



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

MISURE DI FLUSSI GAMMA E NEUTRONICI IN PLASMI DI DEUTERIO

Relatore: Dott. Luca STEVANATO
Correlatore: Dott. Matteo ZUIN

Laureando: Matteo POLO

Anno Accademico 2017/2018

Sommario

La misura dei flussi di raggi gamma e neutroni emessi dai plasmi possono fornire interessanti informazioni sulle condizioni di confinamento degli ioni all'interno del plasma. Nel presente lavoro di tesi verrà prima di tutto fatta una presentazione delle tecniche sperimentali di misura della radiazione gamma e neutronica con moderni sistemi a rivelatori liquidi a scintillazione, che utilizzano la discriminazione di forma di impulso per separare i due tipi di radiazione. Successivamente verranno analizzati i primi set di dati presi in un esperimento in corso all'Università del Wisconsin-Madison ed estrarre i primi segnali di flussi di neutroni e gamma in funzione del tempo, in configurazione Reversed-Field-Pinch (RFP) per il confinamento magnetico di plasmi in deuterio.

Ringraziamenti

Vorrei ringraziare tutte le persone che mi hanno aiutato in questo lavoro di tesi. Innanzitutto vorrei ringraziare il mio relatore, il Dott. Stevanato Luca che mi ha seguito in maniera ineccepibile durante tutto il lavoro di tesi, dimostrandosi sempre disponibile nei miei confronti. Inoltre vorrei ringraziare il Dott. Zuin Matteo per avermi presentato e spiegato i basilari concetti della fisica dei plasmi. In aggiunta vorrei ringraziare il prof. Lunardon Marcello, il quale mi ha proposto questo lavoro di tesi. Infine vorrei ringraziare in maniera speciale la mia famiglia, gli amici e le amiche che mi hanno supportato in questi intensi anni di Università.

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Energia nucleare	1
1.1.1	Fissione nucleare	1
1.1.2	Fusione nucleare	2
1.2	Plasma per fusione	2
1.3	Modalità di confinamento magnetico	3
1.3.1	Reversed field pinch (RFP)	3
1.3.2	Tokamak	5
2	Introduzione alla misura	7
2.1	Descrizione apparato di misura	7
2.1.1	Scintillatore	7
2.1.2	Fotomoltiplicatore	10
2.1.3	Acquisizione dati	11
2.2	Calibrazione canale-energia del detector	12
2.3	Pulse shape discrimination	14
3	Misura e analisi dati	17
3.1	Premesse misura	17
3.2	Caratterizzazione scintillatori liquidi	17
3.2.1	Calibrazione in energia	19
3.2.2	Determinazione polinomiali	19
3.3	Misure plasma	22
3.3.1	Conteggio neutroni e raggi gamma	22
3.3.2	Spettro energetico neutroni e gamma	26
3.4	Schermaggio neutroni	27
4	Conclusioni	29

Capitolo 1

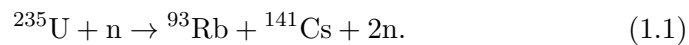
Introduzione

1.1 Energia nucleare

Intorno alla metà del secolo scorso si iniziò a pensare ad un possibile uso, come fonte energetica, di alcune reazioni nucleari. Le due possibili reazioni che potevano essere utilizzate sono presentate nelle sottosezioni 1.1.1 e 1.1.2.

1.1.1 Fissione nucleare

Il processo di fissione prevede la scissione di un nucleo pesante in due nuclei più leggeri. Un esempio di reazione di fissione è la seguente:



Oltre ai due frammenti, in questa reazione si ha il rilascio di una notevole quantità di energia, sotto forma di calore, ed è proprio questo calore che si è deciso di sfruttare per la produzione di energia elettrica. Ma col passare degli anni ci si è accorti che l'uso di questo tipo di reazione comportava dei problemi, i quali sono riassunti di seguito:

- Le scorte di materiale fissionabile sono relativamente scarse.
- La presenza alla fine del processo di scorie radioattive che creano un notevole danno ambientale ed etico.
- Gli impianti in cui si avviene questo processo non sono completamente esenti da pericolosi incidenti, vedi Chernobyl (1986) e Fukushima (2011).

Una possibile soluzione a queste problematiche arriva dall'uso di un altro tipo di reazione: la fusione nucleare.

1.1.2 Fusione nucleare

Il processo di fusione prevede l'unione di due nuclei leggeri per formare un nucleo più pesante. Alcuni esempi di reazione di fusione sono presenti nella tabella 1.1. I vantaggi che si hanno nel uso della fusione in sostituzione della

Reazione	E_p [MeV]	E_n [MeV]	Q^1 [MeV]
${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$	-	-	23.8
${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$	-	2.45	3.3
${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + p$	3.02	-	4.0
${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n$	-	14.05	17.6

Tabella 1.1: Possibili reazioni di fusione [2]

fissione sono molteplici, infatti:

- Le scorte di deuterio e trizio sono praticamente illimitate, in quanto 1 molecola su 6700 di acqua è formata da acqua pesante e le scorte di ${}^6\text{Li}$, necessarie per produrre ${}^3\text{H}$, sembrano essere sufficienti per 20 mila anni [1].
- L'impatto ambientale è minimo in quanto non vengono emessi nell'ambiente sostanze inquinanti come CO_2 né tanto meno scorie radioattive, dato che il prodotto finale della fusione del semplice gas inerte He.
- L'impianto è molto più sicuro di un reattore a fissione in quanto non è possibile che si verifichi un processo di fusione incontrollata perché nel reattore viene inserita la quantità minima di gas per far avvenire un singolo ciclo di fusione e quindi la reazione non può andare fuori controllo.

I veri problemi dell'utilizzo della fusione termonucleare derivano dalle difficoltà ingegneristiche e fisiche che si incontrano, date le altissime temperature necessarie affinché si riesca a vincere la repulsione coulombiana tra i nuclei e far avvenire la fusione. Infatti a queste temperature non si parla più di gas, ma di plasma.

1.2 Plasma per fusione

Il plasma è un gas totalmente ionizzato dominato dalle interazioni collettive elettriche e magnetiche a lungo raggio; questo fa sì che il plasma sia un ottimo

¹Energia rilasciata dalla reazione

conduttore elettrico e quindi sia in grado di schermare quasi completamente un campo elettrostatico, mentre risulta penetrabile dai campi magnetici. Per questo motivo uno dei modi per tenere confinato il plasma è l'uso di campi magnetici.

La necessità di utilizzare il confinamento magnetico è dovuto al fatto che per vincere la forza di repulsione coulombiana il plasma deve essere portato ad una temperatura di circa 15.5 keV che equivalgono a circa $170 \cdot 10^6$ K; quindi è impensabile che il plasma possa essere tenuto a contatto con le pareti del reattore.

1.3 Modalità di confinamento magnetico

Negli anni sono stati proposte diverse tipologie di confinamento magnetico per poter creare una configurazione di equilibrio stabile per il plasma, in modo che esso rispettasse i parametri necessari al verificarsi della fusione. Un parametro utile per quantificare l'efficienza di confinamento di una data configurazione è indicato nella relazione 1.2

$$\beta \equiv \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad (1.2)$$

La quantità β è sostanzialmente la pressione del plasma normalizzata per il campo magnetico, e questa quantità indica l'efficienza con cui il campo magnetico è in grado di confinare il plasma.

Tra le tante configurazioni che si sono ideate per confinare il plasma tre sono quelle che hanno suscitato maggiore interesse e sono:

- Reversed field pinch (RFP).
- Tokamak.
- Stellarator.

Nelle sezioni 1.3.1 e 1.3.2 sono presentate nel dettaglio le prime due configurazioni.

1.3.1 Reversed field pinch (RFP)

Il RFP è una configurazione asimmetrica toroidale caratterizzata da una notevole corrente toroidale, un moderato campo magnetico toroidale, generato da bobine esterne al plasma, e un β relativamente grande.

Per generare un plasma RFP, si esegue la sequenza qui descritta:

- inizialmente nella camera è presente un campo magnetico toroidale relativamente debole.
- successivamente un'intensa corrente di plasma viene fatta fluire nella camera in direzione toroidale.
- Questa corrente ha due effetti: il primo è l'effetto ohm che scalda il plasma fino ad elevate temperature, il secondo è la creazione del campo magnetico poloidale e, mediante un fenomeno detto di "dinamo", la generazione di una componente di campo toroidale.

Nella configurazione RFP, i due campi magnetici, toroidale e poloidale, hanno sostanzialmente la stessa intensità. Una grandezza che quantifica quanto sia intenso il campo al bordo è dato dal parametro di rovesciamento (F), la cui definizione è presente nell'equazione 1.3, dove $B_\phi(a)$ è il campo magnetico poloidale sul bordo, mentre $\langle B_\phi \rangle$ è il campo toroidale medio. È evidente che in configurazione RFP, il parametro F è sempre negativo, in quanto sul bordo il campo magnetico cambia verso.

$$F \equiv \frac{B_\phi(a)}{\langle B_\phi \rangle} \quad (1.3)$$

Una rappresentazione dei campi magnetici che sono presenti nella configurazione appena descritta è presente nella figura 1.1.

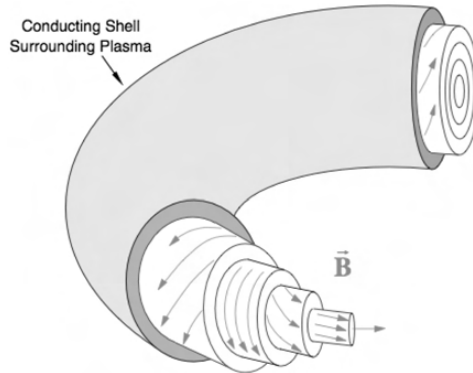


Figura 1.1: Rappresentazione delle linee di campo magnetico in configurazione RFP [1]

La configurazione RFP presenta i seguenti vantaggi rispetto alla configurazione tokamak:

- il campo magnetico toroidale indotto dall'esterno è relativamente facile da creare data la sua modesta intensità.
- il β che si può ottenere è alto (fino al 20%).
- il riscaldamento ohmico è più efficiente rispetto a sistemi di riscaldamento ausiliari necessari in altre configurazioni.

Però, oltre ai vantaggi, ci sono anche alcuni svantaggi, sempre paragonati alla configurazione tokamak:

- la modesta intensità del campo toroidale sulla superficie del plasma determina la formazione di turbolenza nel plasma riducendo le proprietà di confinamento.
- il plasma in regime stazionario è paragonabile ad una corrente continua. Non è quindi possibile utilizzare metodi induttivi per sostenere questa corrente toroidale per lunghi periodi di scarica. Risulta così necessario introdurre un sistema ausiliario, molto complesso, per poter generare una corrente nel plasma.

1.3.2 Tokamak

Il tokamak è una struttura toroidale assialsimmetrica che necessita di un intenso campo magnetico toroidale combinato ad un modesto campo poloidale per provvedere al confinamento del plasma. Per avere un'idea dell'intensità di questi due campi, nel progetto ITER (International Tokamak Experiment Reactor) si ha che $B_{tor}^{max} \sim 12$ T e $B_{pol}^{max} \sim 6$ T [4].

Nelle figure 1.2a e 1.2b sono rappresentati i due magneti principali, utilizzati in ITER per creare la configurazione tokamak. Con questo tipo di confinamento è quindi possibile avere nel reattore che presenta una moderata pressione β e una corrente toroidale relativamente piccola se paragonata alla configurazione RFP.

Per il funzionamento della macchina è necessario, prima di tutto, generare un intenso campo magnetico toroidale. Successivamente si provvede ad iniettare nella camera da vuoto del toro il gas di deuterio e trizio che può essere neutro o pre-ionizzato. Il campo magnetico del solenoide centrale mette in moto gli elettroni che vanno a generare la corrente toroidale. Durante questa fase, si procede al riscaldamento del gas per poter arrivare alla temperatura di 15.5 keV. Per fare questo si sfrutta il riscaldamento ohmico, che però da solo non è sufficiente per raggiungere tale temperatura. Per questo motivo è necessario fare affidamento a dei sistemi ausiliari, che

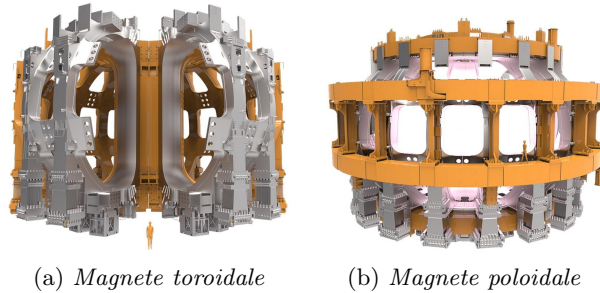


Figura 1.2: Principali magneti utilizzati in ITER [4]

possono essere sotto forma di impulsi a radio frequenza o fasci di ioni neutri che vengono iniettati nel plasma.

La principale differenza del tokamak rispetto all'RFP è che nel tokamak il B_{tor} è molto intenso. Questa differenza porta ai seguenti vantaggi:

- maggiore controllo delle turbolenze del plasma anche senza la presenza di una parete con conducibilità perfetta.
- un maggior tempo di confinamento del plasma τ_e .
- il maggior controllo della stabilità e un alto τ_e permettono di raggiungere temperature molto elevate senza eccedere con l'uso di sistemi esterni di riscaldamento.

Ovviamente oltre ai vantaggi la configurazione tokamak presenta alcuni svantaggi, infatti vediamo che:

- la necessità di generare un così intenso campo magnetico toroidale crea dei problemi dal punto di vista tecnologico e quindi questo va ad aumentare in maniera considerevoli i costi.
- sono necessari dei sistemi ausiliari molto complessi e costosi.
- il bisogno di avere una alta pressione β fa sì che si debba lavorare in condizioni al limite della stabilità del plasma.

Una delle tecniche diagnostiche per verificare il buon confinamento del plasma e del processo di fusione, è quello di misurare il flusso di neutroni e raggi gamma che fuoriescono dal plasma stesso. Trattandosi di particelle prive di carica esse non risentono del campo magnetico.

Capitolo 2

Introduzione alla misura

2.1 Descrizione apparato di misura

Per effettuare la misura di flussi neutronici e gamma si è deciso di sviluppare un unico rivelatore che fosse in grado di rivelare entrambe le particelle. L'apparato di misura è composto da varie parti:

- Scintillatore liquido.
- Fotomoltiplicatore.
- Catena elettronica.

Nelle sottosezioni 2.1.1, 2.1.2 e 2.1.3 sono descritte in maniera dettagliata le varie componenti.

2.1.1 Scintillatore

I tipi di scintillatori presenti nel mercato sono molteplici. In questa particolare occasione la scelta era però vincolata dalla necessità di poter discriminare in maniera adeguata i segnali prodotti dai neutroni, derivanti dalla reazione di fusione DD, da quelli dei raggi gamma. La scelta è quindi ricaduta su uno scintillatore liquido organico, nello specifico, l'EJ-309.

L'EJ-309 oltre ad avere le qualità necessarie per l'uso nella tecnica "pulse shape discrimination (PSD)", vedi sezione 2.3, presenta anche un alto "flash point", il che permette il suo utilizzo ad alte temperature. L'EJ-309 è formato da una miscela dei tre isomeri del dimetilbenzene. In sostanza, questa particolare miscela può essere vista come un insieme di atomi di idrogeno e carbonio che fungono da bersagli per le radiazioni incidenti.

Interazione neutrone scintillatore Questo tipo di interazione avviene attraverso il processo di scattering Compton tra neutrone e protone (i nuclei di H), un'illustrazione di questa urto è presente nella figura 2.1.

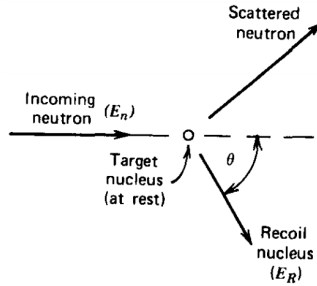


Figura 2.1: Urto elastico neutrone-protone (sistema del laboratorio) [3]

Dalla teoria è possibile ricavare una relazione, 2.1, che permette di determinare l'energia trasferita nell'urto dal neutrone al protone (E_R).

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos^2\theta) E_n \quad (2.1)$$

Dove E_n è l'energia del neutrone e A è la massa del nucleo. Una volta che il protone ha acquisito l'energia, E_R , cercherà di ritornare nel suo stato di quiete, nel fare questo emetterà radiazioni, quest'ultima verrà poi raccolta dal fotomoltiplicatore e convertito in segnale elettrico.

Interazione gamma-scintillatore I fotoni possono interagire con la materia in tre modi differenti. In base alla loro energia, E_γ , prevale uno dei tre processi, che sono:

- effetto fotoelettrico.
- scattering Compton.
- produzione di coppie.

Una rappresentazione di questa suddivisione per l'azoto è presentata in figura 2.2a. Nel caso di gamma emessi da un plasma di deuterio da fusione l'energia in gioco è dell'ordine del MeV, ma come è possibile vedere in figura 2.2b per bassi valori di Z del nucleo incidente, l'interazione fotone materia è possibile solo tramite scattering Compton, in quanto l'energia di estrazione degli elettroni per effetto foto-elettrico in atomi leggeri è troppo elevata.

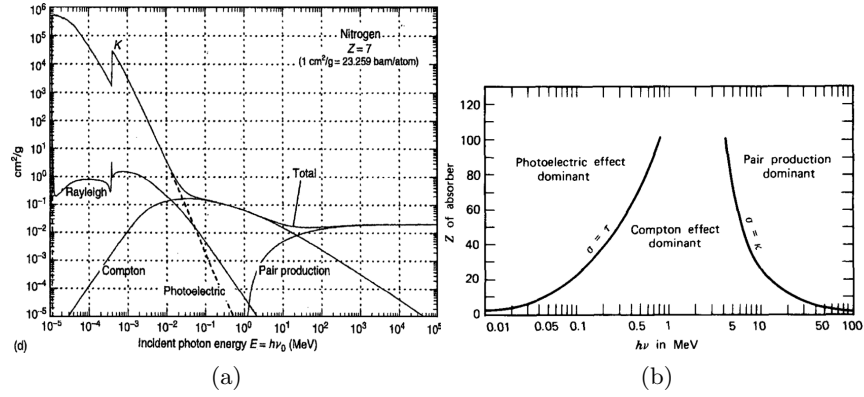


Figura 2.2: Interazione radiazione-materia in funzione dell'energia (a) e della Z del nucleo incidente (b) [3]

Date le ridotte dimensioni del rivelatore, le probabilità che il gamma fuoriesca da esso senza più interagirvi sono molto elevate, per questo motivo la quantità utile al fine della misura è l'energia dell'elettrone dopo l'urto, che è data dalla relazione

$$E_{e^-} = h\nu \left(\frac{(h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)} \right) \quad (2.2)$$

Dove h è la costante di Planck e m_0 è la massa a riposo dell'elettrone. Lo spettro energetico dell'elettrone è rappresentato in figura 2.3.

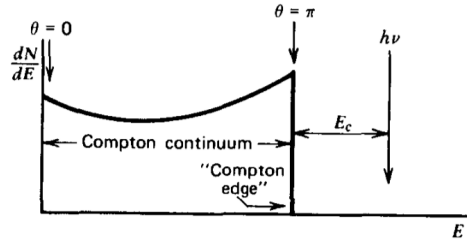


Figura 2.3: Spettro energetico elettrone [3]

Anche qui, come nel caso del protone, l'elettrone deve tornare al suo stato di quiete ed emette radiazioni che vengono poi raccolte dal fotomoltiplicatore e convertite in segnali elettrici.

I due tipi di interazioni appena descritti danno origine a segnali con tempi di decadimento diversi, infatti il rilascio di energia dovuto al gamma è molto più rapido rispetto a quello derivante dallo scattering neutrone-protone [7].

2.1.2 Fotomoltiplicatore

Il fotomoltiplicatore (PMT) è quello strumento, che fa parte della catena elettronica e che permette di convertire la radiazione emessa dagli elettroni e i protoni in segnale elettrico. Lo strumento è formato da una finestra di materiale semitrasparente, la quale quando viene colpita da un fotone, libera un elettrone per effetto fotoelettrico. Questo elettrone va poi a colpire il primo dinodo, da questo si ha un'emissione secondaria di elettroni che andranno a migrare verso il secondo dinodo e così via, come è ben rappresentato nella figura 2.4. Alla fine della serie di dinodi si ha una valanga di elettroni i quali formano il segnale elettrico che verrà raccolto dal fotocatodo e poi mandato al digitizer.

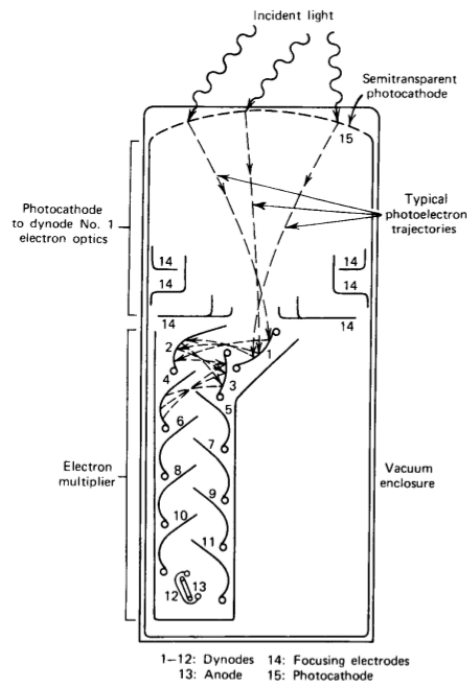


Figura 2.4: Schema di funzionamento di un fotomoltiplicatore [3]

Un fotomoltiplicatore in condizioni normali può avere un guadagno (G) pari a 10^6 [3], questo guadagno però può calare drasticamente se lo stru-

mento viene immerso in un intenso campo magnetico, perché nel passare da un dinodo all'altro gli elettroni possono essere deviati e quindi dispersi. Un modo per evitare questo problema è quello di ridurre la distanza tra i dinodi, per questo motivo il fotomoltiplicatore scelto da accoppiare allo scintillatore è l'Hamamatsu H12700.



Figura 2.5: Fotomoltiplicatore “flat pannel” [6]

Si tratta di un PMT “flat pannel” pixellato (figura 2.5) in cui ogni singolo pixel lavora come un PMT indipendente. Ogni PMT presenta dei dinodi che sono distanziati tra loro di qualche millimetro, contro qualche centimetro dei PMT tradizionali. Il singolo segnale del pixel viene poi adeguatamente sommato agli altri per andare a formare il segnale finale.

Nell'articolo [8] sono presentati i risultati di un'esperienza atta al confronto della risposta di due diversi tipi di PMT in presenza di campo magnetico. Nella figura 2.6 sono rappresentati i dati finali, ed è evidente che un PMT tradizionale, figura 2.6a, immerso in un campo di 120 G abbia una risposta inadeguata, in quanto il PMT mostra una riduzione quasi totale del guadagno rispetto al caso con campo magnetico nullo. Questo non succede se si usa un PMT “flat pannel”, infatti nella figura 2.6b si può vedere come in presenza di un campo magnetico di intensità doppia (250 G) il guadagno si è ridotto solo del 10%.

Dato che nelle vicinanze del reattore è presente un intenso campo magnetico si è deciso di utilizzare un PMT “flat pannel” al fine di inviare all'acquisizione un segnale adatto ad una futura analisi.

2.1.3 Acquisizione dati

A valle del fotomoltiplicatore si trova la strumentazione necessaria all'acquisizione e digitalizzazione del segnale analogico che viene prodotto dal PMT. Per fare questo si è scelto di utilizzare un digitizer CAEN modello DT5725,

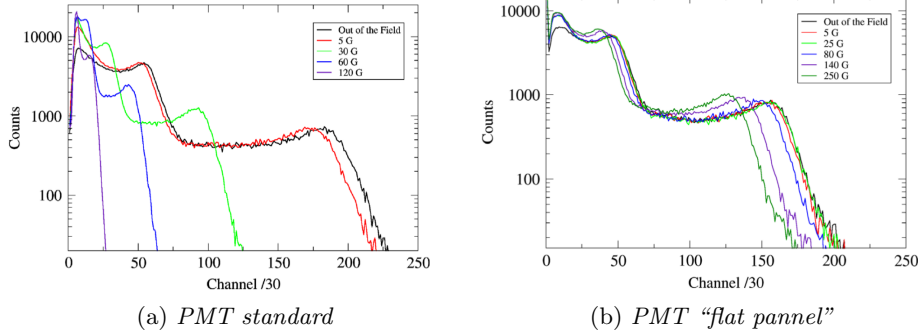


Figura 2.6: Risposta PMT in campo magnetico [8]

il quale è in grado di campionare ad una frequenza di 250 Ms/s. Il digitizer ha una risoluzione di 14 bit. I segnali che vengono processati dal digitizer sono poi inviati e salvati su un computer. Il PMT invece è alimentato dal modulo CAEN di alta tensione DT533.

2.2 Calibrazione canale-energia del detector

La calibrazione in energia di un rivelatore, molto spesso, viene effettuata andando ad analizzare i foto-picchi di una sorgente il cui spettro è noto. In questo caso però non possibile seguire questa strada in quanto, come spiegato nei paragrafi 2.1.1 e 2.1.1, all'interno dello scintillatore avviene prevalentemente effetto Compton e non fotoelettrico. Per questo motivo è necessario andare ad analizzare le posizioni delle “Compton edge” (CE) che si possono vedere nello spettro energetico dell'elettrone che interagisce col raggio gamma. Dalla formula di Klein-Nishima è possibile ricavare l'equazione 2.3, che permette di determinare la posizione della spalla Compton data l'energia del fotone incidente.

$$E_{CE} = \frac{2E^2}{m_e c^2 + 2E} \quad (2.3)$$

È importante però notare che la relazione 2.3 è puramente teorica e non tiene conto del fatto che nella realtà il picco si viene a formare ad energie più basse e risulta più diffuso a causa della risoluzione finita del rivelatore. Per tener conto di queste problematiche, in particolare per determinare lo spostamento del picco reale da quello teorico è necessario utilizzare delle si-

mulazioni Montecarlo. Data le difficoltà che comportano queste simulazioni si è deciso di utilizzare i parametri presenti nell'articolo [9].

Nel nostro caso specifico, per la calibrazione si è deciso di utilizzare lo spettro energetico di una sorgente di ^{22}Na , la quale presenta due picchi di emissione gamma ben definiti. L'apparato strumentale utilizzato è quello descritto nella sezione 2.1, inoltre la tensione fornita al fotomoltiplicatore è di 900 V. Nella figura 2.7 è possibile vedere lo spettro energetico del ^{22}Na . Si notano due strutture, le quali rappresentano i due "Compton edge". Queste due strutture sono state interpolate singolarmente con una gaussiana. I due parametri ricavati per ogni gaussiana sono la posizione del centroide (C) e la sua dispersione (σ). Dal parametro C si è ricavata la posizione del centroide, mentre il rapporto σ/C è stato utilizzato per determinare lo spostamento a cui è soggetto il picco reale dalla stima teorica.

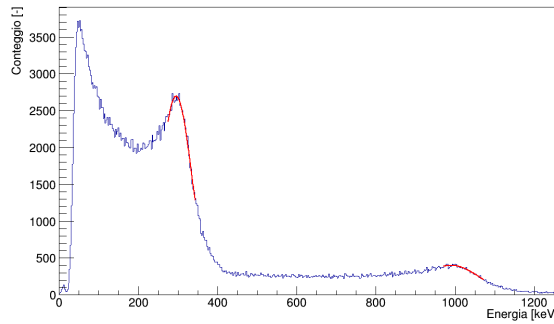


Figura 2.7

Tutti i dati relativi all'analisi delle "Compton edge" sono presentati nella tabella 2.1.

Picco	E_γ [keV]	Dati fit		σ/C	SER ¹ [keV]	Shift picco [keV]	CE_{teo} [keV]	CE_{reale} [keV]
		C [ch]	σ [ch]					
1	511	$3.7 \cdot 10^3$	$5.0 \cdot 10^2$	0.13	30	45	340	296
2	1274	$1.3 \cdot 10^3$	$8.9 \cdot 10^2$	0.07	50	70	1061	991

Tabella 2.1: Dati calibrazione energetica

¹Sigma energy resolution (SER) è il parametro che è stato ricavato dall'articolo [9]

Successivamente, si sono riportati in un grafico canale-energia i due punti che si sono ricavati dall’analisi dei due picchi Compton, interpolati con la retta di equazione 2.4. In questo modo è stato possibile avere una relazione che lega i canali dell’acquisizione all’energia della radiazione che colpisce il rivelatore.

$$y(x) = m \cdot x + q \quad (2.4)$$

Nella tabella 2.2 sono riportati i dati dell’interpolazione lineare dei dati con la retta di equazione 2.4

Parametro	Valore
q [keV]	-1.4
m [keV/ch]	$6.9 \cdot 10^{-2}$

Tabella 2.2: Parametri interpolazione lineare

2.3 Pulse shape discrimination

L’apparato di misura presentato nella sezione 2.1, è in grado di rivelare simultaneamente neutroni e raggi γ . In questa sezione vediamo come sia possibile discriminare i segnali derivanti dall’interazione di un neutrone o di un raggio γ . La tecnica utilizzata per la differenziazione dei due segnali è chiamata “pulse shape discrimination” (PSD) e si basa sostanzialmente sulla diversa forma dei segnali che si vengono a produrre nella singola interazione. Nella figura 2.8 possiamo vedere un esempio di segnale. Come descritto nei paragrafi 2.1.1 e 2.1.1 l’interazione dei neutroni e raggi γ avviene per “scattering Compton”. Una sostanziale differenza però sta nel fatto che il segnale prodotto dal neutrone è molto più lungo, in termini di tempo, in quanto il rilascio di energia del protone urtato è più lento del corrispettivo elettrone che interagisce col raggio γ . Per sfruttare questa caratteristica per ogni segnale si va a calcolare il parametro PSD, la cui definizione è presente nell’equazione 2.5.

$$PSD = \frac{Q_{long} - Q_{short}}{Q_{long}} \quad (2.5)$$

Dove il Q_{long} è l’integrale del segnale completo, mentre il Q_{short} è l’integrale parziale del segnale. Un esempio dei due diversi tipi di segnali che corrispondono alle due diverse particelle sono presentati in figura 2.8. Si

può vedere come il segnale del neutrone ha un tempo di decadimento più lungo rispetto al γ . Sempre in figura 2.8 è possibile vedere gli intervalli in cui vengono calcolati gli integrali, i quali sono rappresentati, in maniera esemplificativa, dai riquadri colorati in figura.

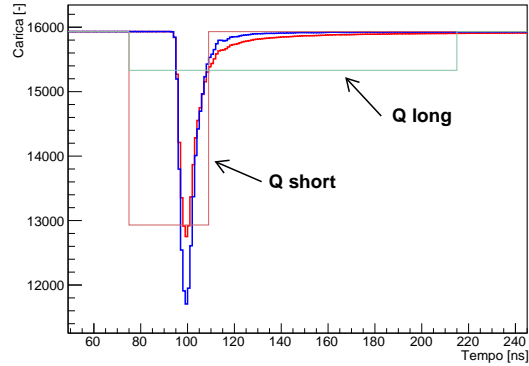


Figura 2.8: Esempio di segnale uscente dall'acquisizione dati, in rosso il neutrone e in blu il γ

Una volta che per ogni segnale è stata determinata la PSD è possibile creare un grafico in cui si valuta questo parametro in funzione della luce totale emessa². Un esempio di questo grafico è presente nella figura 2.9. Si tratta di una misura effettuata con una sorgente di ^{252}Cf , con l'acquisizione dati impostata come nella calibrazione, descritta nella sezione 2.2.

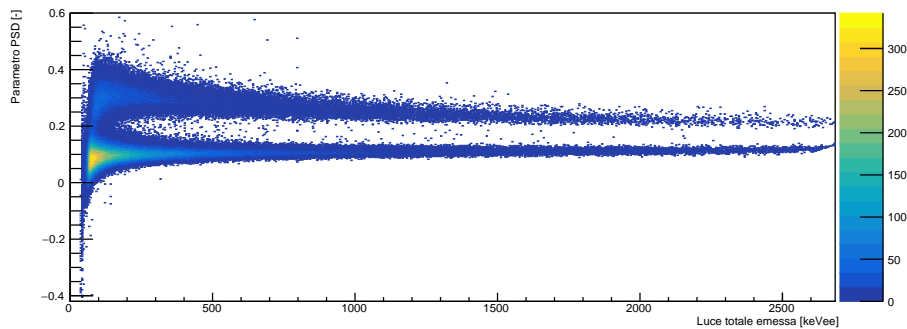


Figura 2.9: PSD in funzione della luce totale emessa per il ^{252}Cf

²La luce totale emessa è espressa in keVee (kilo electron Volt electron equivalent) in quanto la calibrazione è stata effettuata andando a misurare l'energia degli elettroni

Nel grafico presentato in figura 2.9 si possono distinguere molto bene due strutture, una generata dal conteggio dei raggi gamma (in basso) e l'altra formata dai neutroni (più in alto).

Capitolo 3

Misura e analisi dati

3.1 Premesse misura

La campagna sperimentale è stata effettuata presso il centro MST (Madison Symmetric Torus), il sito è gestito dall'Università del Wisconsin con sede a Madison. Il reattore presente in MST è un reattore a fusione che lavora principalmente in modalità RFP, anche se in alcuni casi può lavorare in modalità tokamak. Data la forma toroidale della camera del reattore si è deciso di effettuare le misure neutroniche e gamma in cinque punti diversi. Per effettuare queste misure simultaneamente in posizioni diverse si è deciso di utilizzare cinque scintillatori organici e uno scintillatore inorganico allo ioduro di sodio (NaI) che viene utilizzato come rivelatore di riferimento per la misura dei raggi gamma, in quanto l'efficienza di questo ultimo rivelatore per i raggi gamma può arrivare anche al 80%/90% [3], contro un 10% per uno scintillatore liquido. Nella figura 3.1 è possibile vedere un esempio di come sono stati posizionati i cinque rivelatori. Per l'acquisizione dei dati ad ogni rivelatore è stato associato un canale del Digitizer. Per il collegamento si sono utilizzati dei cavi in fibra ottica per evitare un disturbo al segnale dovuto al campo magnetico presente.

Per facilitare il riconoscimento dei 6 rivelatori si è deciso di associare ad ognuno di essi un nome. La corrispondenza tra il canale e il nome è presente nella tabella 3.1.

3.2 Caratterizzazione scintillatori liquidi

Prima di essere utilizzati per la misura i cinque rivelatori sono stati caratterizzati per poter semplificare una successiva analisi dei dati, questa

Canale	Tipologia scintillatore	Nome
0	Liquido	Arabella
1	Liquido	Ivanka
2	Liquido	Tiffany
3	Liquido	Ivana
4	Liquido	Melania
7	Inorganico	Donald

Tabella 3.1: Elenco rivelatori

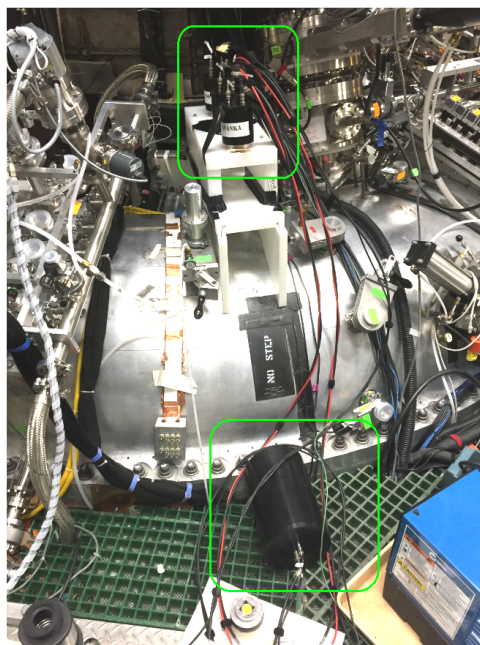


Figura 3.1: Esempio di posizionamento dei rivelatori (evidenziati dai riquadri verdi)

procedura consta di due parti:

- calibrazione in energia.
- determinazione delle polinomiali che servono per selezionare gli eventi interessanti nel grafico PSD in funzione dell'energia.

Nella sezione 3.2.1 e 3.2.2 sono riportati i risultati di questa caratterizzazione

3.2.1 Calibrazione in energia

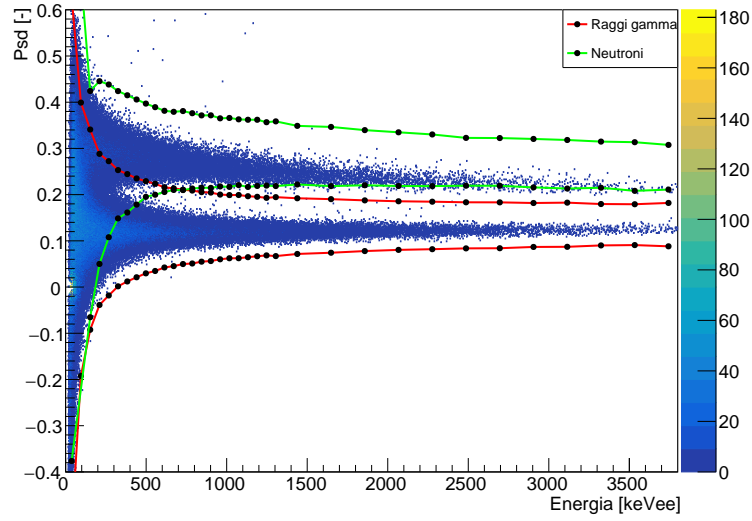
La calibrazione è stata fatta seguendo la procedura descritta nella sezione 2.2. Nella tabella 3.2 sono riportati i parametri utili alla conversione dal Q_{long} fornito dal Digitizer in energia, inoltre è riportata l'energia di saturazione per γ e neutroni, cioè l'energia massima che può essere misurata per il singolo segnale. Infatti, se il segnale di anodo supera i $2 V_{pp}$ di accettazione del digitizer il segnale viene tagliato e quindi si ha un errato computo dell'integrale.

Canale	m [keVee/ Q_{long}]	q [keVee]	E_{γ}^{sat} [keVee]	E_n^{sat} [keVee]
0	$6.5 \cdot 10^{-2}$	8.6	4391	5013
1	$6.7 \cdot 10^{-2}$	2.0	4486	4933
2	$6.7 \cdot 10^{-2}$	2.0	4502	4986
3	$7.1 \cdot 10^{-2}$	4.2	4363	4904
4	$6.3 \cdot 10^{-2}$	0.1	4367	5036

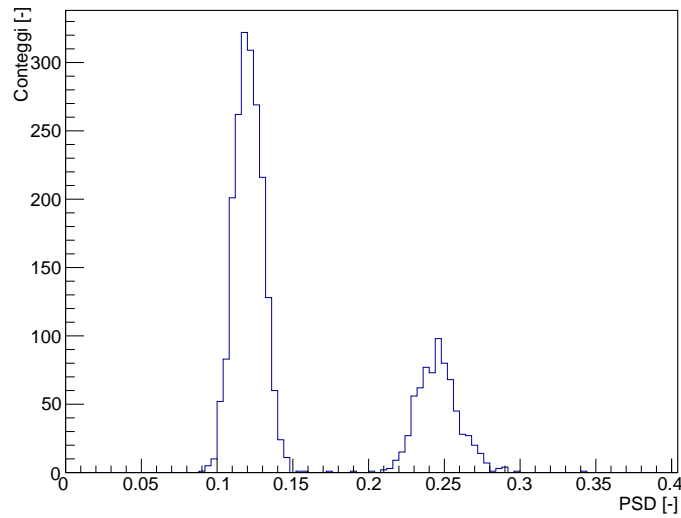
Tabella 3.2: Parametri calibrazione in energia

3.2.2 Determinazione polinomiali

La seconda parte della caratterizzazione dei rivelatori consiste nell'analisi del grafico della PSD in funzione dell'energia per poter individuare le zone in cui vanno a posizionarsi i segnali dei neutroni e dei raggi γ . Per individuare queste zone sono state fatte delle sezioni del grafico PSD (fig.3.2a) ad intervalli regolari di energia. Per ognuna di queste sezione si è ottenuto un grafico come in figura 3.2b. Per entrambi i picchi, uno relativo ai gamma l'altro ai neutroni, si è eseguito un fit gaussiano, e si è andati a porre il limite di queste due gaussiane a 4σ . Questi punti sono stati poi collegati tra loro da delle polinomiali, le quali sono state poi utilizzate successivamente per discriminare neutroni e γ . Nelle figure 3.2 e 3.3 sono rappresentate le polinomiali relative a cinque scintillatori liquidi. Il rivelatore "Donald" non rivela i neutroni e quindi il lavoro di determinazione delle polinomiali non è stato eseguito.

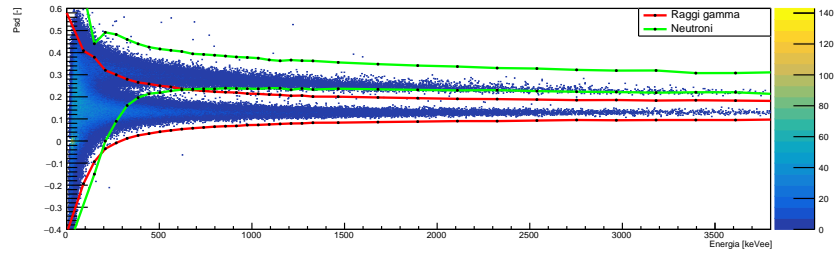


(a) Grafico PSD (Arabella)

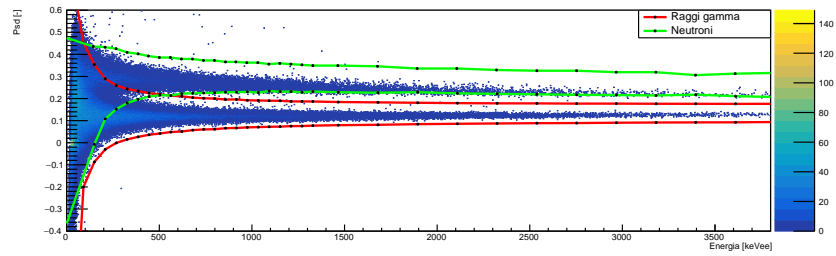


(b) Sezione PSD Arabella (1.4-1.6 MeV)

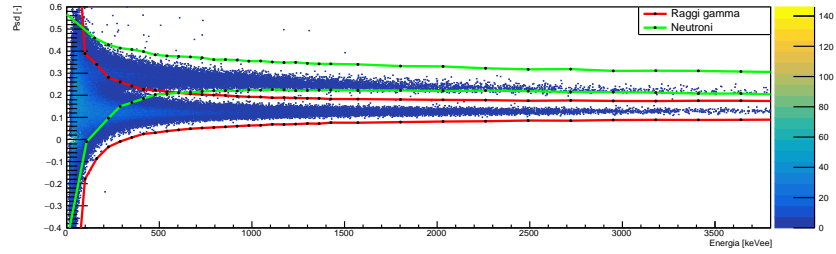
Figura 3.2: Polinomiali per la discriminazione γ e neutroni (segue)



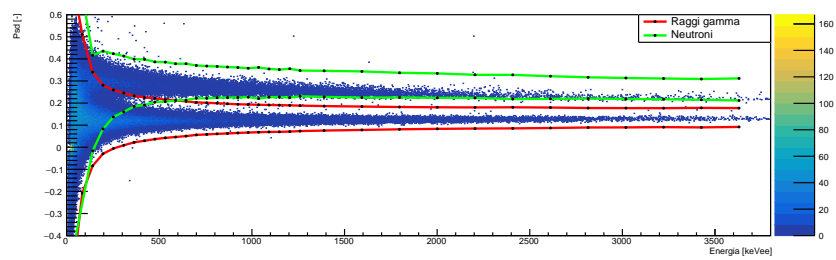
(a) *Ivanka*



(b) *Tiffany*



(c) *Ivana*



(d) *Melania*

Figura 3.3: Polinomiali per la discriminazione γ e neutroni

3.3 Misure plasma

3.3.1 Conteggio neutroni e raggi gamma

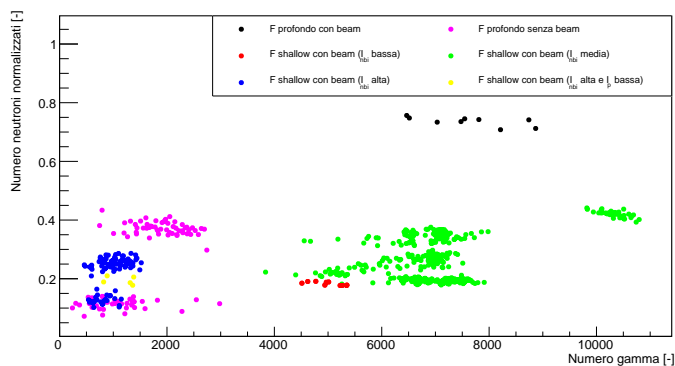
Nella parte finale del capitolo 1 si è detto che una misura di flusso di neutroni e raggi γ può essere utile per investigare il tasso di reazione di fusione. In questa sezione sarà presentata una breve analisi qualitativa del numero totale di neutroni rivelati in una singola sessione di misura al variare di alcune caratteristiche del plasma. Con sessione di misura si intende un intervallo di tempo che inizia con la creazione della corrente di plasma e che termina con la sua estinzione. L'intervallo che intercorre tra i due eventi ha una durata dell'ordine di 30 ms, in questo lasso di tempo all'interno del plasma può essere iniettato un fascio di atomi neutri (NBI) per aumentare ulteriormente la temperatura del plasma.

Dati gli innumerevoli parametri che possono essere fatti variare nella macchina per avere le caratteristiche volute del plasma, si è deciso di raggruppare gli eventi che sono stati raccolti in diverse giornate in sei categorie riportate di seguito:

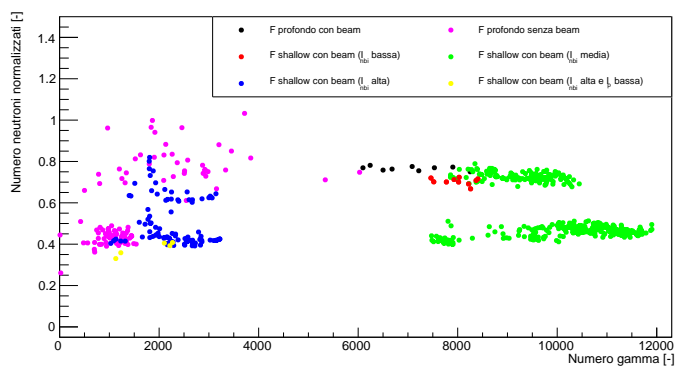
1. Il parametro di rovesciamento (F) risulta essere molto negativo, può arrivare fino a -0.2 e vi è l'iniezione del fascio neutro per il riscaldamento del plasma.
2. Il parametro F risulta essere molto negativo e non vi è iniezione del fascio neutro per il riscaldamento.
3. Il parametro F risulta essere debolmente negativo, quasi prossimo allo zero, e vi è iniezione del fascio con intensità bassa ($I_{NBI} \sim 20$ kA).
4. Il parametro F risulta essere debolmente negativo, quasi prossimo allo zero, e vi è iniezione del fascio con intensità media ($I_{NBI} \sim 40$ kA).
5. Il parametro F risulta essere debolmente negativo, quasi prossimo allo zero, e vi è iniezione del fascio con intensità alta ($I_{NBI} \sim 50$ kA).
6. Il parametro F risulta essere debolmente negativo, quasi prossimo allo zero, e vi è iniezione del fascio con intensità (I_{NBI}) media, ma a differenza delle configurazioni precedenti la corrente di plasma è più bassa. Infatti nelle configurazioni precedenti $I_p \sim 300$ kA, mentre in questa $I_p \sim 150$ kA.

Dopo aver eseguito la suddivisione degli spari per categoria, per ognuno di essi si è andato a conteggiare i neutroni e i γ che erano stati prodotti.

Una volta ottenuti eseguiti questi conteggi si è deciso di posizionare questi valori in un grafico in cui troviamo in ascissa il numero di raggi γ emessi e in ordinata il numero di neutroni normalizzati per il numero di γ di quello specifico sparo. In questo modo è possibile effettuare un confronto della produzione di neutroni nelle diverse configurazioni e quindi affermare se una configurazione è più o meno efficiente dal punto di vista fusionistico. Nelle figure 3.4 e 3.5 sono riportati i grafici per i cinque rivelatori usati.

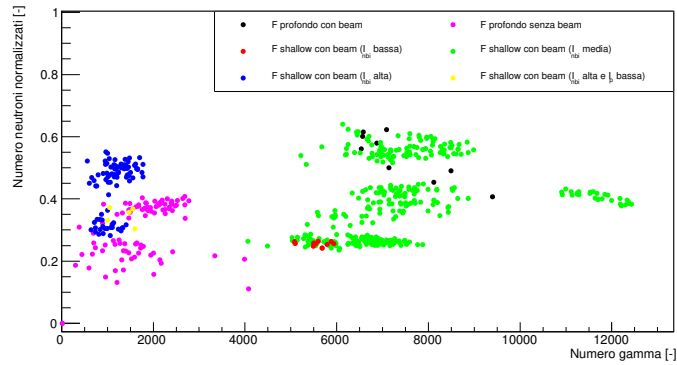


(a) *Arabella*

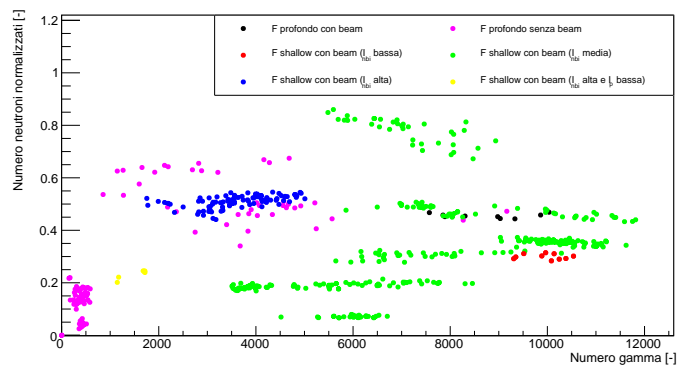


(b) *Ivanka*

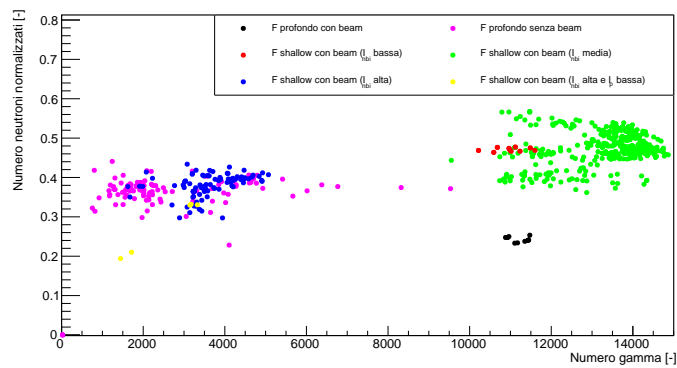
Figura 3.4: Conteggio dei neutroni normalizzati in funzione del numero di raggi γ



(a) *Tiffany*



(b) *Ivana*



(c) *Melania*

Figura 3.5: Conteggio dei neutroni normalizzati in funzione del numero di raggi γ (segue)

Nelle figure 3.4 e 3.5 si vede molto chiaramente che gli spari con caratteristiche simili vanno a posizionarsi in delle zone ben definite del piano. Per esempio si può notare come gli spari in cui non è presente l’NBI, la produzione di neutroni è leggermente inferiore rispetto agli spari in cui viene iniettato il fascio. Mentre nel momento in cui è presente un parametro di rovesciamento (F) prossimo allo zero e viene iniettata una corrente di plasma media la resa di neutroni risulta maggiore. Ovviamente queste sono solo stime qualitative, in quanto per un’analisi più dettagliata sono necessarie ulteriori misure e una più adeguata disposizione dei detector. Infatti, come è possibile notare nella figura 3.6 esiste un serio problema di pile-up¹ dei segnali che può portare ad una possibile perdita di informazioni utili, in quanto nel momento in cui si effettuano le operazioni di filtraggio tutte le informazioni che sono presenti nella zona alta del grafico in figura 3.6 vengono eliminate. Un esempio di segnale affetto dal problema del pile-up è presente in figura 3.7.

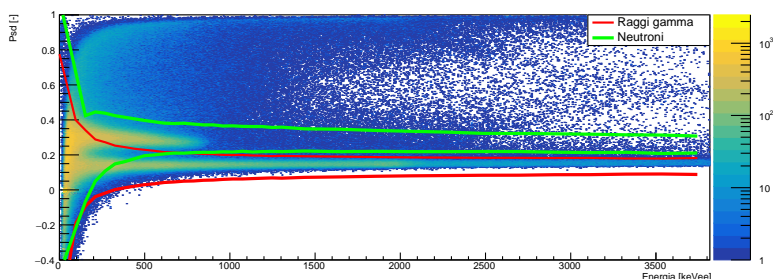


Figura 3.6: Problema di pile-up relativa al detector “Arabella”

Questo problema può essere dovuto ad un flusso troppo elevato di neutroni e γ rivelati nei detector. Una possibile soluzione al problema può arrivare da un allontanamento dei detector dal reattore o un loro parziale schermaggio con appositi materiali, per esempio piombo per i raggi γ e polietilene per i neutroni. Una breve discussione dello schermaggio dei rivelatori da parte dei neutroni è presentata nella sezione 3.4.

¹Possibile sovrapposizione di due segnali che vengono interpretati dall’acquisizione dati come uno singolo, con un conseguente errato computo dell’integrale del segnale e quindi della sua energia [3]

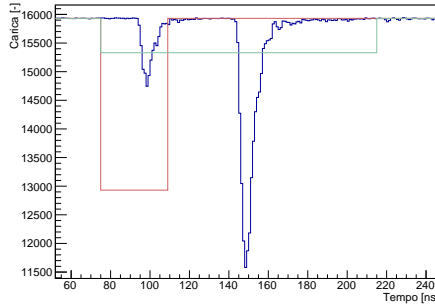
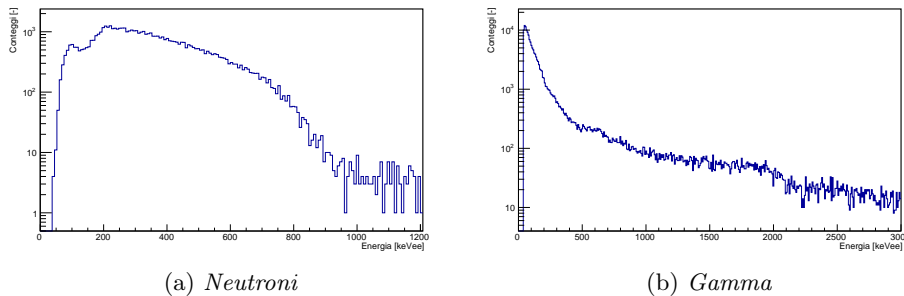


Figura 3.7: Segnale affetto da pile-up

3.3.2 Spettro energetico neutroni e gamma

Nella sezione 3.3.1 si è parlato di conteggi di raggi gamma e neutroni, ma ovviamente con la stessa strumentazione è possibile effettuare una misura di energia della radiazione incidente. Nella figura 3.8 è possibile vedere un esempio di spettri energetici, derivanti dalla somma di alcuni spari simili, rivelati dal rivelatore “Arabella”.



(a) *Neutroni*

(b) *Gamma*

Figura 3.8: Spettri energetici

Nel pannello di destra della figura 3.8 è possibile vedere lo spettro energetico dei raggi gamma, mentre in quello di sinistra lo spettro dei neutroni, in entrambi i casi l’asse delle ordinate è in scala logaritmica, questo per poter evidenziare eventuali strutture. Infatti, nel pannello di sinistra, relativo ai neutroni si può vedere una struttura simile ad un “end point”. Per poter verificare a quale energia si trova questo punto si è calcolato il grafico della derivata e si sono cercati eventuali minimi locali di questa funzione. Seguendo questa procedura si è trovato un minimo all’energia di 860 keVee.

Questo valore di energia corrisponde all'end point della luce emessa da un neutrone di 2.45 MeV [9], questo a conferma del fatto che i neutroni rivelati derivano dalla reazione di fusione D-D.

3.4 Schermaggio neutroni

I neutroni sono particelle pesanti, prive di carica. L'assenza di carica fa sì che interagiscano con la materia solo attraverso l'interazione forte, per questo motivo lo schermaggio dei neutroni è estremamente difficoltoso. Come spiegato nella sezione 2.1.1, i neutroni tendono ad interagire con maggiore probabilità con i nuclei leggeri, come per esempio nuclei di idrogeno e carbonio. Un materiale che presenta un'alta densità di questi nuclei è il polietilene. Per studiare le proprietà di schermaggio di questo materiale si è deciso di eseguire alcune misure di conteggi di neutroni schermando uno scintillatore con pannelli di polietilene sempre più spessi. Per far sì che il rivelatore rilevasse le particelle solo frontalmente, si è deciso di schermare lateralmente il detector con 4 cm di piombo e 7.5 cm di polietilene. Nella tabella 3.3 sono elencate le diverse configurazioni con cui si è effettuata la misura.

Numero configurazione	Spessore polietilene [cm]
1	0
2	3.75
3	7.50
4	11.25
5	15.00

Tabella 3.3: Spessori di polietilene utilizzati

Nel grafico 3.9 è possibile vedere come all'aumentare dello spessore del polietilene il numero di neutroni che riescono ad arrivare al rivelatore, in funzione dell'energia rilasciata, cala in maniera consistente. Infatti con uno spessore di 15 cm di polietilene solo il 15% dei neutroni viene rilevato, rispetto alla configurazione senza polietilene. È anche importate notare come nell'aumentare lo spessore di polietilene ci sono importate variazioni nei conteggi fino allo spessore di 11 cm, aggiungendo un ulteriore pannello, questa variazione è modesta e questo può far pensare che uno schermo superiore ai 11 cm possa risultare superfluo ai fini di ridurre il flusso neutronico.

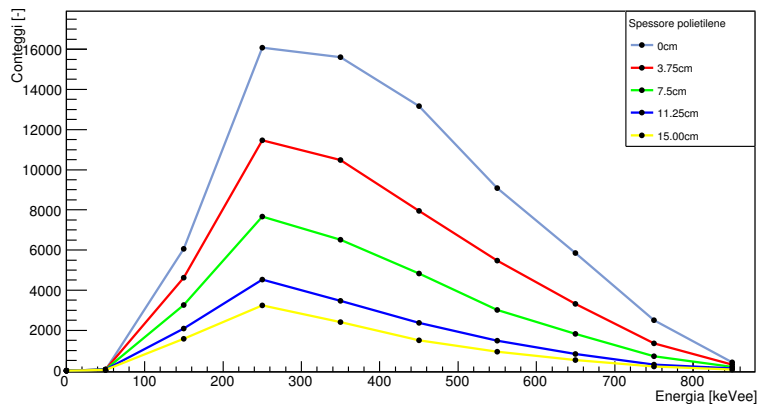


Figura 3.9: Conteggi totali neutroni in funzione dell'energia rilasciata

Nella figura 3.10 è invece riportata la percentuale di neutroni rivelati al variare dell'energia, rispetto al numero totale di conteggi per quel determinato spessore. Dal grafico si può notare come all'aumentare dello spessore del polietilene la popolazione di neutroni tende a spostarsi da una zona di energia più alta ad una più bassa, questo perché il polietilene tende a far rallentare i neutroni e quindi far diminuire la loro energia.

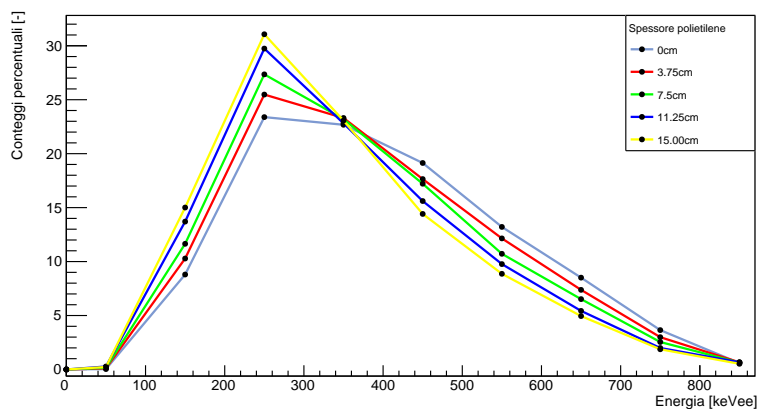


Figura 3.10: Conteggi percentuali dei neutroni in funzione dell'energia rilasciata

Capitolo 4

Conclusioni

Nella prima parte di questo lavoro di tesi sono stati introdotti i concetti fondamentali del plasma da fusione con particolare interesse sulle possibili modalità di confinamento, questo in previsione della seconda parte in cui si è andati ad analizzare una tecnica diagnostica basata sull'uso di scintillatori liquidi, per la rilevazione di neutroni e γ , i cui flussi risultano utili per la verifica del buon confinamento del plasma e del processo di fusione.

La tecnica diagnostica utilizzata durante il lavoro e descritta nel capitolo 2 è la “pulse shape discrimination” (PSD), la quale si basa sul diverso tempo di decadimento dei segnali generati dalle due particelle. Prima di intraprendere l'analisi dei dati che sono stati presi nel centro MST, è stato svolto un lavoro di caratterizzazione del detector. Nella prima parte della caratterizzazione si è svolta la calibrazione in energia dello strumento e per fare questo si è utilizzata una sorgente di ^{22}Na . Successivamente si è verificato il reale potere discriminante dello scintillatore liquido con una sorgente di ^{252}Cf .

Dopo questa parte introduttiva, sono state analizzate delle misure preliminari di flussi neutronici e γ prodotti nell'esperimento MST. Dai dati presentati nella sezione 3.3.1 si è potuto notare come in spari con caratteristiche simili del plasma la produzione di neutroni e γ è molto simile, questo in accordo con quanto ci si aspettava. Inoltre è stato possibile evidenziare come gli spari in cui c'è stata l'iniezione dell'NBI, la produzione di neutroni è maggiore, in quanto con l'iniezione del fascio si è in grado di portare il plasma ad una temperatura maggiore, la quale favorisce il processo di fusione. Ovviamente trattandosi di dati preliminari l'analisi svolta non è stata molto approfondita in quanto i dati raccolti presentano nelle criticità, che però possono essere risolte in sessioni di misura successive. Un esempio di queste

problematiche è la presenza di un elevato “pile-up” che fa sì che ci sia una possibile perdita di informazioni utili che possono dare il via ad interessanti studi futuri sul plasma da fusione.

Infine, nell’ultima parte della tesi si è andati a studiare le proprietà di schermaggio dei neutroni da parte del polietilene. Dall’analisi si è potuto notare che si ha una riduzione importante nel flusso neutronico con spessori crescenti, fino a 11 cm. Aggiungendo ulteriori pannelli non si nota un così importante calo del flusso da poter giustificare l’uso di schermi di spessore superiori a 11 cm.

Concludendo, si può affermare che la diagnostica, tralasciando alcune criticità risolvibili, ha funzionato molto bene e che queste misure preliminari si possono considerare un buon punto di partenza per una futura analisi dettagliata del comportamento di plasmi da fusione, a confinamento magnetico.

Bibliografia

- [1] Freidberg, Jeffrey (2007), *Plasma Physics and Fusion Energy*, Cambridge University Press, Cambridge.
- [2] Krane, Kenneth S. (1988), *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, USA.
- [3] Glenn F. Knoll (2010), *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, USA.
- [4] Sito ufficiale ITER, www.iter.org
- [5] Sito ufficiale NNDC, www.nndc.gov
- [6] Sito ufficiale Hamamatsu, www.hamamatsu.com
- [7] D. Cester et al. *Nuclear Instruments and Methods A* 748 (2014) 33-38
- [8] D. Cester et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 719 (2013) 81-84
- [9] Stevanato et al. *Appl. Rad. And Isotopes, Volume 69* (2011) (369-372)