici

Attività

Sono qui riportate (fig. 3.45) le attività della targhetta nei quattro istanti temporali considerati.

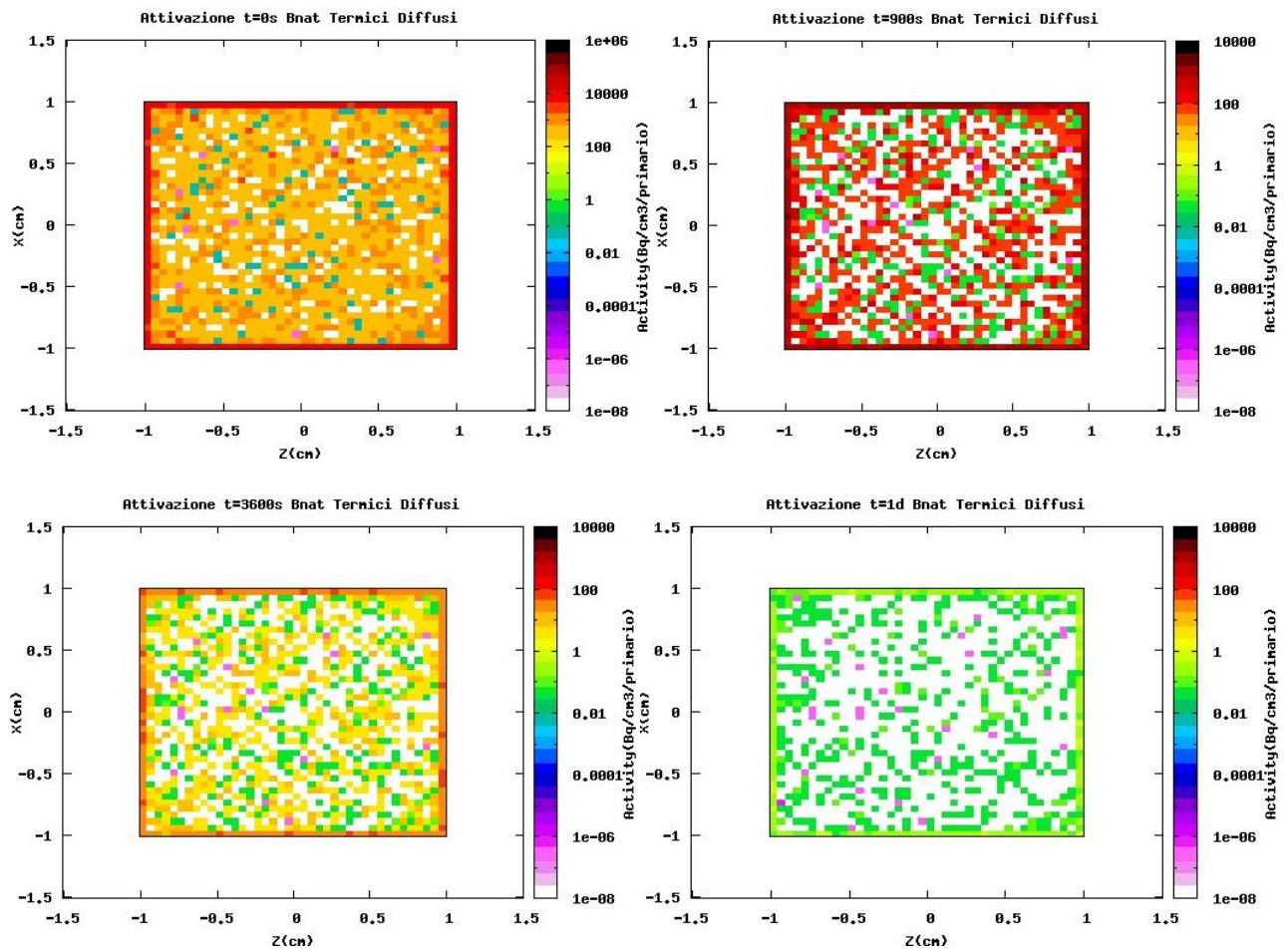


Figura 3.45. Attività della targhetta dopo irraggiamento di neutroni termici diffusi

Attivazione per elemento

Nelle quattro immagini successive (fig. 3.46) sono indicati gli elementi attivati dai neutroni termici nei quattro istanti temporali considerati

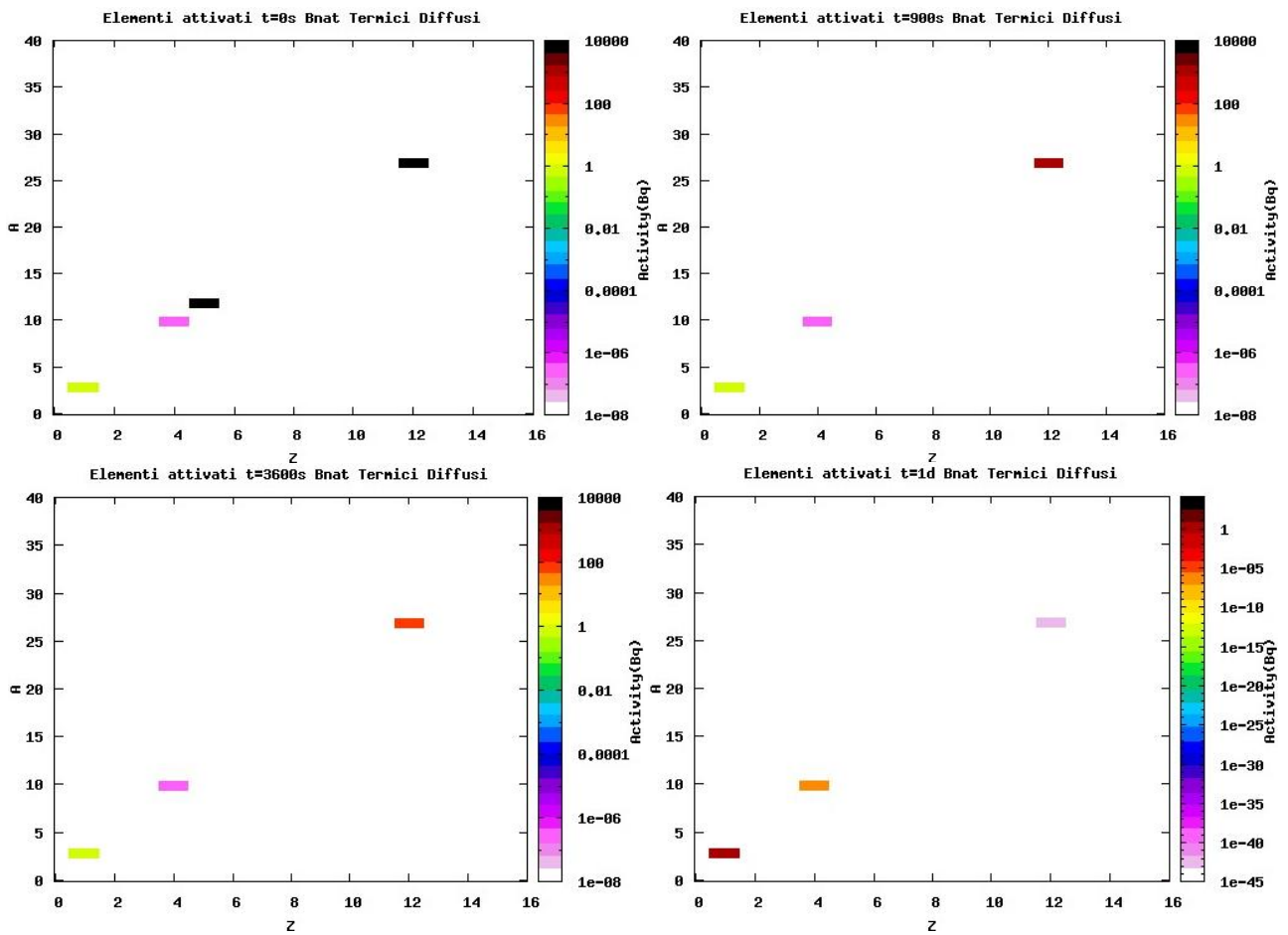


Figura 3.46. Elementi attivati dopo irraggiamento di neutroni termici diffusi

3.6 Picco di Bragg

A chiusura del capitolo viene inserito uno studio sul picco di Bragg di pioni e protoni da 60 MeV su di una targhetta di diboruro di magnesio. La caratterizzazione del picco è stata effettuata al fine di ottimizzare un futuro irraggiamento di un campione di materiale; infatti, utilizzando uno spessore di 'assorbimento', è possibile far sì che il picco cada esattamente nel target, massimizzando la deposizione di energia a parità di energia fascio incidente. Si è infine potuto osservare come deposizione di energia e dpa abbiano lo stesso andamento, presentando entrambi il tipico profilo del picco di Bragg.

Nelle prossime tre serie di immagini sono mostrate le mappe di dpa e deposizione di energia e il profilo del picco di Bragg dati da protoni (fig. 3.47), pioni + (figura 3.48) e pioni - (fig. 3.49) da 60 MeV.

Protoni

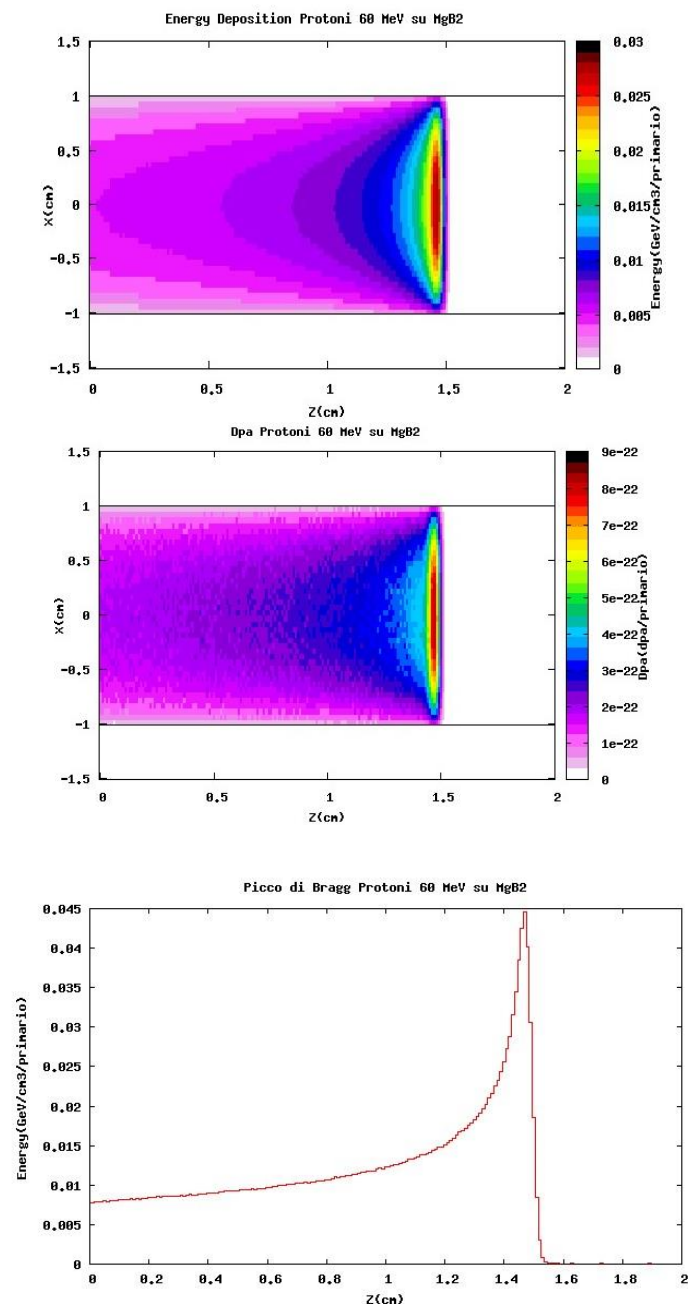


Figura 3.47. Andamento picco di Bragg di protoni

Pioni +

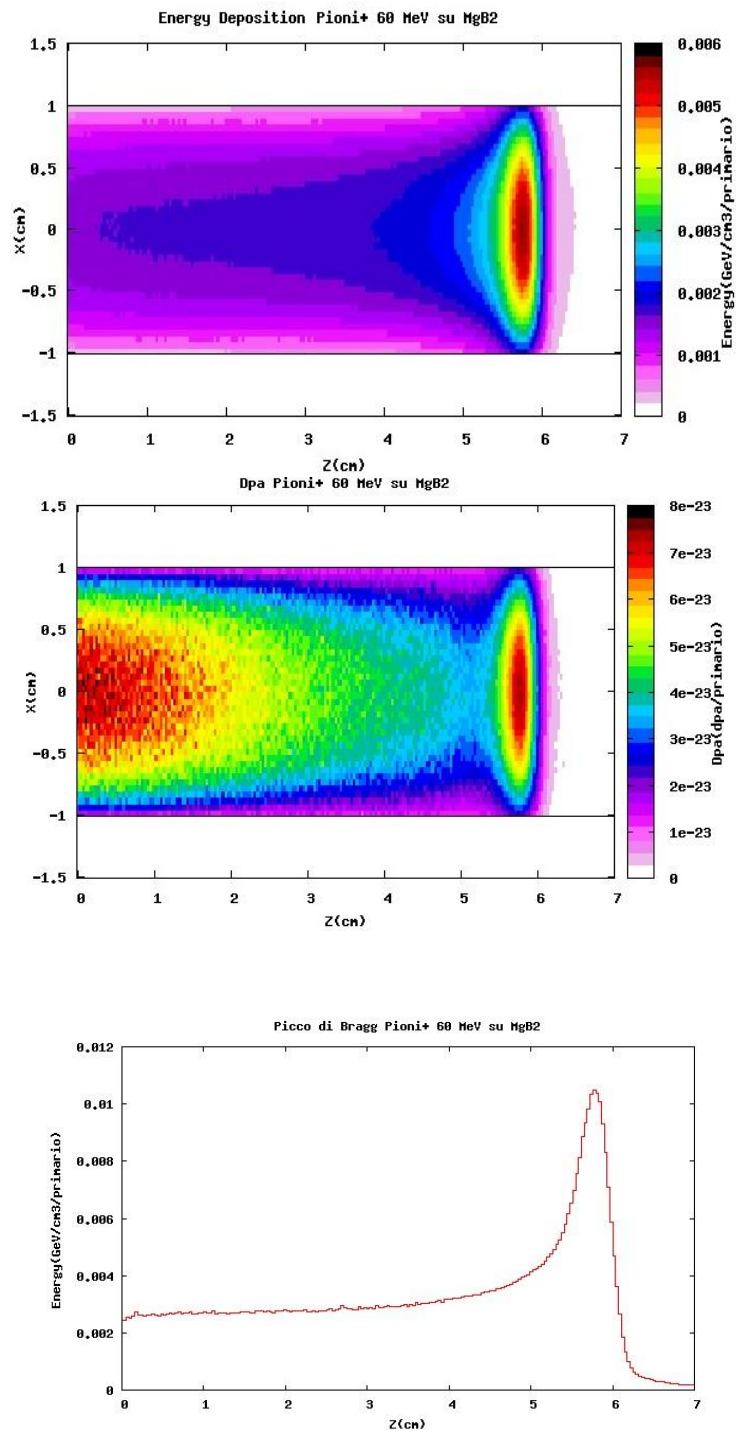


Figura 3.48. Andamento picco di bragg di pioni +

Pioni –

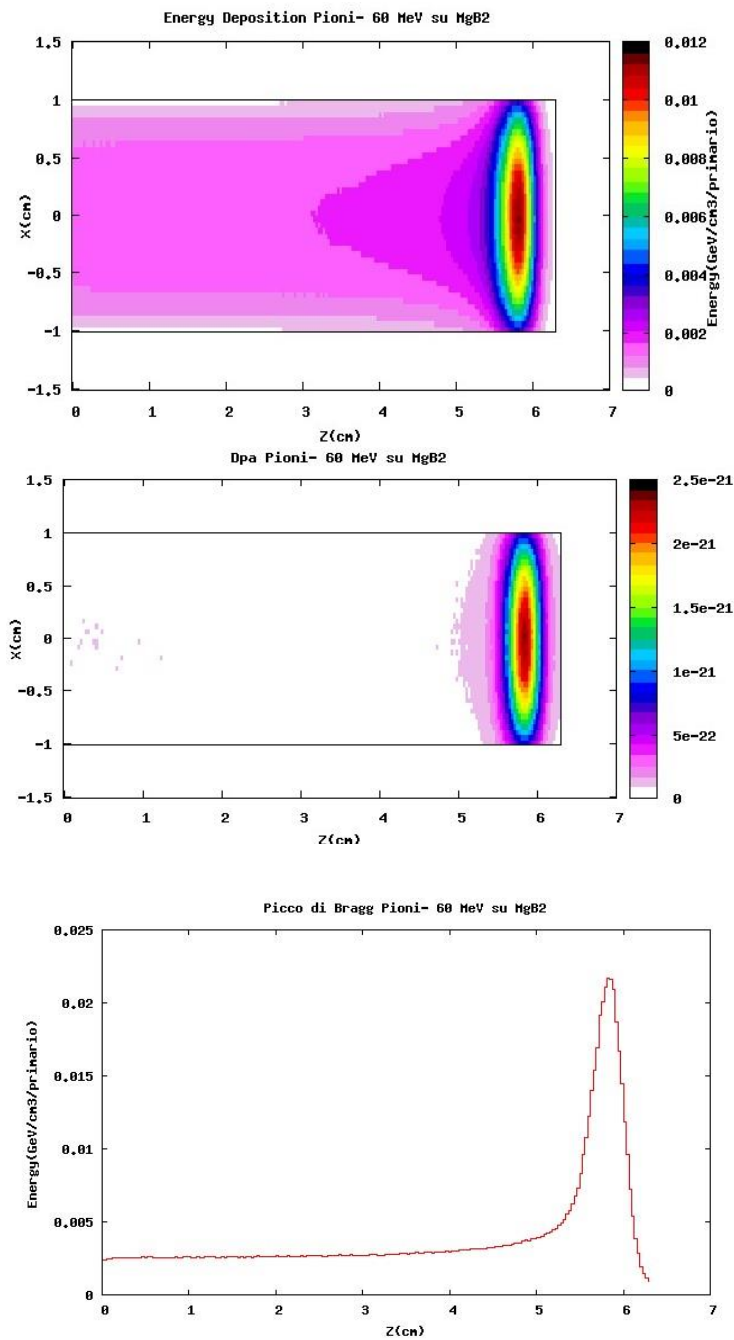


Figura 3.49. Andamento picco di Bragg di pioni –

E' possibile osservare un comportamento differente tra pioni positivi e pioni negativi. Nel secondo caso si nota una forte concentrazione del dpa nella zona del picco dovuta al fatto che i pioni negativi, una volta raggiunte basse energie, sono catturati dai nuclei che ricolano. Se il valore massimo della scala della mappa dei dpa generati dai pioni negativi fosse ridotto (tagliando così il picco) si noterebbe un andamento molto simile a quello dei pioni positivi, con una concentrazione più elevata di dpa nella parte iniziale del target.

Capitolo 4 MgB_2 in Geometria Reale

4.1 Geometria LHC

A questo punto si è voluto testare il diboruro di magnesio all'interno di una situazione reale (fig. 4.1) all'interno di LHC. Per farlo si sono raccolte le fluenze di tutte le particelle in due delle possibili allocazioni future dei cavi di superconduttore, cioè il giogo in ferro del quadrupolo e il vuoto intorno a quest'ultimo. Tale analisi è stata fatta sia sul primo magnete (Q1) che sul secondo (Q2a+Q2b) (vedi fig. 1.3).

Oltre all'utilizzo della fluenza reale ricavata dalla simulazione in ambiente FLUKA della linea di LHC, al fine di migliorare la statistica e per ottenere un caso ultraconservativo, si è voluto modificare la distribuzione angolare trasversale delle particelle con lo scopo di convogliare la totalità di queste su di un piano unico perpendicolare al campione di cavo, mantenendone però intatta la distribuzione longitudinale.

Per giungere a tale risultato si è fatto uso di una serie di programmi in linguaggio fortran.

Le distribuzioni di particelle così ottenute sono state utilizzate come input per la simulazione in FLUKA per l'analisi della deposizione di energia e del dpa sul componente. Dalla deposizione di energia si è potuto inoltre ricavare un'analisi qualitativa del carico termico cui è sottoposto il cavo (geometria elementare: cilindro pieno 100% diboruro di magnesio con boro in composizione naturale).

I dati relativi alle fluenze delle particelle sono stati ricavati direttamente dalla simulazione della linea di LHC (considerando 1000 interazioni p-p a 7 TeV) attraverso la scrittura di un file di dump che desse tutte le caratteristiche (posizione di attraversamento delle regioni, coseni direttori, energia, quantità di moto, tipo di particella, etc.) di ciascuna particella che attraversasse le zone in cui verranno inseriti i link superconduttivi. In particolare le due transizioni analizzate sono state quelle tra collare e giogo e quella tra giogo e vuoto.

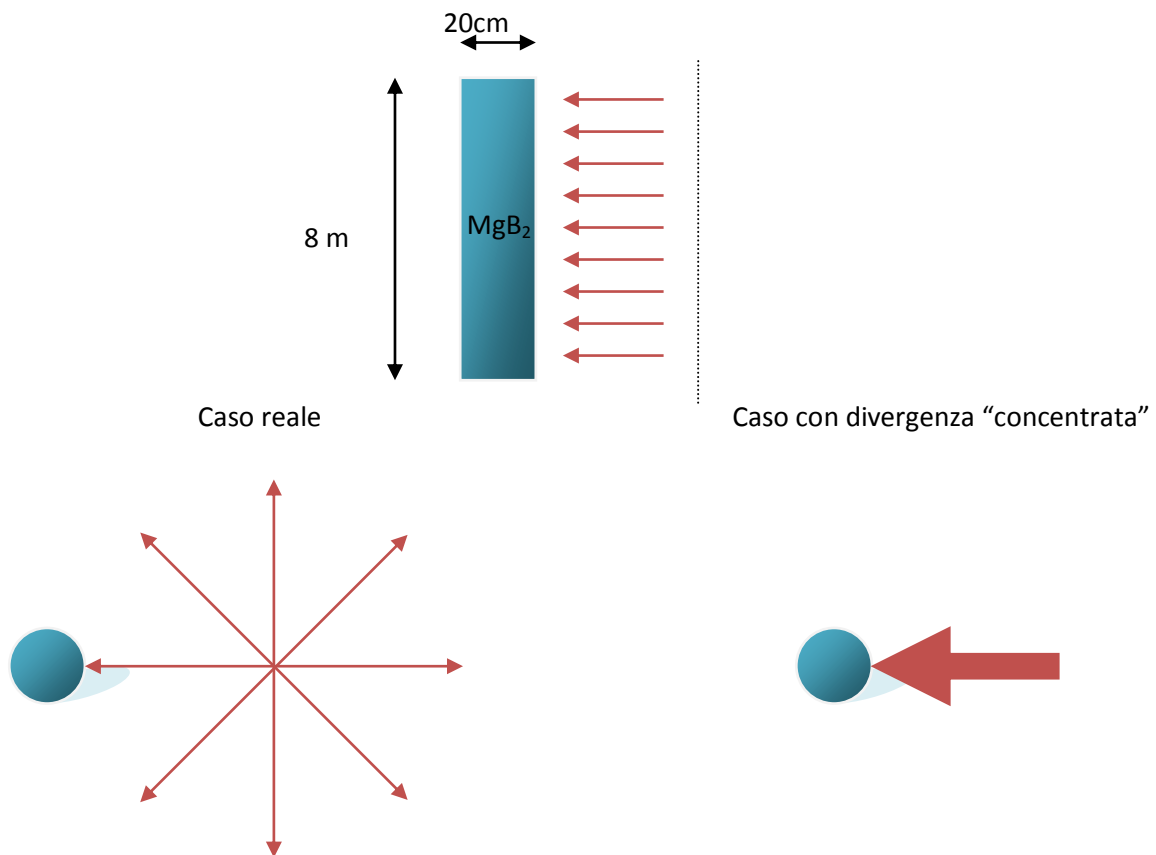


Figura 4.1. Geometria della simulazione di irraggiamento con fluenza di LHC

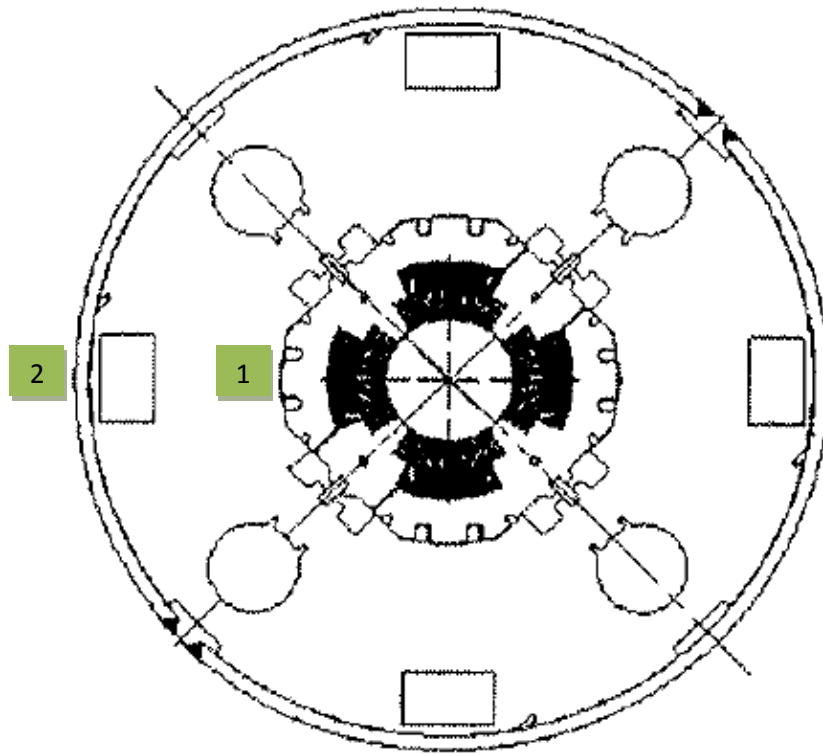


Figura 4.2. Punti di interesse: 1.Giogo 2. Vuoto

Nella figura sottostante (fig 4.3) è stata riportata la fluenza di neutroni all'interno del tripletto.

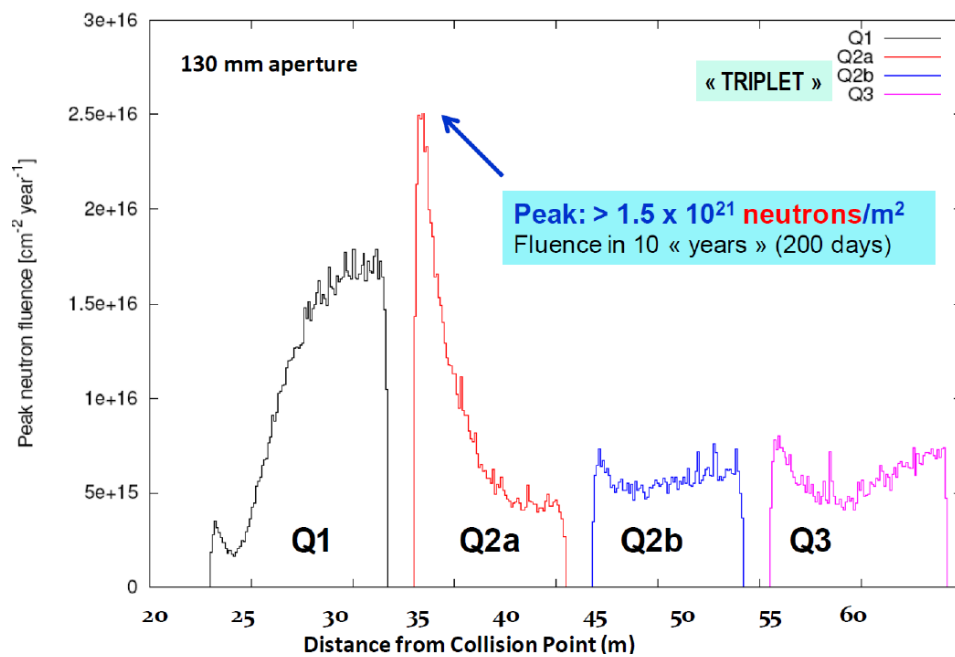


Figura 4.3. Fluenza di neutroni nel tripletto

In seguito sono riportati i risultati in termini di fluensa di particelle, dpa e deposizione di energia per ciascuna zona di indagine (punti 1 e 2 di fig.4.2) nei casi di fluensa reale o concentrata. Le fluense sono composte in prevalenza da neutroni e fotoni secondari.

MgB₂ nel Giogo del Primo Quadrupolo (caso reale)

Nelle tre immagini seguenti (fig. 4.4, 4.5 e 4.6) sono riportate la fluensa, il dpa e la deposizione di energia all'interno del giogo del primo quadrupolo del tripletto.

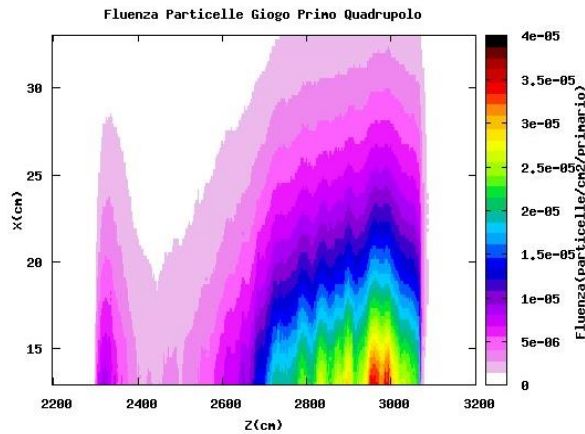


Figura 4.4. Fluensa particelle nel giogo del primo quadrupolo

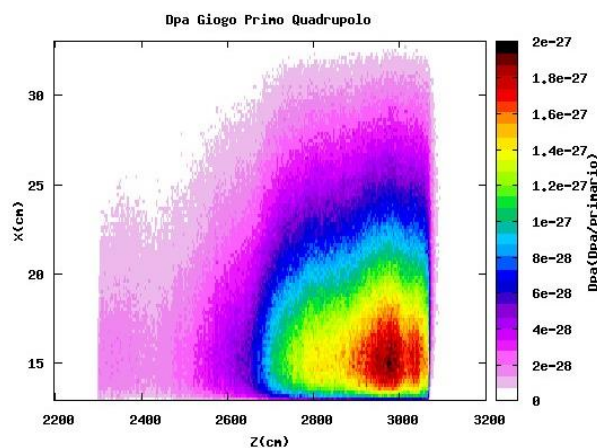


Figura 4.5. Dpa nel giogo del primo quadrupolo

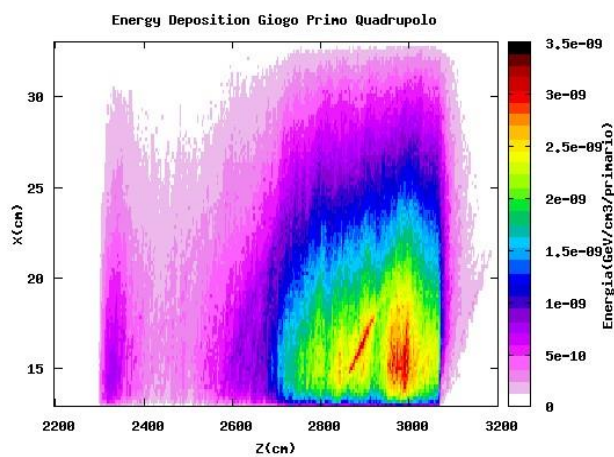


Figura 4.6. Deposizione di energia nel giogo del primo quadrupolo

MgB₂ nel Giogo del Primo Quadrupolo (divergenza concentrata)

Nelle immagini seguenti (fig. 4.7, 4.8 e 4.9) sono riportate la fluenza, il dpa e la deposizione di energia all'interno del giogo del primo quadrupolo in caso di distribuzione concentrata.

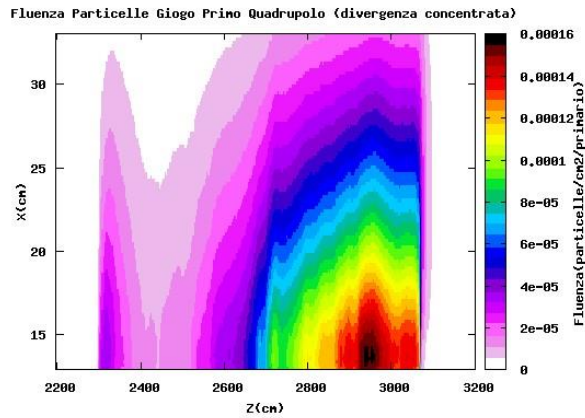


Figura 4.7. Fluenza particelle nel giogo del primo quadrupolo (divergenza concentrata)

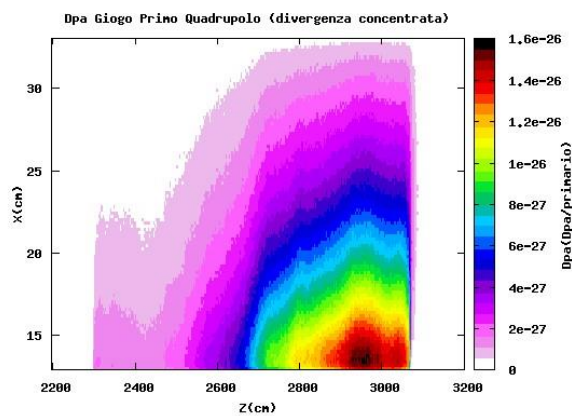


Figura 4.8. Dpa nel giogo del primo quadrupolo (divergenza concentrata)

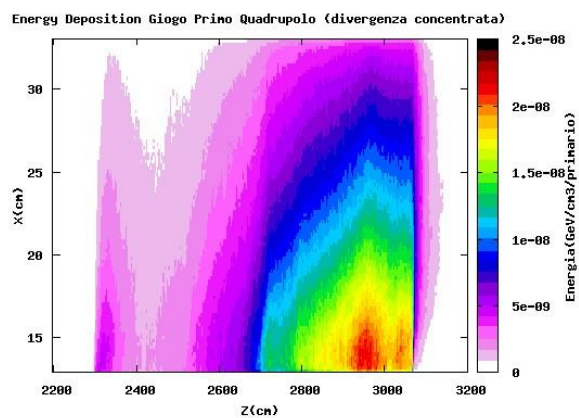


Figura 4.9. Deposizione di energia nel giogo del primo quadrupolo (divergenza concentrata)

MgB₂ nel Giogo del Secondo Magnete (divergenza reale)

Nelle figure successive (fig. 4.10, 4.11 e 4.12) sono riportate la fluenza, il dpa e la deposizione di energia nel giogo del secondo quadrupolo (diviso in a+b).

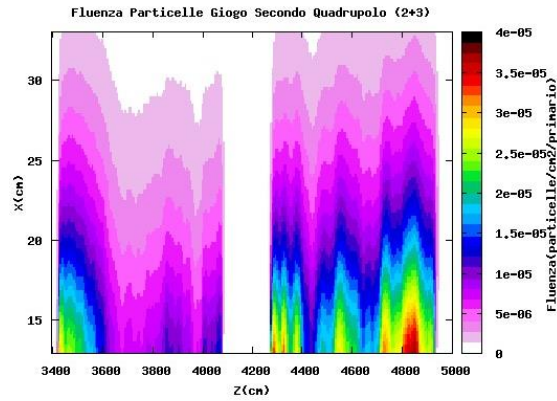


Figura 4.10. Fluenza particelle nel giogo del secondo e terzo quadrupolo

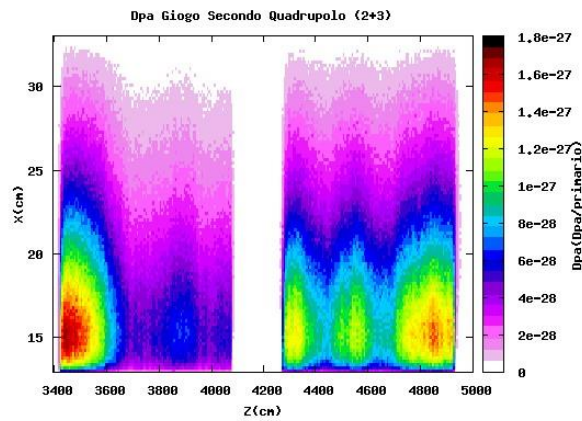


Figura 4.11. Dpa nel giogo del secondo e terzo quadrupolo

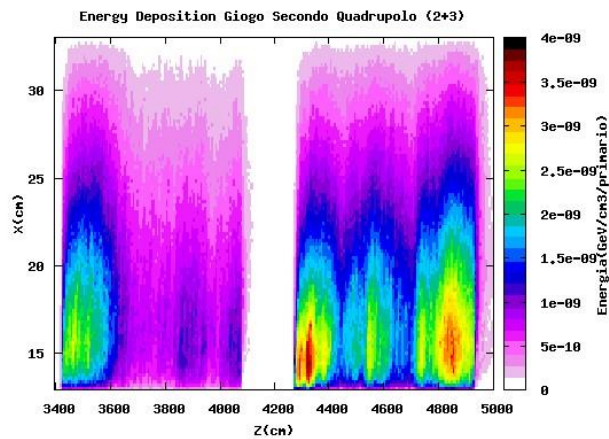


Figura 4.12. Deposizione di energia nel giogo del secondo e terzo quadrupolo

MgB₂ nel Giogo del Secondo Magnete (divergenza concentrata)

Sono qui riportate (fig. 4.13, 4.14 e 4.15) la fluenza, il dpa e la deposizione di energia nel giogo del secondo quadrupolo (diviso in a+b) in caso di distribuzione concentrata.

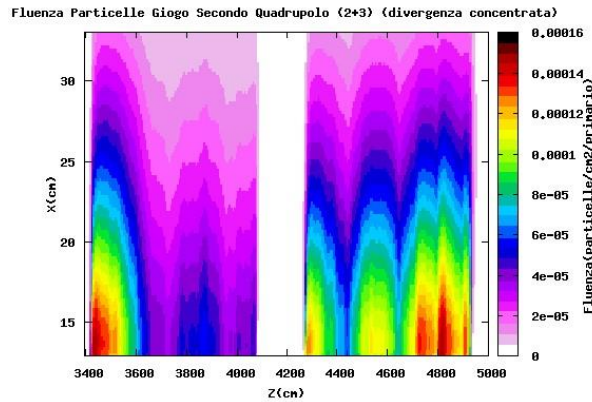


Figura 4.13. Fluenza particelle nel giogo del secondo e terzo quadrupolo (divergenza concentrata)

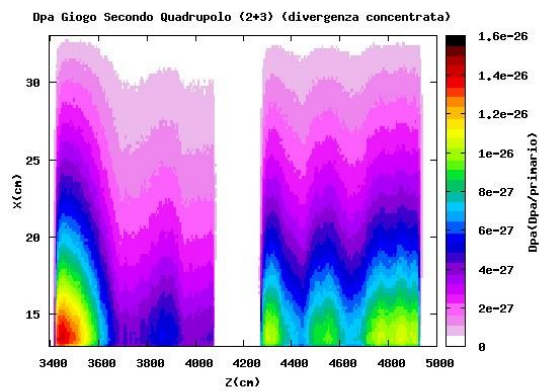


Figura 4.14. Dpa nel giogo del secondo e terzo quadrupolo (divergenza concentrata)

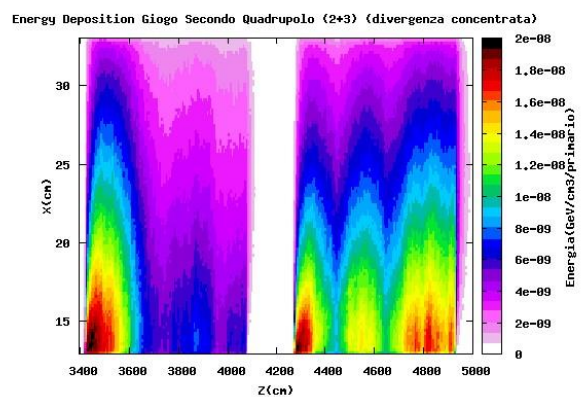


Figura 4.15. Deposizione di energia nel giogo del secondo e terzo quadrupolo (divergenza concentrata)

MgB₂ nel Vuoto esterno al Primo Magnete (divergenza reale)

Nelle prossime tre figure (fig. 4.16, 4.17 e 4.18) sono riportate la fluenza, il dpa e la deposizione di energia nel vuoto all'esterno del primo quadrupolo.

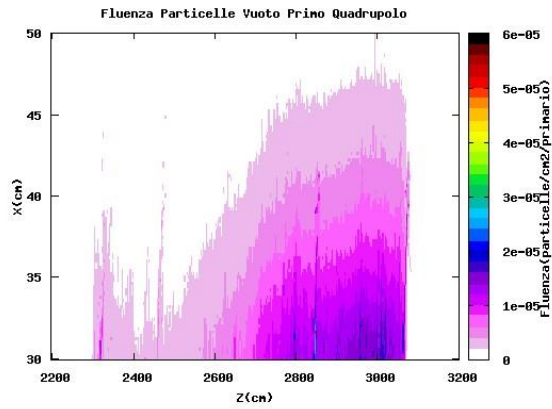


Figura 4.16. Fluenza particelle nel vuoto del primo quadrupolo

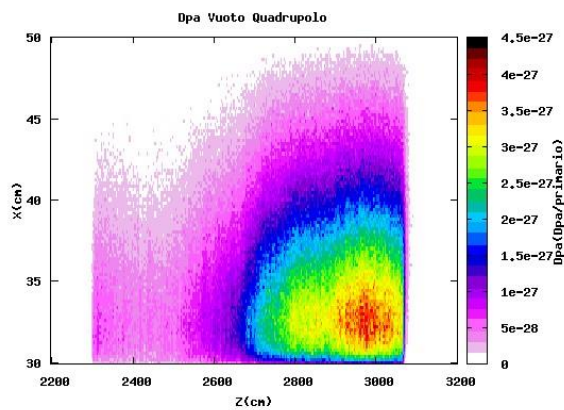


Figura 4.17. Dpa nel vuoto del primo quadrupolo

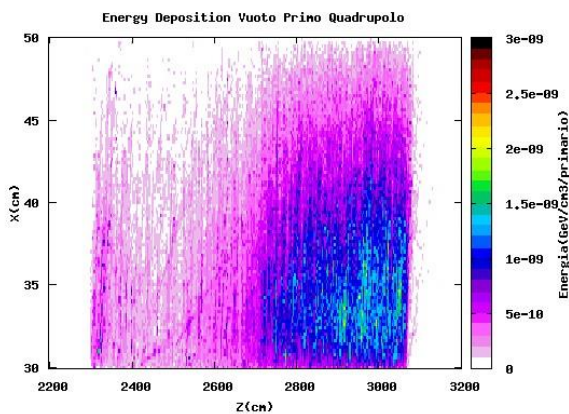


Figura 4.18. Deposizione di energia nel vuoto del primo quadrupolo

MgB₂ nel Vuoto esterno al Primo Magnete (divergenza concentrata)

Nelle immagini successive (fig. 4.19, 4.20 e 4.21) sono riportate la fluenza, il dpa e la deposizione di energia nel vuoto del primo quadrupolo in caso di distribuzione concentrata.

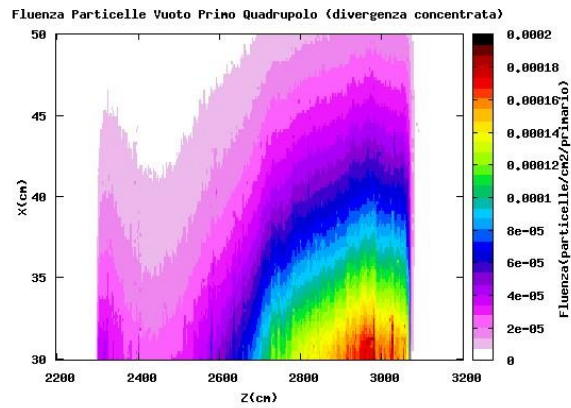


Figura 4.19. Fluenza particelle nel vuoto del primo quadrupolo (divergenza concentrata)

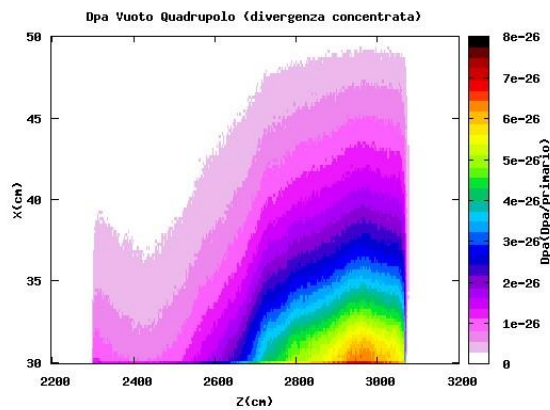


Figura 4.20. Dpa nel vuoto del primo quadrupolo (divergenza concentrata)

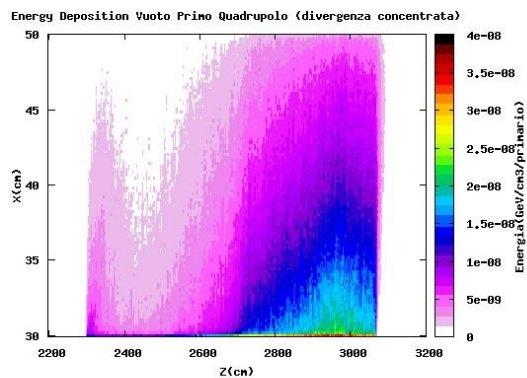


Figura 4.21. Deposizione di energia nel vuoto del primo quadrupolo (divergenza concentrata)

MgB₂ nel Vuoto esterno al Secondo Magnete (divergenza reale)

Sono qui riportate (fig. 4.22, 4.23 e 4.24) la fluenza, il dpa e la deposizione di energia nel vuoto esterno al secondo quadrupolo (diviso in a+b).

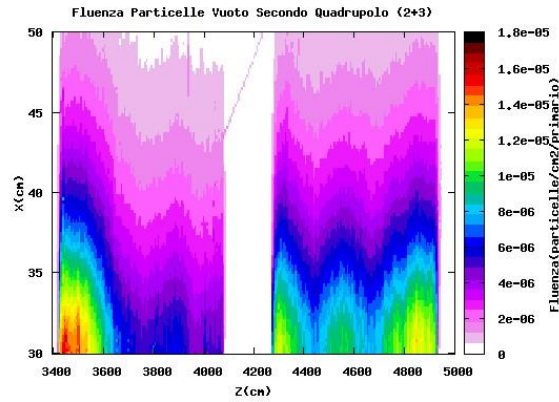


Figura 4.22. Fluenza particelle nel vuoto del secondo e terzo quadrupolo

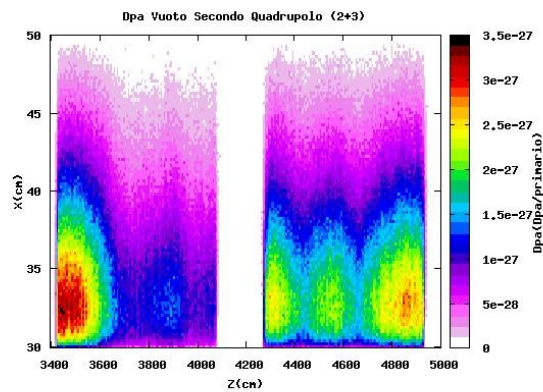


Figura 4.23. Dpa nel vuoto del secondo e terzo quadrupolo

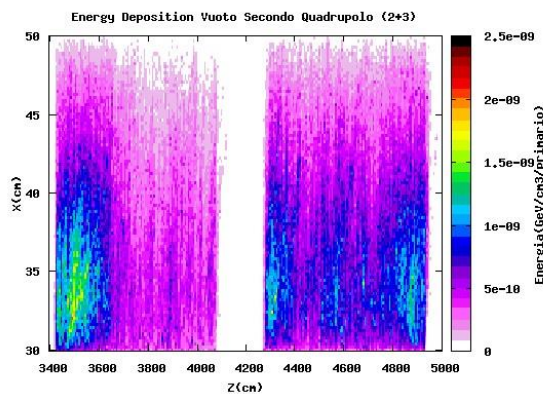


Figura 4.24. Deposizione di energia nel vuoto del secondo e terzo quadrupolo

MgB₂ nel Vuoto esterno al Secondo Magnete (divergenza concentrata)

Nelle immagini successive (fig. 4.22, 4.23 e 4.24) sono riportate la fluenza, il dpa e la deposizione di energia nel vuoto esterno al secondo quadrupolo (diviso in a+b) in caso di distribuzione concentrata.

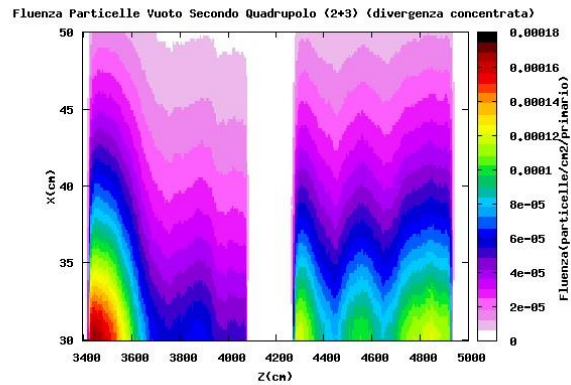


Figura 4.25. Fluenza particelle nel vuoto del secondo e terzo quadrupolo (divergenza concentrata)

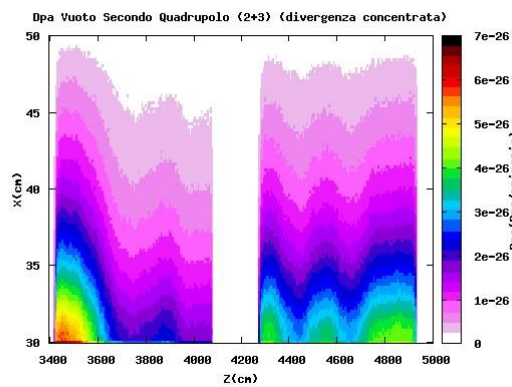


Figura 4.26. Dpa nel vuoto del secondo e terzo quadrupolo (divergenza concentrata)

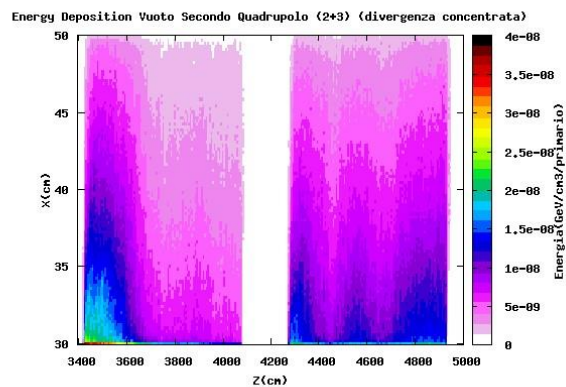


Figura 4.27. Deposizione di energia nel vuoto del secondo e terzo quadrupolo (divergenza concentrata)

“Analisi termica” adiabatica

Partendo dai dati di energia depositata ricavati dall'output di FLUKA si è stimata la variazione di temperatura in caso di esercizio di un'ora in condizioni adiabatiche (assenza di cooling), nel caso MgB₂ nel giogo con distribuzione reale.

$$Energia\ Depositata = 2.420 \times 10^{-4} \frac{GeV}{primario} \times 22306781\ primari = 5.398 \times 10^3 GeV$$

Considerando un numero totale di interazioni pari a 1000 si è ricavata l'energia per interazione

$$Energia/interazione = 5.398 \times 10^3 GeV / 1000\ int = 5.398\ GeV/int$$

e la potenza totale scambiata

$$Potenza = 5.398 \times 10^9 \frac{eV}{int} \times 10^{10} \frac{int}{s} \times 1.6 \times 10^{-19} \frac{J}{eV} = 8.6\ W$$

Utilizzando i dati del target

$$Volume = 0.1^2 \times \pi \times 0.9\ m^3 = 0.028\ m^3$$

$$Massa = 0.028\ m^3 \times 2570\ kg/m^3 = 71.96\ kg$$

$$Moli = \frac{71960g}{45.93\ g/mol} = 1566.73\ mol$$

si è ottenuta una stima della variazione adiabatica di temperatura

$$\Delta T(adiabatico) = \frac{P \times \Delta t}{mol \times C_p} = \frac{8.6\ W \times 3600s}{1566.73\ mol \times 28.75\ J/molK} = 0.69K$$

Questi risultati e quelli dei casi successivi sono raccolti in tabella 4.1.

Tabella 4.1. Variazioni adiabatiche di temperatura nei casi presi in esame

		Q1		Q2 (a+b)	
		V=0.028 m ³		V=0.044 m ³	
		Potenza	ΔT	Potenza	ΔT
Reale	Giogo	8.6 W	0.69 K	14.4 W	0.73 K
	Vuoto	0.67 W	0.05 K	1.13 W	0.06 K
Concentrata	Giogo	68.2 W	5.45 K	62.85 W	5.12 K
	Vuoto	9.06 W	0.72 K	15.05 W	0.76 K

Tolti i valori ricavati in caso di distribuzione concentrata, volutamente ultraconservativi, gli altri risultati, pur ottenuti in condizioni termiche molto lontane da quelle reali, sono molto rassicuranti circa l'utilizzo del materiale all'interno del contesto LHC.

Consumo Boro-10

Infine si è voluto valutare il consumo di boro-10, dovuto alla reazione (n, α) sul medesimo, utilizzando condizioni fortemente conservative:

- Tutti i neutroni presentano energie termiche
- Tutti i neutroni incidono sul target

Per calcolare le fluenze neutroniche si è utilizzato il numero di neutroni presenti nella sorgente (ricavata da 1000 interazioni p-p) e lo si è estrapolato linearmente considerando le interazioni al secondo in LHC (10^{10} interazioni al secondo = $L \times \sigma = 10^{35}$ particelle/($\text{cm}^2 \text{ s}$) \times 100 mb). Da qui risulta:

- Giogo Primo Quadrupolo $\rightarrow 3.43 \times 10^{13}$ n/s
- Giogo Secondo Quadrupolo $\rightarrow 2.55 \times 10^{13}$ n/s
- Vuoto Primo Quadrupolo $\rightarrow 2.6 \times 10^{13}$ n/s
- Vuoto Secondo Quadrupolo $\rightarrow 2.6 \times 10^{13}$ n/s

Utilizzando una sezione d'urto macroscopica per la reazione (n, α) ad energia termica pari a 76.38 cm^{-1} si ottiene un consumo su un periodo equivalente ad una luminosità integrata di 3000 fb^{-1} (pari a $3 \times 10^7 \text{ s}$ utilizzando la nuova luminosità), calcolato tramite l'equazione

$$\text{consumo percentuale} = \frac{\Sigma_{(n,\alpha)} \times \phi \times s \times t}{N_{B10}}$$

pari a:

- Giogo Primo Quadrupolo

$$\text{Consumo Percentuale} = \frac{76.38 \frac{1}{\text{cm}} \times 3.43 \times 10^{13} \frac{\text{n}}{\text{s}} \times 20 \text{ cm} \times 1.7 \times 3 \times 10^7 \text{ s}}{7.16 \times 10^{26} \text{ atomi}} \times 100 = 0.372\%$$

- Giogo Secondo Quadrupolo

$$\text{Consumo Percentuale} = \frac{76.38 \frac{1}{\text{cm}} \times 2.55 \times 10^{13} \frac{\text{n}}{\text{s}} \times 20 \text{ cm} \times 1.7 \times 3 \times 10^7 \text{ s}}{5.63 \times 10^{26} \text{ atomi}} \times 100 = 0.351\%$$

- Vuoto Primo Quadrupolo

$$\text{Consumo Percentuale} = \frac{76.38 \frac{1}{\text{cm}} \times 2.6 \times 10^{13} \frac{\text{n}}{\text{s}} \times 20 \text{ cm} \times 1.7 \times 3 \times 10^7 \text{ s}}{7.16 \times 10^{26} \text{ atomi}} \times 100 = 0.282\%$$

- Vuoto Secondo Quadrupolo

$$\text{Consumo Percentuale} = \frac{76.38 \frac{1}{\text{cm}} \times 2.6 \times 10^{13} \frac{\text{n}}{\text{s}} \times 20 \text{ cm} \times 1.7 \times 3 \times 10^7 \text{ s}}{5.63 \times 10^{26} \text{ atomi}} \times 100 = 0.36\%$$

Da questo semplice calcolo si evince come sia sostanzialmente risibile la percentuale di boro-10 consumata in un periodo di riferimento molto lungo. Resta da valutare la possibile influenza sulle proprietà superconduttive portata dalla presenza di un elemento estraneo (litio) all'interno del materiale. Tale alterazione può avere sia effetti negativi, come il degrado delle capacità superconduttive, sia effetti benefici, per esempio migliorando il pinning del flusso.

4.2 Geometria Hi-Lumi

Per studiare le condizioni in cui il sistema di alimentazione si troverà, durante l'esercizio della macchina, una volta completato l'upgrade, si è valutata la dose, la potenza depositata e le fluenze nella sezione che ospiterà l'inserimento del cavo di diboruro di magnesio. La regione designata è quella successiva al D1, più precisamente ad 80 metri circa dal punto di interazione IP1. Tale decisione è stata presa dal gruppo WP6 nei primi giorni di giugno 2013.

Per far ciò si è definita la geometria di LHC nella configurazione Hi-Lumi (allo stato attuale del progetto). Le modifiche principali sono:

- Passaggio dalla sezione del beam screen precedente (intersezione di rettangolo ed ellisse, fig 4.28) alla nuova sezione ottagonale

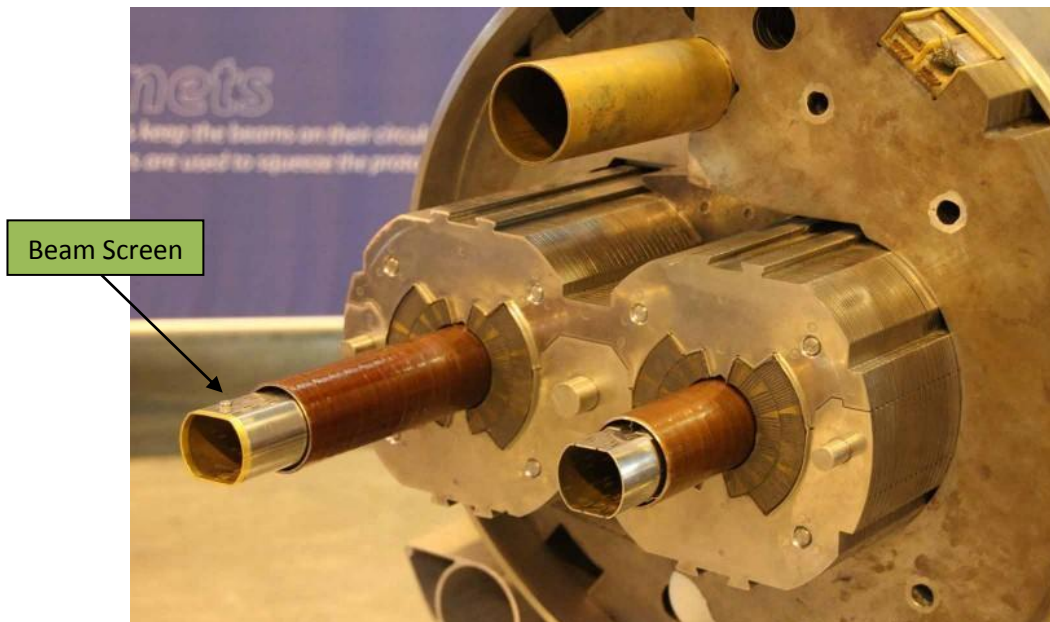


Figura 4.28. Beam screen nella precedente configurazione

- Allargamento della beam pipe per via della maggiore apertura dei nuovi magneti (150 mm) low- β .
- Nuova modellizzazione degli assorbitori in tungsteno (in particolare l'ispessimento di quelli del primo quadrupolo) utilizzati per schermare i quadrupoli dal debris.
- Inserimento, tramite il codice Linebuilder [11] (utility FLUKA), dei componenti pre-modellizzati (tripletti, correttori, ecc)

Dopo aver completato la geometria, il passo successivo è stato quello di definire dei parametri di scoring. In particolare si è indagata la regione che va dagli 80 agli 84 m dal punto di interazione, laddove verrà inserito il cavo. Vista la simmetria della geometria si è utilizzato uno scoring in coordinate cilindriche. In seguito (fig. 4.29 e 4.30) sono riportate le mappe di dose e di potenza integrate lungo z.

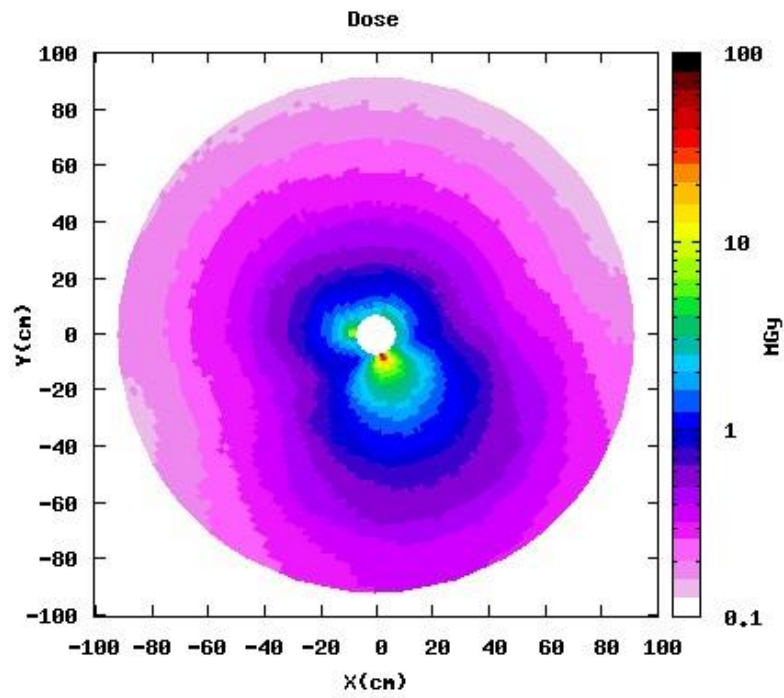


Figura 4.29. Dose integrata nella zona successiva al D1

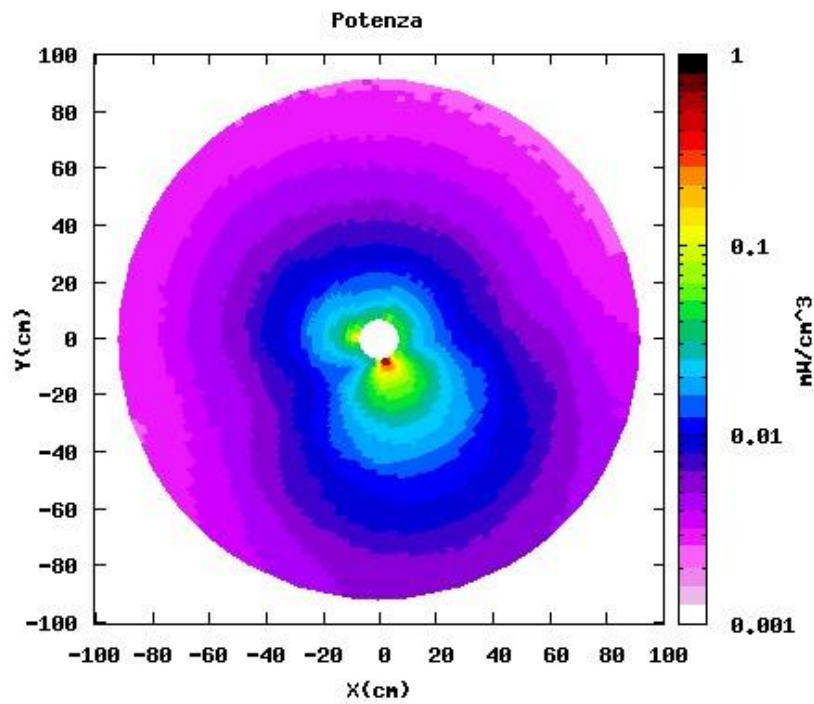


Figura 4.30. Potenza integrata nella zona successiva al D1

Il grafico della dose è normalizzato ad una luminosità integrata pari a 3000 fb^{-1} ed entrambi forniscono, invece, dei valori mediati su z. Da questa prima analisi è possibile osservare come il massimo si trovi ad un angolo di -45° . Questo è dovuto alla somma del debris verticale, diretta conseguenza dell'angolo di crossing verticale e del ciclo di focalizzazione e defocalizzazione nei tripletti, e della defocalizzazione orizzontale del D1.

Si sono inoltre riscontrati dei gradienti di dose e potenza lungo z, come è possibile vedere nei grafici seguenti (fig. 4.31 e 4.32)

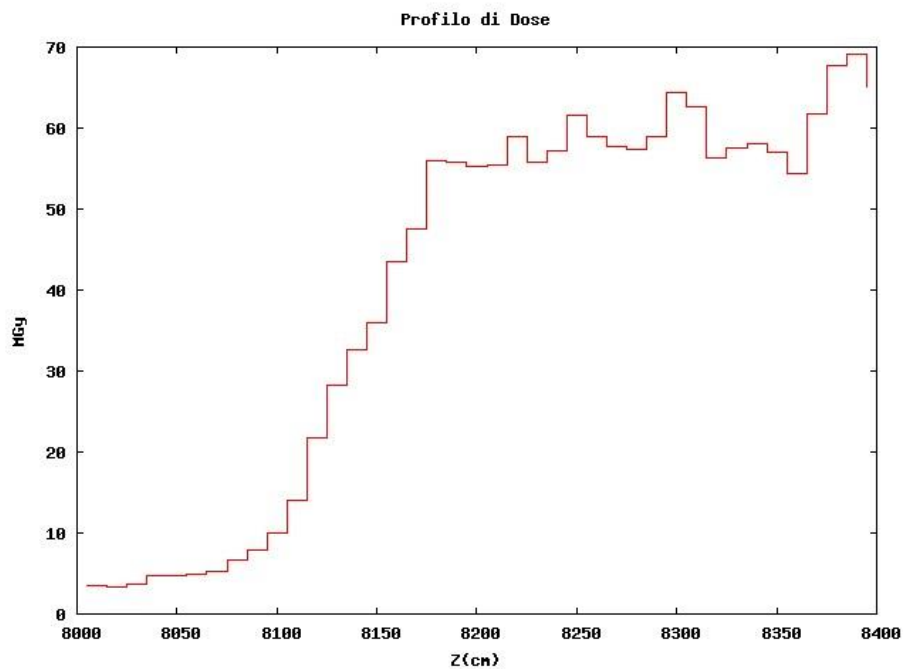


Figura 4.31. Profilo di dose

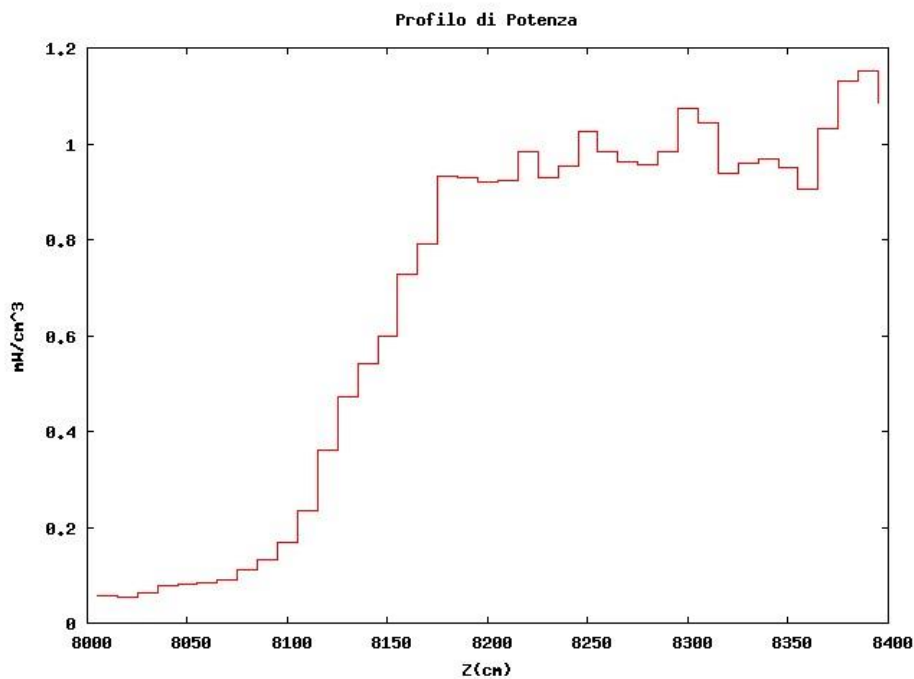


Figura 4.32. Profilo di potenza

In prima analisi sembra che tale gradiente possa essere riconducibile all'interruzione del beam screen dopo il D1 nella geometria della simulazione. Questa ipotesi sembra confermata dal confronto tra la zona precedente al D1, con beam screen, e quella successiva, sprovvisto di esso (fig 4.33).

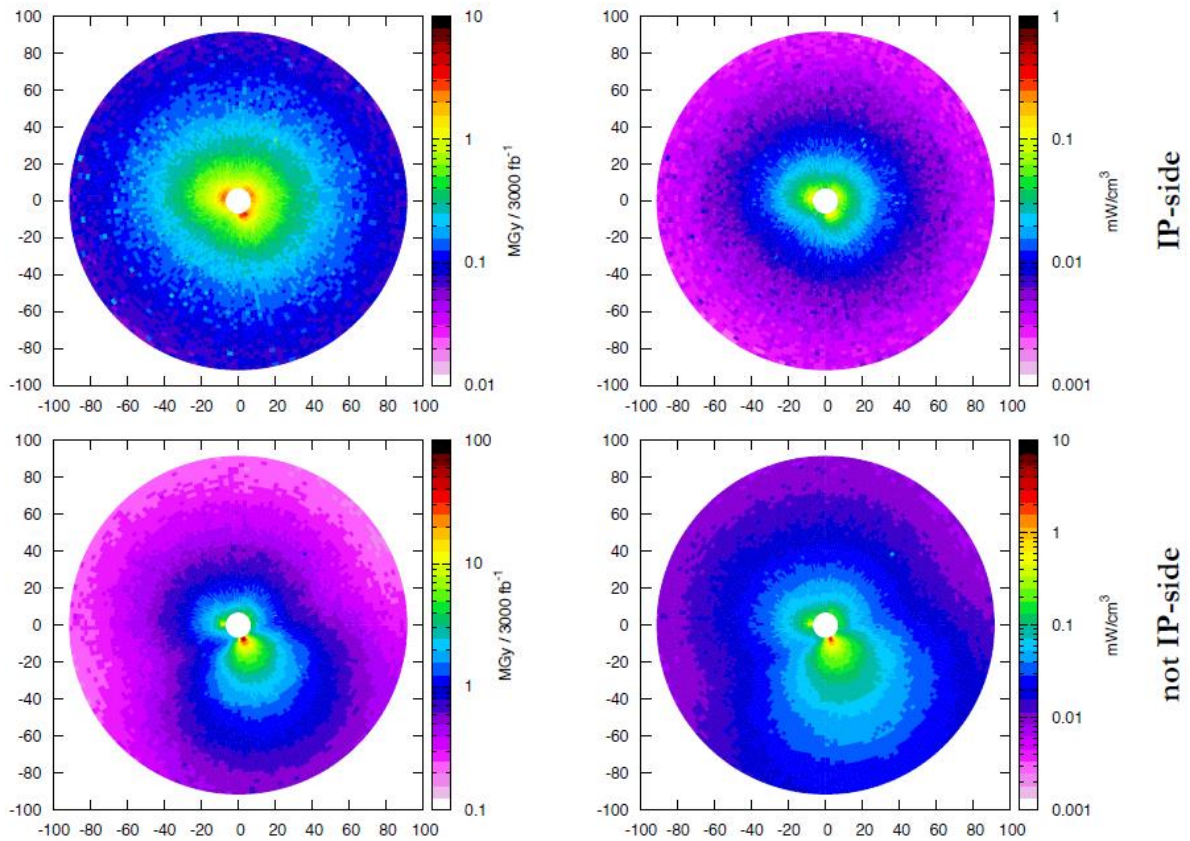


Figura 4.33. Confronto tra zona antecedente il D1 (alto) e zona successiva (basso)

Anche nella mappa della potenza dissipata nella beam pipe è possibile notare una netta variazione in seguito all'interruzione del beam screen (fig. 4.34).

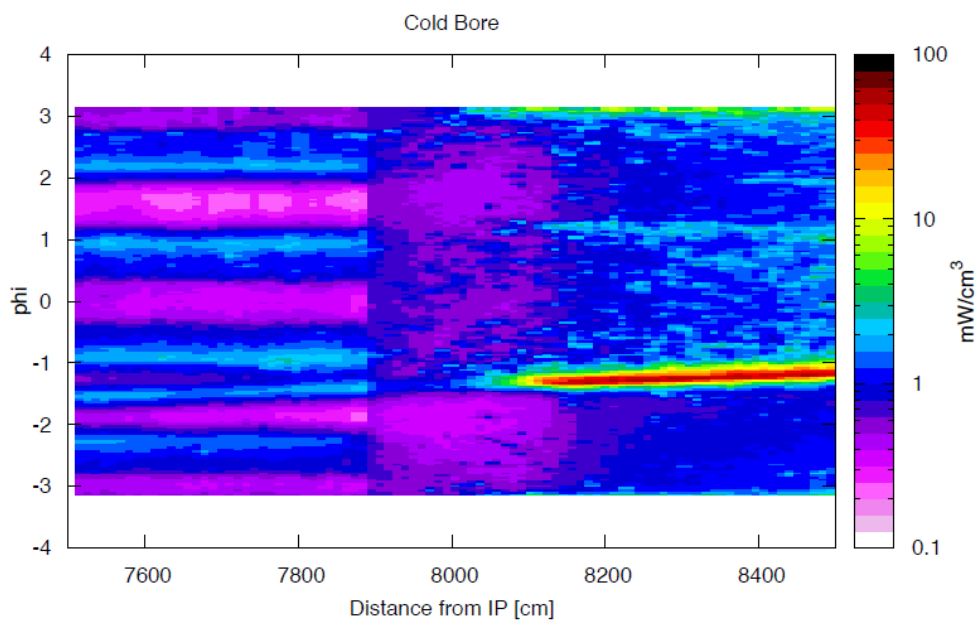


Figura 4.34. Andamento potenza all'interruzione del beam screen

Nella geometria reale, quindi, dal momento che non ci sarà l'interruzione del beam screen, il gradiente dovrebbe sparire e si dovrebbe presentare una situazione molto più uniforme ed omogenea. In tal caso non ci sarebbe dunque una quota z preferenziale per l'inserimento del cavo, come invece sembrerebbero suggerire le simulazioni effettuate.

Sono infine state ricavate le fluenze, divise per tipo di particella, nella zona di interesse (fig 4.35).

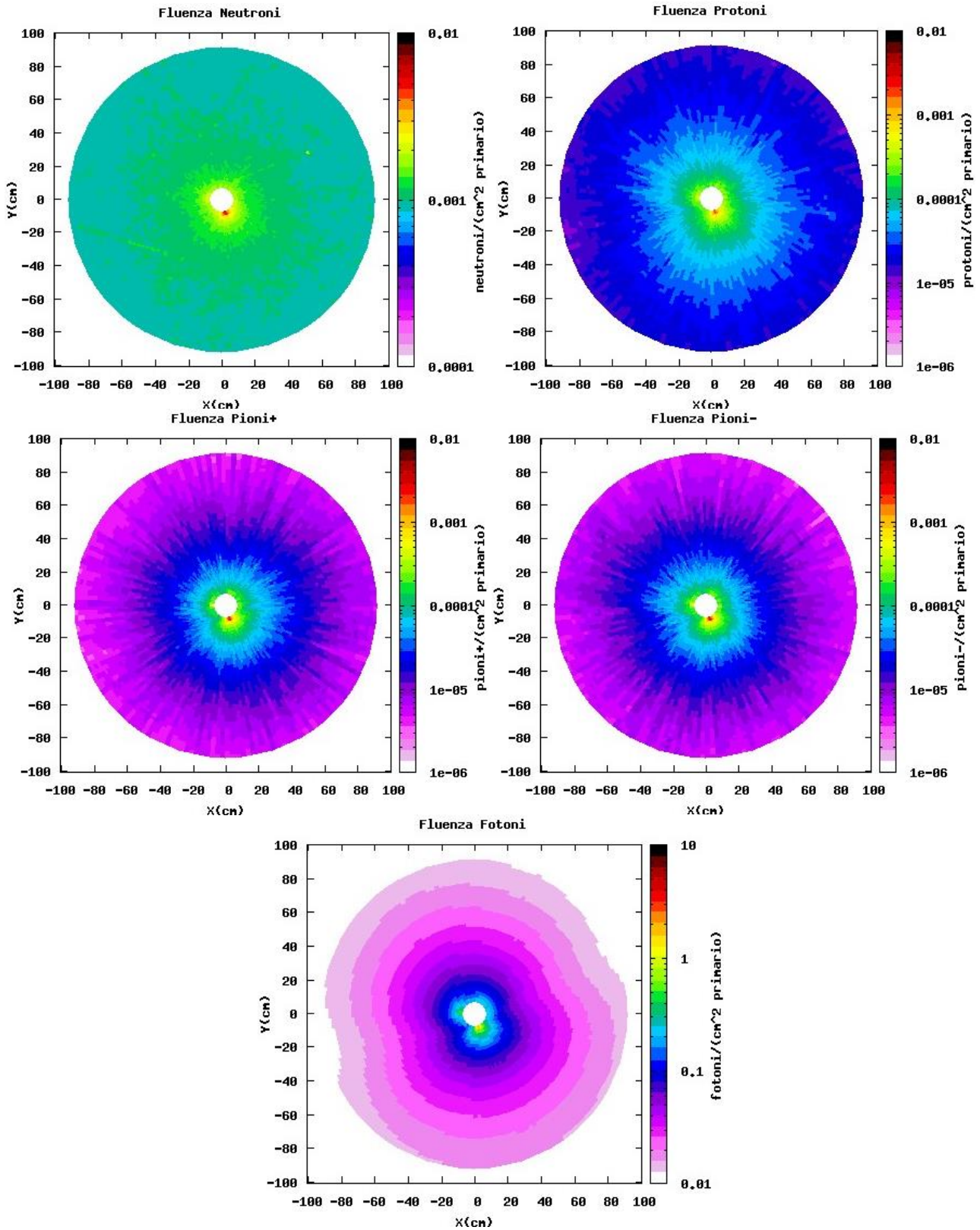


Figura 4.35. Fluente di neutroni, protoni, pioni e fotoni nella zona successiva al D1

Conclusioni

Gli aspetti più importanti ai fini della decisione di utilizzare il diboruro di magnesio per la realizzazione dei cavi superconduttivi sono due: entità del degrado del materiale a causa della perdita di boro-10 per reazione neutronica e impatto del dpa sulle caratteristiche superconduttive.

Il primo aspetto, come è stato verificato in due configurazioni nell'elaborato, è trascurabile, in quanto si tratta di percentuali molto basse su un arco temporale esteso. La perdita di una parte così risibile di boro infatti non può alterare in maniera sostanziale il materiale e anzi, la generazione di litio nel materiale potrebbe dare vita a centri di pinning importanti per il miglioramento delle caratteristiche superconduttive.

Stesso discorso per il dpa; lo spostamento di atomi nel reticolo cristallino può dare vita a coppie di interstiziali e vacanze che vanno, come per l'effetto di creazione di litio, ad aumentare i centri di pinning.

Al momento non è possibile quindi escludere un eventuale effetto benefico del dpa sul materiale in termini di caratteristiche superconduttive.

Questi due aspetti, uniti al costo e all'entità della produzione del diboruro di magnesio, portano a preferire questo materiale ad altri sotto analisi, almeno allo stato attuale.

Sviluppi futuri prevedono l'implementazione in ambiente FLUKA di una geometria reale del cavo al fine di verificarne le prestazioni in geometria Hi-Lumi. Questo ulteriore studio permetterà di ottimizzare il nuovo sistema di alimentazione, avendo come base solida i risultati estremamente soddisfacenti ricavati da questo lavoro di tesi.

Bibliografia

- [1] O. Bruning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, P. Proudlock, *LHC Design Report Vol. 1* (Geneve: CERN LIBRARIES, 2004), 1-41
- [2] Amalia Ballarino, "Alternative Design Concepts for Multi-Circuit HTS Link Systems", IEEE transactions on Applied superconductivity, Vol. 21, No. 3, Giugno 2011
- [3] Amalia Ballarino, "Magnet powering for Hi-Lumi LHC", 4th Parameter and Layout Committee, 26 Marzo 2013
- [4] M. Zerlauth, "First Release of Layout Database", HILUMILHC-Del-D1 1v0 2, 19 Giugno 2013
- [5] B. Bonin, "Superconductivity in Particle Accelerators", CERN Accelerator School, CERN 96-03, (Hamburg: S. Turner, 1995)
- [6] David A Cardwell, David S Ginley, *Handbook of Superconducting Materials*, (Bristol: Institute of Physics Publishing, 2003), 1049-1070
Ginevra, 26 Settembre 2012
- [7] Amalia Ballarino, "CERN Activity on SC links and Cold Powering Systems", 2nd Joint Hi-Lumi-LHC-LARP Annual Meeting, 14 Novembre 2012
- [8] Amalia Ballarino, "Cold Powering via Superconducting Links (R2E and IR Upgrade)", HI-LHC Kick Off Meeting, 15 Aprile 2011
- [9] A.Fasso`, A.Ferrari, J.Ranft, and P.R.Sala, "FLUKA: a multi-particle transport code", CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773.
- [10] G. Battistoni, S. Muraro, P.R. Sala, F. Cerutti, A. Ferrari, S. Roesler, A. Fasso`, J. Ranft, "The FLUKA code: Description and benchmarking", Proceedings of the Hadronic Shower Simulation Workshop 2006, Fermilab 6--8 September 2006, M. Albrow, R. Raja eds., AIP Conference Proceeding 896, 31-49, (2007).
- [11] A. Mereghetti, V. Boccone, F. Cerutti, R. Versaci, V. Vlachoudis, "The Fluka Linebuilder and Element Database: Tools for Building Complex Models of Accelerators Beam Lines", CERN-ATS-2012-266, Cern,