

**ALMA MATER STUDIORUM
UNIVERSITÀ DI BOLOGNA**

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Triennale in Fisica

**Studio delle interazione dei neutroni
in Xenon liquido**

Relatore:
Prof.ssa Gabriella Sartorelli

Correlatore:
Dott. Marco Selvi

Candidata:
Lucia Leardini

Anno Accademico 2010-2011 - Sessione II

Indice

I	La materia oscura	1
1	La materia oscura	3
1.1	La materia oscura nell' universo	3
1.1.1	Evidenze gravitazionali di materia oscura	4
1.1.2	Evidenza cosmologica di materia oscura	7
1.1.3	Costituenti della materia oscura	8
1.2	WIMPs	9
1.2.1	Rivelazione delle WIMPs	10
1.2.2	Metodi diretti di rivelazione delle WIMPs	11
1.3	Metodi sperimentali per la rivelazione diretta	12
1.3.1	Gas nobili allo stato liquido e gassoso (rivelatori a doppia- fase)	13
1.3.2	Il progetto Xenon	15
1.4	Il rumore di fondo	19
1.4.1	Tecniche per discriminare il segnale dal fondo	19
1.4.2	Neutroni del fondo	20
II	Interazioni dei neutroni in Xenon liquido	21
2	Strumenti usati	23
3	Scattering elastico	25
3.1	Fisica dello scattering elastico	25
3.2	Analisi dati	29

4	Cattura neutronica	45
4.1	Fisica della cattura neutronica.	45
4.2	Analisi dati	46
5	Scattering anelastico	59
5.1	Fisica dello scattering anelastico	59
5.2	Analisi dati	59
III	Conclusioni	67

Elenco delle figure

1.1	Rapporto tra la velocità di rotazione e il raggio di una galassia.	5
1.2	Rapporto tra la velocità di rotazione e il raggio di una galassia.	6
1.3	Lensing gravitazionale del cluster di galassie Abell 2218. . . .	6
1.4	Ricostruzione della distribuzione di massa in un cluster di galassie.	7
1.5	Rivelatore a doppia fase, funzionamento.	14
1.6	Schema della camera interna dell'esperimento Xenon10. . . .	16
1.7	Disegno del rivelatore XENON100 nel suo schermo passivo. . .	17
1.8	Disegno del rivelatore XENON100.	18
3.1	Scattering elastico	27
3.2	Andamento del fattore beta in funzione dell'energia cinetica dei neutroni.	28
3.3	Andamento del fattore gamma in funzione dell'energia cinetica dei neutroni.	29
3.4	Confronto del caso non relativistico e relativistico.	30
3.5	Sezioni d'urto elastiche degli isotopi di Xenon da 1 eV a 10 MeV.	32
3.6	Distribuzione angolare dei neutroni con energia iniziale 1 MeV.	33
3.7	Distribuzione angolare dei neutroni con energia 1 MeV (fonte: Janis).	33
3.8	Distribuzione angolare con neutroni incidenti con energia da 2 MeV.	34
3.9	Distribuzione angolare con neutroni incidenti con energia da 5 MeV.	35

3.10	Distribuzione angolare con neutroni incidenti con energia da 10 MeV.	36
3.11	Distribuzione angolare con neutroni incidenti con energia da 20 MeV.	37
3.12	Distribuzione energia di rinculo dello Xenon diffuso da neutroni con energia iniziale 1 MeV.	38
3.13	Distribuzione energia di rinculo dello Xenon diffuso da neutroni con energia iniziale 2 MeV.	39
3.14	Distribuzione energia di rinculo dello Xenon diffuso da neutroni con energia iniziale 5 MeV.	40
3.15	Distribuzione energia di rinculo dello Xenon diffuso da neutroni con energia iniziale 10 MeV.	41
3.16	Distribuzione energia di rinculo dello Xenon diffuso da neutroni con energia iniziale 20 MeV.	42
3.17	Coerenza della formula 3.1 a 30 MeV.	43
4.1	Sezione d'urto della cattura neutronica di ^{129}Xe	47
4.2	Sezione d'urto della cattura neutronica di ^{131}Xe	47
4.3	Sezione d'urto della cattura neutronica di ^{132}Xe	48
4.4	Tempo di cattura dei neutroni termici.	50
4.5	Tempo di cattura dei neutroni termici per ciascun isotopo.	50
4.6	Conteggio isotopi coinvolti nella cattura di neutroni termici.	52
4.7	Conteggio isotopi coinvolti nella cattura neutroni	52
4.8	Tempo di cattura dei neutroni.	53
4.9	Energia a cui i neutroni vengono catturati, nella zona di risonanza (verde) e in quella di non risonanza (rossa).	54
4.10	Tempo di cattura dei neutroni nella zona di risonanza (blu) e in quella di non risonanza (fucsia).	55
4.11	Tempo di cattura dei neutroni per ciascun isotopo di Xenon.	56
4.12	Distribuzione dell'energia totale dei raggi gamma emessi durante la cattura neutronica.	57
5.1	Sezioni d'urto anelastiche per l'isotopo ^{129}Xe	60
5.2	Distribuzione dell'energia totale dei gamma emessi per ^{129}Xe	63

5.3 Distribuzione dell'energia totale dei gamma emessi per ^{131}Xe . . 64

Elenco delle tabelle

3.1	Ricorrenze delle interazioni elastiche di ciascun isotopo.	31
4.1	Sezione d'urto di cattura termica, abbondanza isotopica e media pesata delle due per ciascuno degli isotopi considerati (fonte: PGAA).	49
4.2	Sezioni d'urto di cattura neutronica per gli isotopi nella simulazione di Geant4.	49
5.1	Ricorrenze delle interazioni elastica, anelastica e di cattura neutronica in una simulazione che considera interazioni a 1 MeV di energia.	61
5.2	Sezioni d'urto e percentuali delle interazioni elastica, anelastica e cattura neutronica secondo quanto riportato da Janis; ricorrenze e percentuali per le suddette tre interazioni secondo quanto ottenuto dai dati della simulazione.	62
5.3	Energia dei livelli eccitati per l'isotopo ^{129}Xe (fonte: NUDAT) con le relative sezioni d'urto (fonte: Janis).	62
5.4	Energia dei livelli eccitati per l'isotopo ^{131}Xe (fonte: NUDAT) con le relative sezioni d'urto (fonte: Janis).	63
5.5	Energia dei livelli eccitati per l'isotopo ^{129}Xe e ricorrenze di ciascun livello, come risulta dalla simulazione effettuata con Geant4.	64
5.6	Energia dei livelli eccitati per l'isotopo ^{131}Xe e ricorrenze di ciascun livello come risulta dalla simulazione effettuata con Geant4.	65

Parte I

La materia oscura

Capitolo 1

La materia oscura

Si definisce [1, 2, 3] materia oscura tutto ciò che interagisce debolmente con la radiazione elettromagnetica, ovvero non emette e non assorbe luce.

Ci sono un rilevante numero di osservazioni sperimentali che portano ad affermare che il 23% dell'ammontare totale della materia e dell'energia dell'universo consiste di materia oscura fredda (materia che si muove con una velocità molto minore della velocità della luce), la cui natura è ancora soggetta a numerose investigazioni.

Le WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) sono la classe più probabile di candidati per la materia oscura e le particelle più leggere dei modelli supersimmetrici (SUSY) sono tra le candidate WIMP favorite. Queste particelle possono essere osservate con esperimenti terrestri abbastanza sensibili da misurare la bassa energia del rinculo nucleare che risulta dallo scattering di una WIMP con un nucleo.

Sebbene la sua natura sia ancora sconosciuta, l'esistenza della materia oscura è confermata da diverse osservazioni astronomiche; la sua sezione d'urto di interazione con la materia ordinaria è molto piccola e dev'essere inoltre massiva per produrre effetti gravitazionali.

1.1 La materia oscura nell' universo

Evidenze della presenza di materia oscura nell'universo sono:

- la velocità di rotazione delle stelle alla periferia delle galassie a spirale in funzione della distanza dal centro;
- il moto delle galassie nei grandi ammassi ;
- la presenza di nubi di gas nei cluster di galassie;
- il lensing gravitazionale;
- il fit dei parametri cosmologici.

Un'alternativa all'ipotesi della materia oscura potrebbe essere la modifica della teoria newtoniana della gravità (MODified Newtonian Dynamics (MOND)) (proposta da Milgrom): su distanze astrofisiche la gravità potrebbe comportarsi in modo non Newtoniano e non ci sarebbe quindi bisogno di introdurre la materia oscura. Tuttavia questa teoria è in conflitto con la relatività generale.

1.1.1 Evidenze gravitazionali di materia oscura

Prima evidenza gravitazionale: moto delle stelle nelle galassie. La rotazione dei bracci delle galassie a spirale a grande distanza dal centro della galassia è la prova più convincente della presenza di un alone di materia oscura attorno alla galassia. L'effetto combinato di gas, disco della galassia e alone esteso di materia oscura dà una buona spiegazione delle distribuzioni delle velocità osservate per grandi raggi, (figura 1.1). Per la dinamica Newtoniana, la velocità rotazionale della galassia a una distanza r dal centro segue l'equazione:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}$$

con $M(r) = 4\pi \int \rho(r)r^2 dr$, dove $\rho(r)$ è la densità di massa, e G la costante gravitazionale. La curva di rotazione a grandi distanze dal centro indica che $M(r) \propto r$ (figura 1.2), che si può spiegare solo considerando un alone di materia non visibile con $\rho(r) \propto r^{-2}$ oltre il disco di materia visibile.

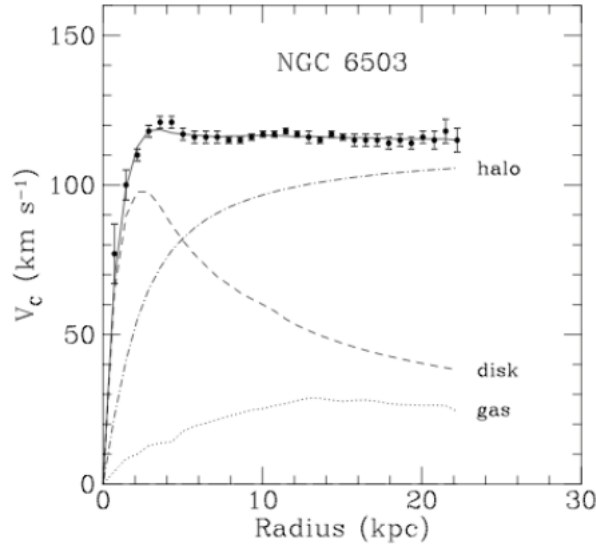


Figura 1.1: Rapporto tra la velocità di rotazione e il raggio delle galassie a spirale. In figura sono riportati i contributi dei componenti della galassia alla sua massa totale: la massa del disco e del gas comporterebbero un andamento simile a quello kepleriano (figura 1.2), tuttavia con l’aggiunta del contributo dell’alone di materia oscura attorno alla galassia si ottiene l’andamento suggerito dai dati sperimentali.

Seconda evidenza gravitazionale: moto delle galassie nei cluster.

Negli anni '30, Zwicky scopre un’anomalia nella velocità delle galassie all’interno dell’ammasso della Chioma di Berenice: le galassie si muovono infatti molto più velocemente di quanto atteso per un sistema gravitazionalmente legato con una massa totale pari a quella “visibile”; l’interpretazione dei dati portò ad assumere la presenza di massa invisibile nei cluster.

Terza evidenza gravitazionale: presenza di nubi di gas nelle galassie e nei cluster.

Foto da satellite mostrano, in corrispondenza di alcuni grandi ammassi, la presenza di grandi nubi di gas “caldo” che emette una debole quantità di raggi X. La presenza di questo gas fa supporre una forte attrazione gravitazionale in grado di mantenerlo confinato: la sola massa delle galassie visibili non sarebbe sufficiente, deve quindi esserci materia oscura

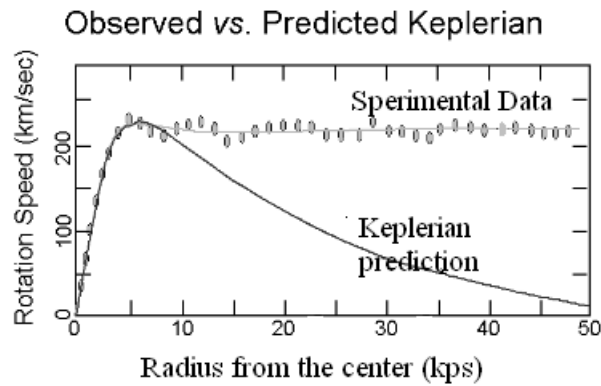


Figura 1.2: Andamento della velocità di rotazione delle galassie in funzione del loro raggio secondo la teoria kepleriana, confrontato con l'andamento dei dati sperimentali.

diffusa fra le galassie di un ammasso.

Quarta evidenza: lenti gravitazionali. Abell 2218, un cluster di galassie lontano circa 3 miliardi di anni luce, devia la luce dalle galassie retrostanti creando lunghi e deboli archi. La distorsione osservata può essere usata per misurare la massa del cluster deflettore e confrontarlo con la sua massa luminosa. È un'ulteriore evidenza di materia oscura. La figura 1.3 mostra il fenomeno del lensing gravitazionale, mentre la figura 1.4 è una ricostruzione della distribuzione di massa in un cluster di galassie.

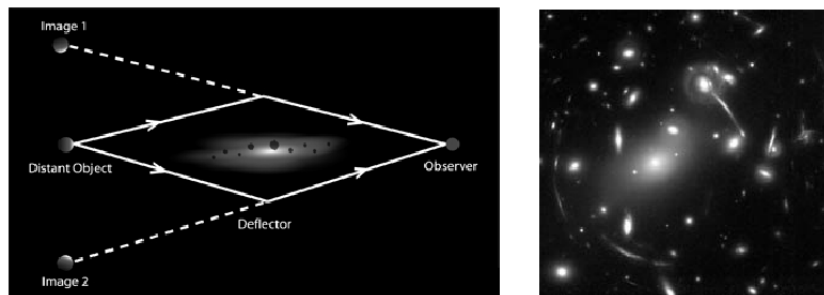


Figura 1.3: Lensing gravitazionale del cluster di galassie Abell 2218: schema del fenomeno a sinistra, effetto di distorsione della luce a destra.

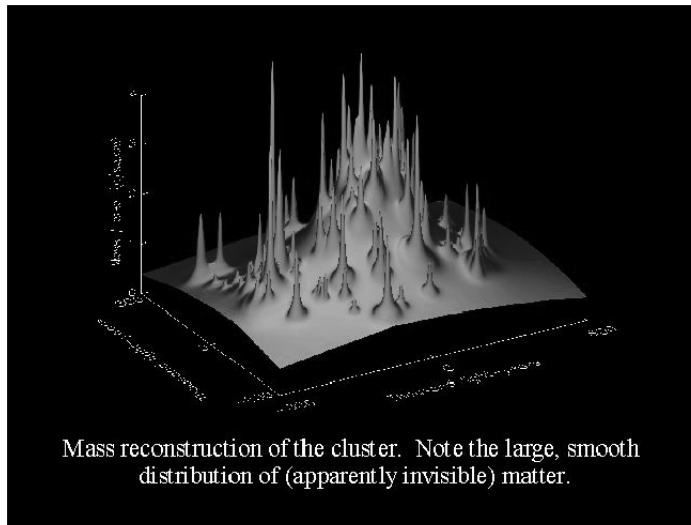


Figura 1.4: Ricostruzione della distribuzione di massa in un cluster di galassie.

1.1.2 Evidenza cosmologica di materia oscura

La dinamica dell'universo è descritta dall'equazione della relatività generale di Einstein che può essere scritta come:

$$R_{\mu\nu} = 8\pi G \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right)$$

dove G è la costante gravitazionale, $T_{\mu\nu}$ il tensore energia-impulso, $g_{\mu\nu}$ la metrica dello spazio-tempo e T la traccia del tensore energia-impulso, e con la metrica di Friedmann-Robertson-Walker

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right]$$

(in coordinate (t, r, θ, ϕ) , dove $a(t)$ che indica il fattore di scala dipendente dal tempo e il parametro k una costante); si definisce la densità critica $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 8 \cdot 10^{-30} \text{ g/cm}^3$ (ρ_c corrisponde a circa 4 protoni/m³), dove H_0 è la costante di Hubble e G la costante gravitazionale, e il parametro di densità $\Omega = \rho/\rho_c$; utilizzando il tensore di Einstein e le equazioni di Friedmann segue che sono possibili tre tipi di universi:

- $\Omega > 1, k > 0$ universo con curvatura positiva;
- $\Omega = 1, k = 0$ universo piatto;
- $\Omega < 1, k < 0$ universo con curvatura negativa.

I risultati sperimentali riguardanti la misura di anisotropie nel fondo cosmico a micro-onde (CMB) mostrano che l'ipotesi più probabile è quella di un universo piatto, cioè $\Omega = 1$. Questi dati sperimentali favoriscono anche un'interpretazione della ripartizione della densità dell'universo nel seguente modo: $\Omega = \Omega_B + \Omega_{DM} + \Omega_\Lambda$, dove Ω_B indica la materia barionica (materia ordinaria fatta di neutroni e protoni), visibile (1%) e invisibile (3%), $\Omega_{DM} = 23\%$ la materia oscura non barionica (di natura e caratteristiche ignote), $\Omega_\Lambda = 73\%$ l'energia oscura (di natura e origine ignote, si ipotizza abbia come effetto quello di far accelerare l'universo e di renderlo "piatto").

1.1.3 Costituenti della materia oscura

Come si è già visto in precedenza la materia oscura è costituita da una componente barionica e una non barionica.

La parte barionica, materia ordinaria fatta di protoni e neutroni, è rappresentata da:

- nane brune o pianeti come Giove;
- resti di stelle fredde (buchi neri, stelle di neutroni, nane bianche);
- buchi neri primordiali (lasciati dopo il Big Bang).

Tutte queste manifestazioni di materia oscura barionica sono collettivamente chiamate Massive Compact Halo Objects (MACHOs). La tecnica usata per rilevarli si basa sul fenomeno del microlensing gravitazionale: se un MACHO si interpone fra la terra e una stella può causare un apparente aumento di luminosità della stella di breve durata (giorni o mesi). Dal momento che numerosi corpi celesti hanno variazioni più o meno periodiche della loro

luminosità, bisogna fare attenzione a non confonderli con fenomeni di microlensing. Sono stati osservati diversi candidati MACHOs e il numero totale di MACHOs che se ne può dedurre non è sufficiente a spiegare la velocità di rotazione della nostra galassia; questo conferma il fatto che i MACHOs non costituiscono sicuramente la totalità della materia oscura dell' universo.

La componente di materia oscura non barionica si divide in:

1. materia oscura fredda (particelle che si muovono a velocità molto inferiore a quella della luce):
 - WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles);
 - assioni;
2. materia oscura calda (particelle che si muovono a velocità prossime a quelle della luce):
 - neutrini.

Tuttavia queste ipotesi, prese singolarmente, non sono completamente soddisfacenti; si è dunque pensato ad un modello ibrido in cui entrambi i tipi di materia oscura siano presenti. Si ritiene comunque che il ruolo dominante sia giocato dalla materia oscura fredda.

Di seguito tratteremo solo un tipo di materia oscura: le WIMPs.

1.2 WIMPs

WIMP indica genericamente una particella massiva neutra che interagisce molto debolmente (Weakly INteracting Massive Particles). Non è contemplata nell'ambito del Modello Standard delle Interazioni Deboli; in realtà a seconda del modello teorico che si prende in considerazione, può avere proprietà molto diverse sia in termini di massa, che in termini di modalità di interazione; il range di massa va da pochi GeV a 1 TeV.

I candidati più naturali per le WIMP vanno cercati nelle estensioni supersimmetriche al Modello Standard delle Interazioni Deboli. Le teorie supersimmetriche prevedono che ad ogni particella corrisponda una sua “ombra” con spin diverso (se la particella aveva spin semi-intero, la sua ombra ha spin intero e viceversa). Questo riflette l’idea che a energie sufficientemente alte la distinzione fra bosoni e fermioni scompaia; in quest’ambito il candidato WIMP più naturale è la più leggera particella supersimmetrica: il neutralino χ .

Se le WIMPs sono i principali costituenti della materia oscura devono essere presenti a scale galattiche per spiegare le curve di rotazione delle galassie a spirale, perciò lo spazio intorno alla terra deve essere permeato da un flusso di WIMPs la cui densità e velocità può essere calcolata. Una stima ragionevole (che dipende però dai dettagli del modello di alone galattico considerato) è:

$$\begin{aligned}\rho_{WIMP} &= 0.3 \text{ GeV/cm}^3 \\ v_{media} &\simeq 270 \text{ km/s}\end{aligned}$$

(con velocità massima uguale alla velocità di fuga dalla galassia $v \simeq 650$ km/s). Bisogna tener conto che la velocità apparente è la composizione della velocità media delle WIMPs, della velocità del sistema solare attraverso l’alone galattico $v_0 = 230$ km/s e della velocità della terra sulla sua orbita $v_t = 30$ km/s.

1.2.1 Rivelazione delle WIMPs

Metodi indiretti. Si basano sull’idea che le WIMPs possano rimanere intrappolate gravitazionalmente attorno al sole o alla terra stessa; in questa maniera aumenta la loro densità e di conseguenza la probabilità che avvengano le reazioni di annichilazione ($\chi + \chi' \rightarrow W + W$, $\chi + \chi' \rightarrow Z + Z$ e $\chi + \chi' \rightarrow f + f$ dove f = fermione (ν , leptone, quark)).

Si vanno in seguito a rivelare i prodotti di annichilazione (quali raggi gamma, neutrini, positroni, anti-protoni e così via) da specifiche direzioni e posizioni in modo da fornire informazioni indirette sull’energia della materia oscura e sulla sua distribuzione.

Metodi diretti. Siccome il nostro sistema solare si muove nella galassia, la terra incontra l'alone di materia oscura con una certa velocità. Le WIMPs dell'alone possono così avere scattering elastici con i nuclei bersaglio di un rivelatore terrestre e lasciare un piccolo quantitativo di energia (meno di 100 keV) al nucleo che rincula. Rilevare in modo soddisfacente questa energia dal rinculo del nucleo darebbe una forte prova di una rivelazione diretta di WIMPs.

Il problema più grande che si presenta è la discriminazione degli eventi di rinculo dovuti alle WIMPs dagli eventi del fondo; in particolare, i raggi gamma e i neutroni del fondo sono coinvolti in interazioni di diffusione con elettroni e nuclei bersaglio con energie molto simili a quelle che si hanno per interazioni attribuite a WIMPs.

Il tipo di studio che viene trattato nel Capitolo 2 utilizza metodi di rivelazione diretta. Di seguito se ne approfondisce la conoscenza.

1.2.2 Metodi diretti di rivelazione delle WIMPs

La reazione che viene studiata nella maggior parte degli esperimenti è quella di scattering su nucleo, ovvero si va a osservare il rinculo del nucleo colpito. Per le masse di WIMPs ipotizzate (fra 10 GeV e 1 TeV) e a causa delle piccole velocità in gioco ($\simeq 200$ km/s), l'energia cinetica di rinculo è tipicamente piccola (inferiore a 100 keV). Per identificare un segnale proveniente dall'interazione di una WIMP è necessario confrontare il rate di eventi attesi con lo spettro di energia, a cui è stato tolto il rumore di fondo, che si ottiene dall'esperimento. Dati i flussi di WIMPs previsti, provenienti dallo spazio, e le sezioni d'urto di interazione piccolissime (le sezioni d'urto di interazione delle WIMPs non sono note, i modelli teorici predicono valori pari a $\sigma = 10^{-48} \div 10^{-41}$ cm²) ci si aspetta un numero di interazione molto basso: il rate va da 1 a 10^{-5} eventi/kg/giorno. La modalità di interazione (sezione d'urto e spettro di rinculo) delle WIMPs dipende dal tipo di nucleo bersaglio, è quindi utile che all'interno di uno stesso esperimento si usino bersagli con numero di massa A diversi; inoltre, se fosse possibile misurare la direzione di

rinculo del nucleo, si potrebbe avere una prova della provenienza “cosmica” delle WIMPs osservando per esempio la modulazione giorno-notte.

Problemi sperimentali nella rivelazione delle WIMPs

Gli eventi di interazione sono estremamente rari, quindi è difficile ottenere una quantità soddisfacente di informazioni sul fenomeno e sono richiesti rivelatori molto grandi che a causa della necessità di ridurre il fondo sono posti in laboratori sotterranei e a cui vengono applicate diverse strategie di schermaggio.

Oltre ai problemi legati alla parte tecnica della rivelazione, sorgono problemi legati al fatto che la sezione d’urto e il flusso di WIMPs non sono noti precisamente perciò si ha incertezza sui rate attesi e al fatto che l’energia da misurare è piccola (~ 10 keV).

1.3 Metodi sperimentali per la rivelazione diretta

Per la rivelazione delle WIMPs si sfrutta solitamente:

- la scintillazione;
- la ionizzazione (presenza di coppie ione-elettrone);
- la presenza di fononi (calore).

Negli esperimenti si usano queste tecniche di rivelazione sperimentale singolarmente o combinate insieme.

I primi tentativi di rivelazione diretta di WIMPs sono iniziati negli anni ’80. Gli esperimenti iniziali usavano rivelatori preesistenti quali rivelatori di ionizzazione con germanio e silicio altamente puri; le attività del fondo erano eliminate ponendo gli apparati sottoterra e con opportune schermature. Si confrontava in seguito il rate di eventi atteso con quelli contati durante le osservazioni.

Negli anni '90 si iniziò ad utilizzare tecniche in grado di distinguere il rinculo di elettroni da quello dei nuclei usando parametri del rivelatore come la PSD (pulse-shape discrimination). Tuttavia la discriminazione era scarsa ed era quindi difficile distinguere gli eventi che venivano realmente dall'interazione di WIMPs.

I rivelatori criogenici sviluppati negli ultimi anni hanno una maggiore discriminazione del rumore di fondo e forniscono una maggiore sensibilità per la rivelazione diretta di materia oscura. Questo tipo di rivelatori, in particolare quelli che usano gas nobili allo stato liquido, sono degli ottimi scintillatori e possono dare sufficienti informazioni anche sulla ionizzazione con l'applicazione di un campo elettrico. Possono avere fase singola (il mezzo utilizzato è solo allo stato liquido) oppure a doppia fase; nei rivelatori a doppia fase il mezzo è sia in forma gassosa che liquida, così che si possano misurare contemporaneamente la ionizzazione e la scintillazione.

Soffermiamoci ora sui rivelatori a doppia fase dato che l'esperimento XENON, su cui si basano le simulazioni usate nel Capitolo 2, sono riferite a un esperimento di questo tipo (si veda il paragrafo 1.3.2).

1.3.1 Gas nobili allo stato liquido e gassoso (rivelatori a doppia-fase)

La scelta dei gas nobili è dovuta alle loro caratteristiche:

- permettono l'uso su grandi scale (sono relativamente economici per rivelatori di grandi dimensioni);
- vengono facilmente portati alle temperature di condensazione, necessarie per gli esperimenti: 170 K per lo xenon liquido (LXe) e 87 K per l'argon liquido (LAr);
- sono autoschermanti: molto efficaci (in particolare LXe) per la riduzione di rumore di fondo esterno;

- per lo Xenon: non ci sono isotopi radioattivi con vita media lunga (il Kr-85 può essere rimosso);
- per l'Argon: l'Ar-39 radioattivo rappresenta un problema ma ci sono modi per evitarlo.

Come discusso precedentemente, questi rivelatori misurano simultaneamente segnali di scintillazione e ionizzazione. Il rinculo del nucleo causa una piccola traccia di atomi ionizzati (ione-elettrone); parte di questi atomi ionizzati si ricombina velocemente con l'emissione di fotoni che costituiscono la luce della scintillazione diretta o scintillazione primaria S1. Il numero di elettroni di prima ionizzazione è piccolo e dunque non sarebbe stato possibile rilevare l'interazione con strumenti sensibili alla carica.

Questi elettroni non ricombinati sono fatti migrare tramite un campo elettrico (E_d nella figura 1.5) fino a raggiungere la fase gassosa del rivelatore dove producono altri fotoni, per scintillazione (proportional scintillation, indicata con S2) a causa di un ulteriore campo ancora più elevato (E_g nella figura 1.5).

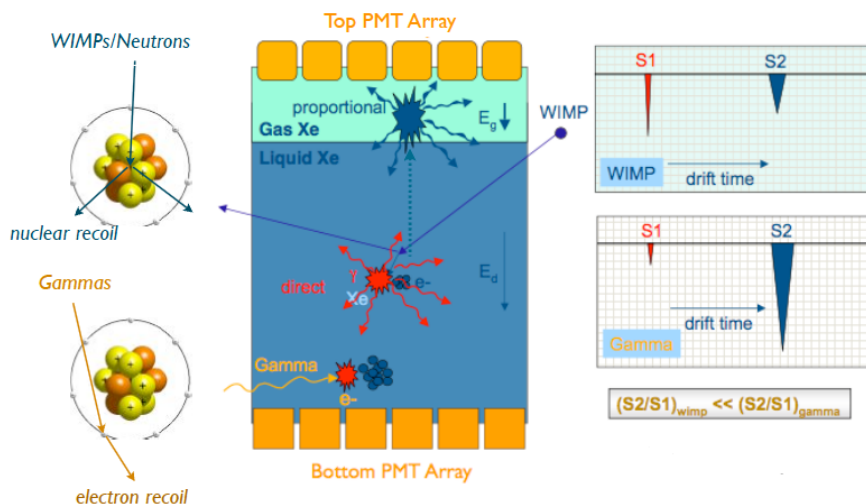


Figura 1.5: Schema di un rivelatore a doppia fase e delle interazioni di WIMP e gamma messe a confronto; i diversi segnali S1 e S2 prodotti permettono di discriminare gli eventi prodotti dal fondo dagli eventi di interesse.

Il passaggio di una particella (WIMP o fondo di vario genere) nel rivelatore provoca quindi due segnali S1 ed S2 (figura 1.5) separati da un tempo

caratteristico che dipende dal punto in cui è avvenuta l'interazione. Il segnale dovuto alle WIMP però ha rapporto S2/S1 molto minore rispetto a quello delle particelle β o γ in quanto il rinculo del nucleo porta a una densità di coppie ioni-elettroni molto elevata; la probabilità di ricombinazione e di emissione di luce S1 è dunque molto alta rispetto alla quantità di elettroni che rimangono liberi di muoversi e produrre la luce S2. Una particella β o γ invece produce una densità di coppie elettroni-buca più bassa perciò anche la probabilità di ricombinazione è più bassa. Ciò che cambia in sostanza è il rapporto S2/S1: $(S2/S1)_{WIMP} < (S2/S1)_{\gamma/\beta}$.

In questo modo è possibile discriminare il fondo dagli eventi che indicano una possibile interazione di WIMP tramite il rapporto tra scintillazione e ionizzazione, S2/S1.

1.3.2 Il progetto Xenon

Il progetto XENON per la materia oscura cerca rinculi nucleari prodotti dallo scattering di WIMPs contro nuclei. In un percorso a tappe sono stati costruiti sottoterra, ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) dell'INFN, esperimenti con massa crescente e minore rumore di fondo per studiare le sezioni d'urto di scattering previste dai più favoriti modelli supersimmetrici.

La grande sensibilità di XENON alla materia oscura è dovuta alla combinazione di un grande e omogeneo volume di xenon liquido (LXe) ultra puro (lo xenon è puro per sue caratteristiche, un possibile contaminante è il kripton che però si sa come rimuovere), come bersaglio per le WIMPs, in un rivelatore che misura non solo l'energia ma anche le tre coordinate spaziali di ciascun evento che avviene all'interno della zona attiva del rivelatore (entro le due griglie, in figura 1.6). Il grande numero di massa ($A = 130$) conferisce inoltre un alto rate per l'interazione Spin Independent delle WIMP (che si presume proporzionale a A^2).

Dato lo spettro energetico di rinculo da interazioni delle WIMPs, che scende di intensità molto rapidamente, e le sezioni d'urto di interazioni previste, che sono molto basse, le difficoltà per XENON, come per tutti gli esperimenti a rivelazione diretta, sono di ottenere un rumore di fondo e un'energia di soglia

molto bassi.

I rivelatori di XENON sono a doppia fase (fase liquida e gassosa), con *time projection chambers* (TPCs) e rivelazione simultanea della luce di scintillazione dello xenon (S1), a livello di pochi keV, e della ionizzazione a livello del singolo elettrone. Il rapporto S2/S1 prodotto dall'interazione di una WIMP (o di un neutrone) è diverso da quello prodotto da una interazione elettromagnetica, permettendo così la discriminazione della maggior parte del rumore di fondo prodotto da particelle gamma o beta con un'efficienza attorno 99.5%, al 50% dell'accettazione del rinculo nucleare. La localizzazione degli eventi con una risoluzione del millimetro e la capacità autoschermante dello xenon permettono di ridurre ulteriormente il rumore di fondo selezionando un volume fiduciale: lo xenon liquido è molto denso, ciò significa che selezionando solo gli eventi che avvengono nella regione più interna del rivelatore si riduce significativamente la presenza di fondo esterno.

La fase di ricerca e sviluppo del progetto XENON è culminata in un prototipo con una TPC contenente 10 kg di xenon, XENON10, operativo ai LNGS dal 2006 al 2007. XENON10 ha ottenuto alcuni dei migliori limiti sulle caratteristiche delle WIMPs riportati fino ad allora. In figura 1.6 è riportata la camera interna di XENON10.

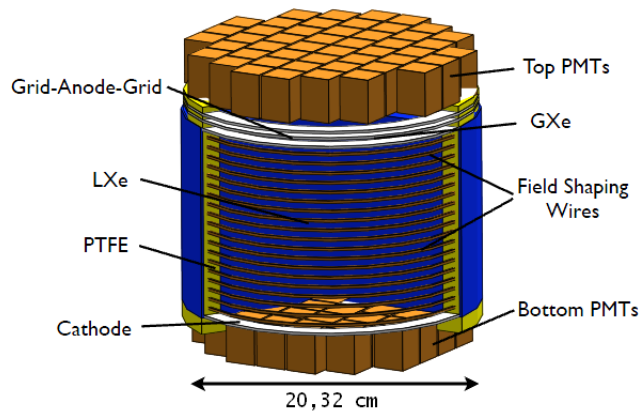


Figura 1.6: Schema della camera interna dell'esperimento Xenon10.

Per migliorare la sensibilità nel rivelare gli scattering tra WIMP e nucleo rispetto alla situazione del 2007, si è progettata una nuova TPC con un

fattore 10 di massa in più e un fattore 100 di rumore di fondo in meno, disegnata in modo da essere inserita nello schermo passivo costruito ai LNGS per XENON10 (figura 1.7).

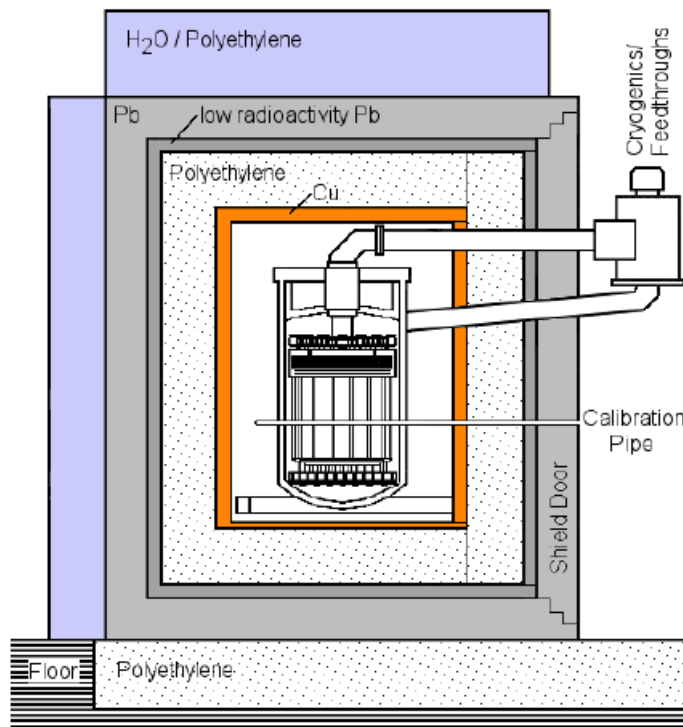


Figura 1.7: Disegno del rivelatore XENON100 nel suo schermo passivo. Lo schermo è costituito di rame, polietilene, piombo e contenitori d'acqua.

Concentrandosi sulla performance del rivelatore, l'obiettivo di una rapida realizzazione di un nuovo e migliorato esperimento, XENON100, è stato raggiunto con successo. I primi risultati di XENON100, ottenuti da solo 11 giorni di acquisizione dati durante il periodo di messa in funzione alla fine del 2009, hanno dimostrato che il rate del fondo è effettivamente 100 volte minore rispetto a quello di XENON10. In figura 1.8 è riportata la struttura interna del rivelatore XENON100.

Al momento, XENON100 ha posto un limite molto stretto per il grande range di masse delle WIMPs ed è attualmente l'unico esperimento di rivelazione diretta in funzione ad aver raggiunto la sensibilità di $2 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ a $100 \text{ GeV}/c^2$ entro il 2012, all'interno di un realistico potenziale di rivelazione

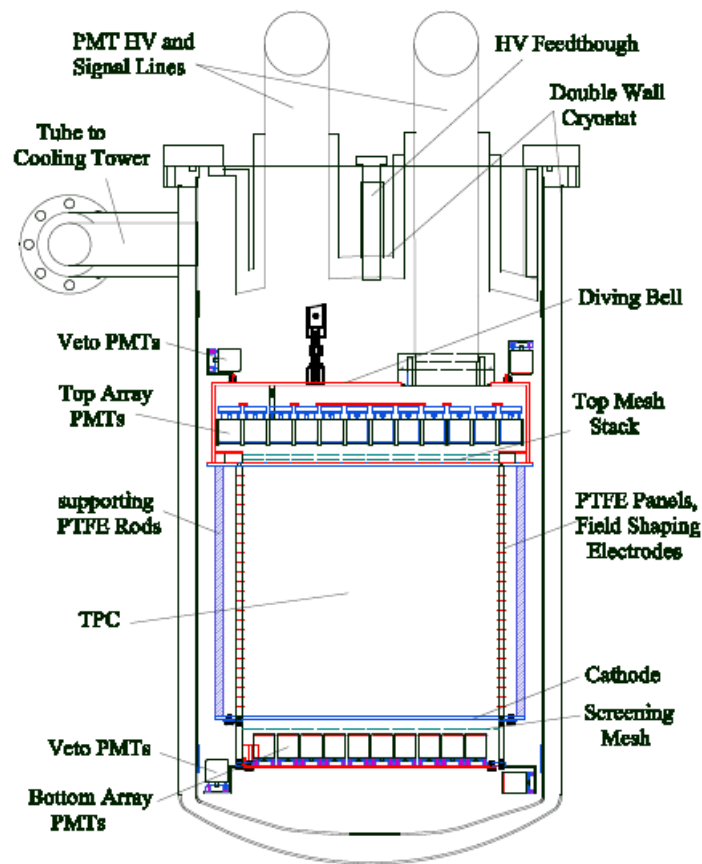


Figura 1.8: Disegno del rivelatore XENON100. La TPC interna contiene 62 kg di xenon liquido come bersaglio ed è circondata da tutte le parti da un veto di 99 kg di xenon liquido attivo.

delle WIMPs.

L'obiettivo successivo sarà XENON1T: 2500 kg di LXe di cui 1000 kg nel volume fiduciale, già nella fase di disegno tecnico. XENON100 sarà tenuto in funzione e attivo in parallelo alla costruzione di XENON1T. Un miglioramento dello strumento è già stato previsto per testare le nuove tecnologie richieste per XENON1T e per migliorare la performance di XENON100 in termini di discriminazione di rumore di fondo ed energia di soglia.

1.4 Il rumore di fondo

Il rumore di fondo, che crea notevoli problemi nella rivelazione delle interazioni delle WIMPs, è da attribuire a:

- raggi cosmici (p, n, π , e, μ ...): questo tipo di fondo risulterebbe totalmente dominante sul segnale perciò tutti gli esperimenti sono situati in laboratori sotterranei;
- radioattività ambientale in prossimità del rivelatore (α , β , γ , n): è necessario schermare molto bene il rivelatore; le particelle α e β vengono schermate facilmente mentre è più difficile schermare γ e n. Per i γ si utilizzano strati di materiale denso e ad alto numero atomico Z (per esempio il piombo) mentre per i neutroni sono più efficaci materiali idrogenati (acqua e paraffina);
- radioattività del rivelatore stesso (interna e superficiale α , β , γ , n): il problema si attenua con l'utilizzo di materiale molto puro, inoltre sono applicate tecniche per discriminare il segnale dovuto ad α , β , γ da quello dovuto a un nucleo sfruttando le diverse modalità di perdita di energia.

1.4.1 Tecniche per discriminare il segnale dal fondo

Nonostante le precauzioni per evitare contaminazioni, rimane in tutti i casi un fondo residuo da tenere in considerazione. Purtroppo lo spettro di energia del rinculo del nucleo non ha caratteristiche particolari che permettano di distinguerlo da quello del fondo ed è quindi necessario adottare delle tecniche di discriminazione per separare, a livello di analisi, il fondo dal segnale. Le tecniche adottate variano a seconda del rivelatore ma sfruttano in generale la diversa risposta dei rivelatori a particelle di natura diversa.

Le due classi di eventi che si vogliono separare sono

1. il deposito di energia elettromagnetica dovuto a β e γ (fondo);
2. il rinculo di nuclei (segnale).

Le tecniche di discriminazione usate sono:

- pulse shape discrimination: viene usata comunemente negli scintillatori per distinguere il segnale dovuto a particelle di diversa natura; si ha differente forma temporale dell'impulso di luce emesso a seconda che la particella sia altamente o debolmente ionizzante. Purtroppo per lo Xenon questa tecnica è piuttosto inefficiente;
- rivelatori ibridi: lo stesso cristallo viene usato simultaneamente come bolometro e come rivelatore a stato solido (o scintillatore); la possibilità di discriminare il segnale dal fondo si basa sul fatto che, a parità di energia, le particelle debolmente ionizzanti (β e γ) producono più coppie elettrone/buca rispetto alle particelle altamente ionizzanti (nuclei). In quanto bolometro il rivelatore registra tutta l'energia della particella (E_{tot}) mentre in quanto rivelatore a stato solido rivela solo la parte di energia persa per ionizzazione (E_{ion}), si calcola in seguito il rapporto $R = \frac{E_{ion}}{E_{tot}}$; R sarà maggiore per le particelle debolmente ionizzanti come β e γ ;
- rapporto S2/S1, come discusso nel capitolo 1.3.1.

1.4.2 Neutroni del fondo

I neutroni residui, sopravvissuti a tutte le tecniche di schermaggio adottate, costituiscono un fondo particolarmente pericoloso in quanto producono lo stesso segnale delle WIMPs, un rinculo nucleare; per questo motivo, la discriminazione dei neutroni richiede un approccio diverso da quello usato per gli altri tipi di fondo. In questa tesi ci si occupa appunto di studiare le caratteristiche delle interazioni che i neutroni hanno con lo Xenon: elastiche, anelastiche e cattura neutronica. I risultati ottenuti sono descritti in dettaglio nel Capitolo 2.

Parte II

Interazioni dei neutroni in Xenon liquido

Capitolo 2

Strumenti usati

Tutta la parte dedicata all'analisi degli eventi è stata fatta per mezzo di *Root* [4], un potente software, orientato ad oggetti, di analisi dei dati.

Per quanto riguarda la generazione dei file di dati prodotti da una simulazione si è usato *Geant4* [5]. *Geant4* (abbreviazione di GEometry ANd Tracking, geometria e tracciamento) è una piattaforma per la simulazione del passaggio di particelle attraverso la materia; include anche strumenti per la definizione e il trattamento della geometria, tracciamento, risposta dei rivelatori.

Per confrontare i risultati ottenuti e avere conferma della loro correttezza si è fatto riferimento a *Janis 3.2* [6]. *JANIS* (Java-based nuclear information software), sviluppato dalla *OECD Nuclear Energy Agency and Aquitaine Electronique Informatique*, è un programma per facilitare la visualizzazione e la manipolazione dei dati riguardanti i nuclei atomici; in particolare è stato usato per ottenere la rappresentazione grafica delle distribuzioni angolari e delle sezioni d'urto per varie interazioni dei neutroni coi nuclei di Xenon.

Per questi ultimi due strumenti, le librerie di dati prese in considerazione sono *ENDF/B-VI.8* e *ENDF/B-VII.0*.

Capitolo 3

Scattering elastico

3.1 Fisica dello scattering elastico

Lo scattering elastico si verifica quando due o più particelle si scontrano senza alcuna perdita di energia. Ciò significa che mentre le direzioni delle particelle possono cambiare, l'energia cinetica totale del sistema si conserva sempre. Consideriamo per semplicità lo scattering di un elettrone e di un nucleo. Dalla conservazione dell'energia e dell'impulso:

$$p + P = p' + P'$$

dove si è considerato il nucleo fermo, perciò:

$$p = (E/c; p) \quad p' = (E'/c; p')$$

$$P = (mc; 0) \quad P' = (E'_N/c; P')$$

$$p^2 + 2pP + P^2 = p'^2 + 2p'P' + P'^2.$$

L'urto è elastico quindi, definendo con m_e la massa dell'elettrone e con M quella del nucleo:

$$p^2 = p'^2 = m_e c^2$$

$$P^2 = P'^2 = M c^2$$

$$pP = p'P'.$$

Per l'elettrone diffuso:

$$pP = p'(p + P - p') = p'p + p'P - m_e^2 c^2$$

da cui moltiplicando a destra e sinistra per c^2

$$EMc^2 = E'E - pp'c^2 + E'Mc^2 - m_e^2 c^4.$$

A energie elevate si trascura $m_e^2 c^4$ ed $E \cong pc$

$$EMc^2 = EE'(1 - \cos \theta) + E'Mc^2.$$

Si otterrà infine l'energia con cui l'elettrone viene diffuso:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{Mc^2}(1 - \cos \theta)}.$$

Il rinculo trasferito al bersaglio è dato da $E_R = E' - E$.

Nel nostro caso i proiettili sono neutroni e quindi di massa non trascurabile, neppure ad alte energie; la diffusione del neutrone sarà allora descritta, nel caso non relativistico, da:

$$E_R = \frac{\mu_N^2 v_n^2 (1 - \cos \theta)}{m_N}, \quad (3.1)$$

equazione che fornisce l'energia di rinculo del nucleo di Xenon (E_R). Con μ_N si indica la massa ridotta di neutrone e Xenon:

$$\mu_N = \frac{m_N \cdot m_n}{m_N + m_n} \quad (3.2)$$

dove m_N è la massa del nucleo di Xenon e m_n è la massa del neutrone; la velocità con cui il neutrone arriva sul bersaglio è indicata da v_n , l'argomento del coseno è l'angolo tra la direzione iniziale e finale del neutrone, come si può vedere in figura 3.1.

Si è poi verificato che effettivamente la formula 3.1, che utilizza l'appros-

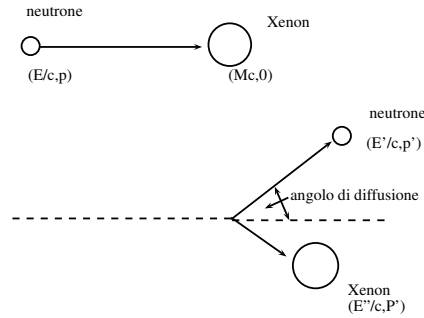


Figura 3.1: Schema della diffusione elastica tra neutrone e Xenon con definizione delle variabili coinvolte.

simazione non relativistica, descrive bene il comportamento delle particelle nel range di energia di interesse ($K_n \in [1 \text{ keV}, 30 \text{ MeV}]$). Le figure 3.2 e 3.3 lo dimostrano: il fattore beta, che è il rapporto tra la velocità della particella e la velocità della luce, tende ad avere un andamento lineare al crescere dell'energia; il fattore gamma ha come valore iniziale 1 e tende all'infinito al crescere dell'energia.

L'energia cinetica dei neutroni incidenti e l'energia di rinculo dei nuclei di Xenon vengono usate per confrontare il caso non relativistico e relativistico. Per il confronto non relativistico si considera l'equazione 3.1; assumendo $\theta = 180^\circ$, l'espressione si riduce a

$$E_R = \frac{m_n^2 m_N (2v_n^2)}{(m_n + m_N)^2}.$$

Evidenziando la dipendenza dall'energia cinetica del neutrone si ottiene

$$E_R = \frac{m_n m_N (4T_n)}{(m_n + m_N^2)}$$

(dove T_n è l'energia cinetica dei neutroni), che è l'espressione usata per tracciare il grafico in figura 3.4.

Per il caso relativistico si sono mantenuti l'energia cinetica dei neutroni e il coseno del caso non relativistico; le espressioni usate sono:

$$p_n = \sqrt{(T_n^2 + 2m_n T_n c^2)}$$

per l'impulso del neutrone;

$$\beta = \frac{p_n c}{E_n^{lab} + E_{Xe}^{lab}} = \frac{(\gamma m_n v_n^{lab})}{\gamma m_n + m_N}$$

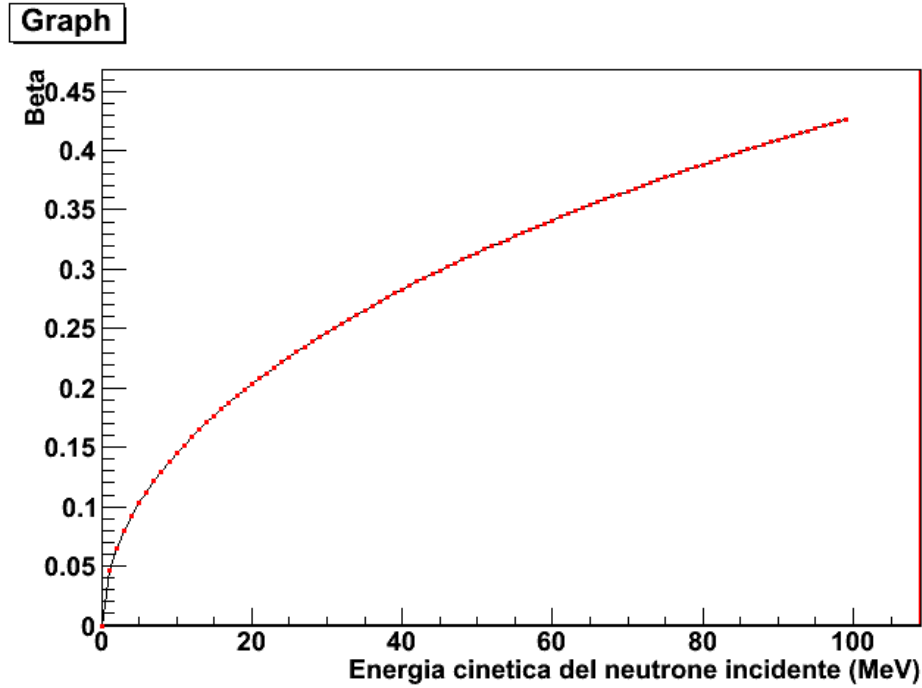


Figura 3.2: Andamento del fattore beta in funzione dell'energia cinetica dei neutroni.

per il cambiamento dal laboratorio, in cui il nucleo è fermo, al centro di massa;

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{(1 - \beta^2)}};$$

$$v_{Xe,fin}^{lab} = \frac{2\beta}{(1 + \beta^2)}$$

per la velocità del nucleo dopo lo scattering;

$$T_{Xe,fin} = E_{Xe}^{TOT} - m_N c^2$$

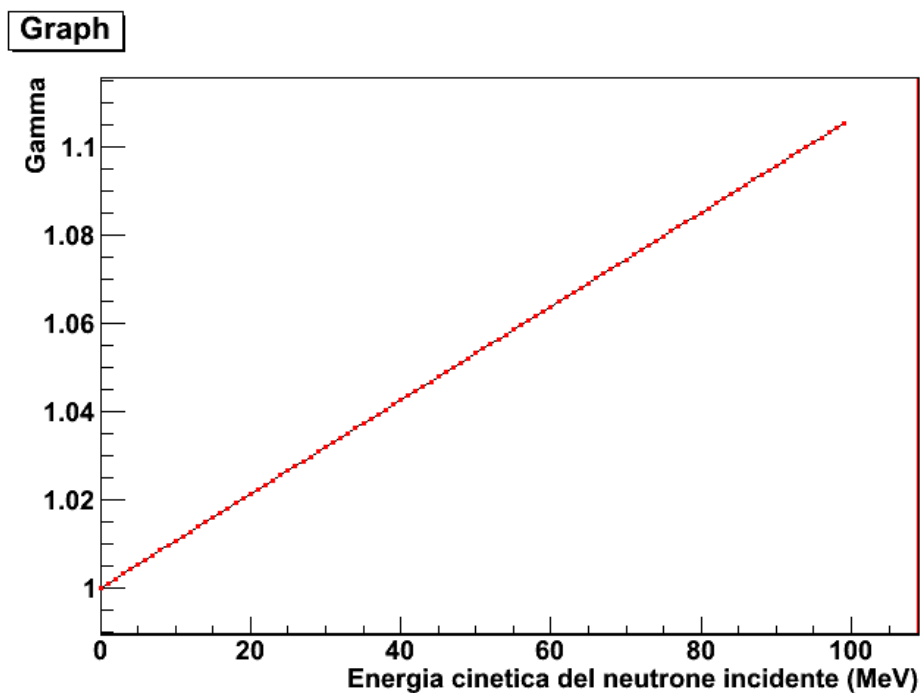


Figura 3.3: Andamento del fattore gamma in funzione dell'energia cinetica dei neutroni.

per l' energia di rinculo del nucleo. Sostituendo in quest' ultima espressione la formula per la velocità finale del nucleo ottengo l' espressione che si utilizzerà per disegnare il grafico in figura 3.4:

$$T_{Xe,fin} = \sqrt{(\gamma v_{Xe,fin}^{lab} m_N c)^2 + (m_N c^2)^2} - m_N c^2;$$

Dalla figura 3.4 si vede che il comportamento relativistico e non relativistico coincidono fino a circa 50 MeV; dopo 50 MeV la differenza fra i due approcci è comunque minima e quindi trascurabile.

3.2 Analisi dati

Per analizzare lo scattering elastico si utilizza un file di dati prodotti da una simulazione generata da Geant4.

Sono stati generati neutroni di energia fissata, al centro di un volume di

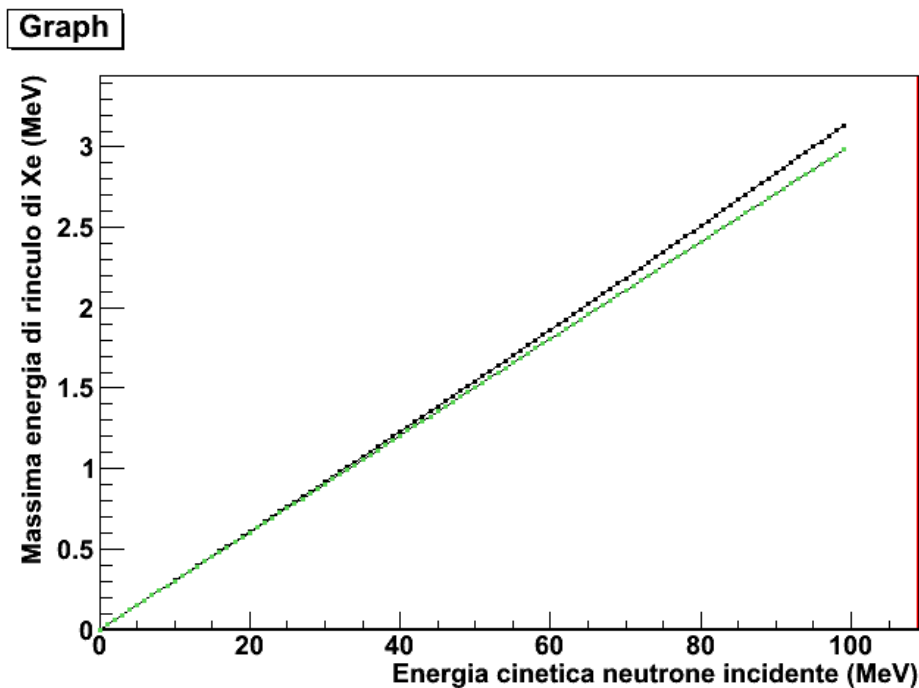


Figura 3.4: Confronto del caso non relativistico (verde) e relativistico (nero). In ascissa è riportata l'energia cinetica del neutrone incidente sul nucleo di Xenon, in ordinata è riportata l'energia di rinculo del nucleo.

Xenon liquido e si sono registrati i dati relativi ad ogni interazione fra neutroni e nuclei di Xenon. Le informazioni in uscita sono:

- tipo di interazione avvenuta (in questo sezione è sempre una interazione elastica);
- energia dei neutroni incidenti (in MeV);
- direzione iniziale dei neutroni incidenti (per convenienza la si è fissata lungo l'asse z);
- isotopo di Xenon coinvolto nell' interazione;
- energia di rinculo dello Xenon (in MeV);
- direzione di rinculo dello Xenon;
- energia del neutrone scatterato (in MeV);

- direzione del neutrone scatterato.

Fissata un'energia iniziale per i neutroni si è verificato che gli isotopi che interagiscono maggiormente sono quelli più abbondanti in natura; si ha (tabella 3.1):

Isotopo	Eventi	Percentuale	Abbondanza isotopica
^{132}Xe	83885	30%	26,90%
^{129}Xe	71788	25%	26,40%
^{131}Xe	60713	21%	21,20%
^{134}Xe	32621	11%	10,40%
^{136}Xe	28589	10%	8,90%
Altri isotopi	29530	3%	6,20%
Totale	307126	100%	100%

Tabella 3.1: Ricorrenze delle interazioni elastiche di ciascun isotopo.

Gli eventi non presenti nel conteggio corrispondono a isotopi la cui abbondanza è poco significativa.

In figura 3.5 sono riportate le sezioni d'urto elastiche per i suddetti isotopi.

Per il primo caso si è scelto di considerare neutroni incidenti con energia pari a 1 MeV.

La direzione del neutrone in entrata e in uscita è fornita sottoforma di componenti iniziali e finali dei versori direzione, dunque da queste è possibile ricavare la distribuzione angolare dei neutroni scatterati.

Siano $(c_{x,in}, c_{y,in}, c_{z,in})$ le componenti iniziali del versore direzione e $(c_{x,out}, c_{y,out}, c_{z,out})$ quelle finali, si ha che

$$c_x = c_{x,in} \cdot c_{x,out}$$

$$c_y = c_{y,in} \cdot c_{y,out}$$

$$c_z = c_{z,in} \cdot c_{z,out}$$

e dunque, il coseno tra la direzione iniziale e finale sarà dato da:

$$\cos \theta = c_x + c_y + c_z$$

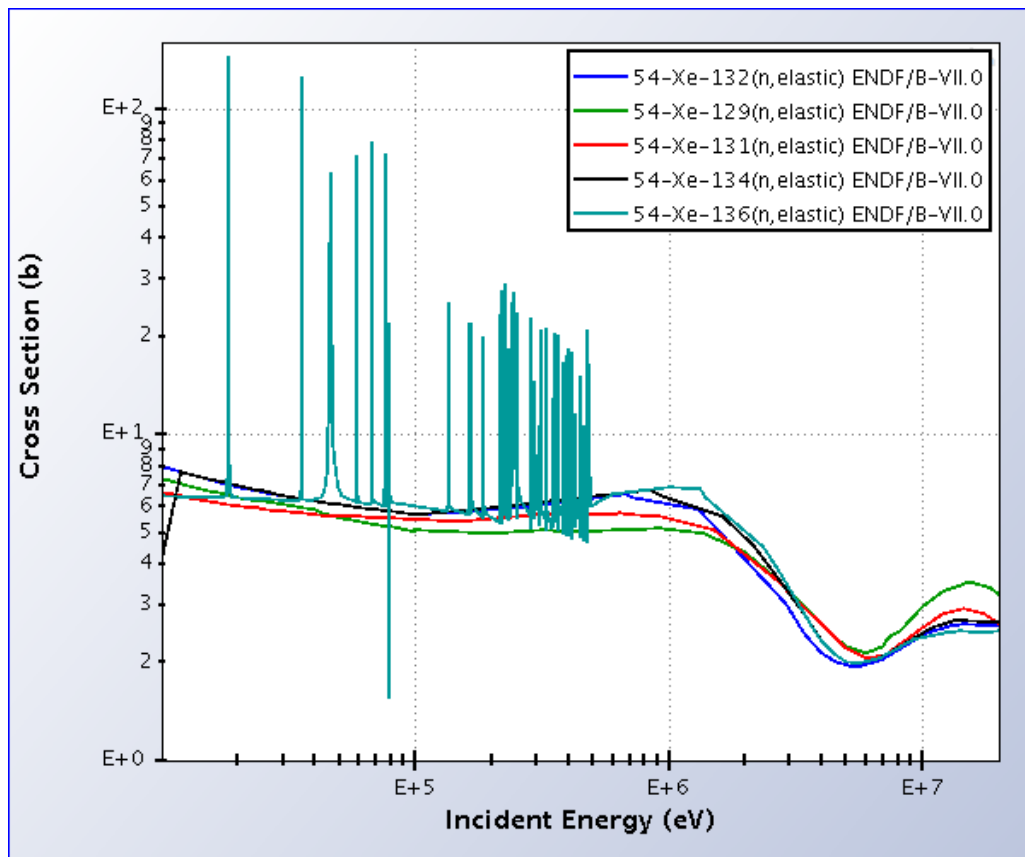


Figura 3.5: Sezioni d'urto elastiche degli isotopi di Xenon da 1 eV a 10 MeV.

e da questo si otterrà la distribuzione angolare; per la scelta fatta sulle coordinate iniziali, sarà come in figura 3.6.

Questo risultato è stato poi confrontato con i grafici delle distribuzioni angolari messi a disposizione da Janis: si verifica che la distribuzione ottenuta elaborando il file di dati è consistente, come si vede dalla figura 3.7.

Successivamente si è fatto lo stesso per neutroni con energia incidente pari a 2, 5, 10 e 20 MeV (figure 3.8, 3.9, 3.10, 3.11). Anche in questi casi, le distribuzioni prodotte con Geant4 sono in accordo con gli andamenti previsti dal modello teorico descritto da Janis.

Usando i valori dell'energia di rinculo del file si può ottenere anche la distribuzione dell'energia di rinculo del nucleo di Xenon (figure 3.12, 3.13, 3.14, 3.15, 3.16)

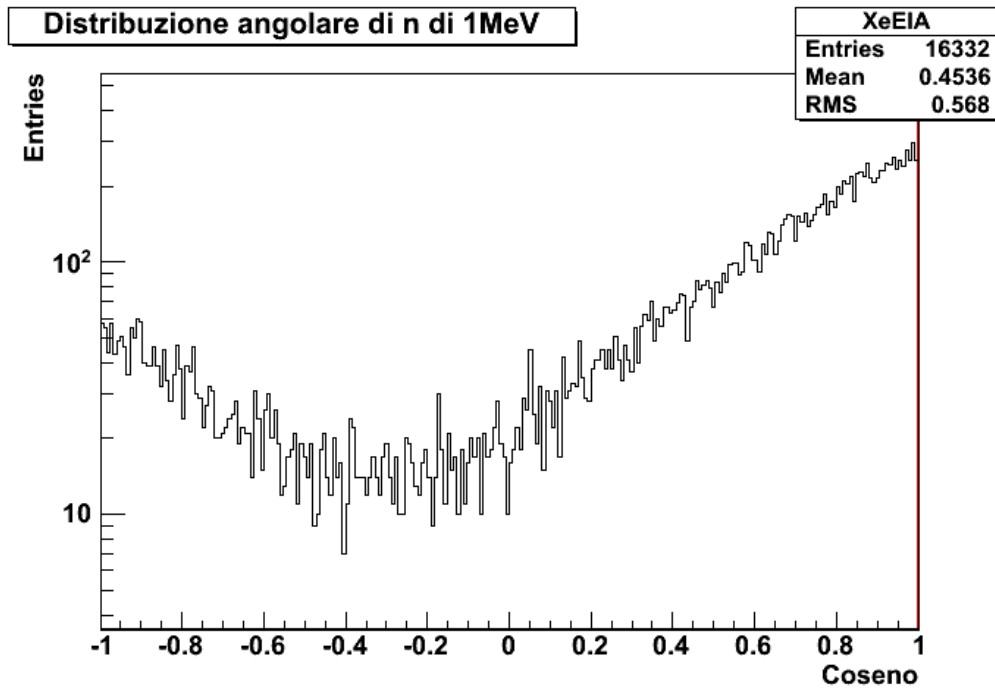


Figura 3.6: Distribuzione angolare dei neutroni con energia iniziale 1 MeV.

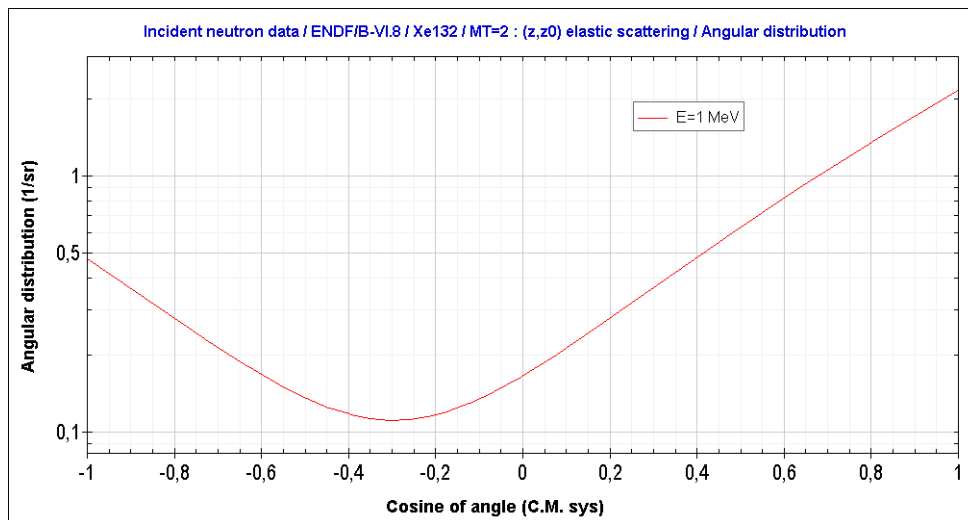
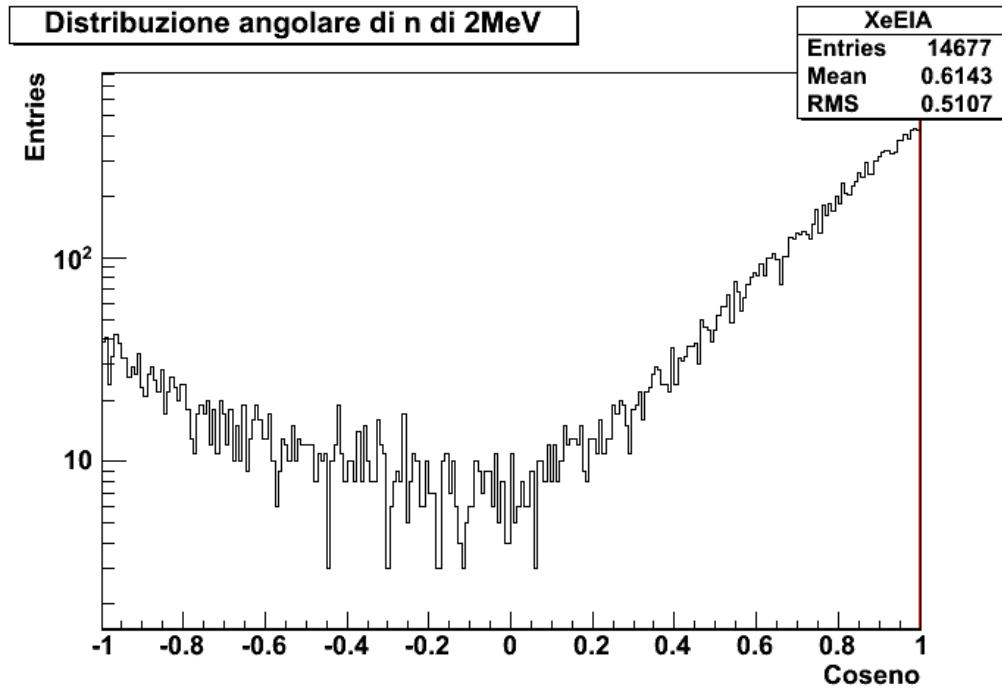
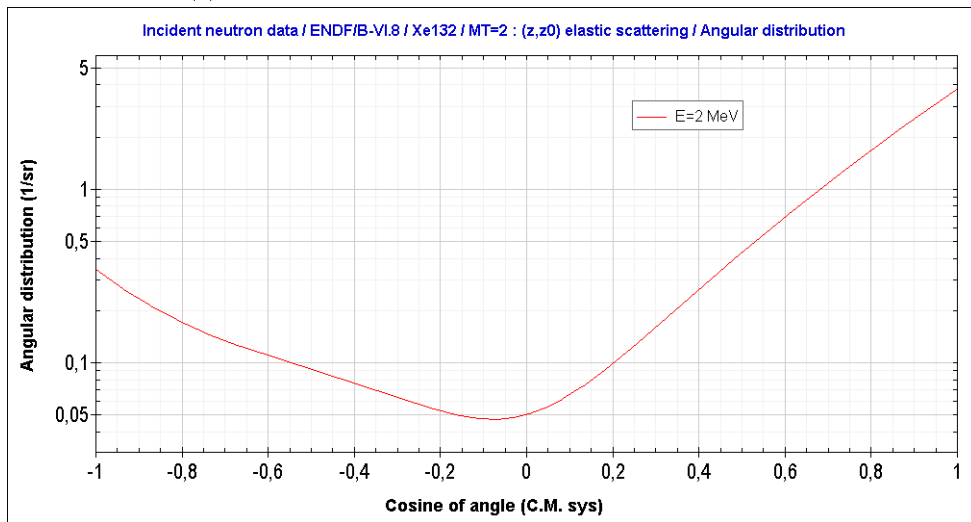


Figura 3.7: Distribuzione angolare dei neutroni con energia 1 MeV (fonte: Janis).

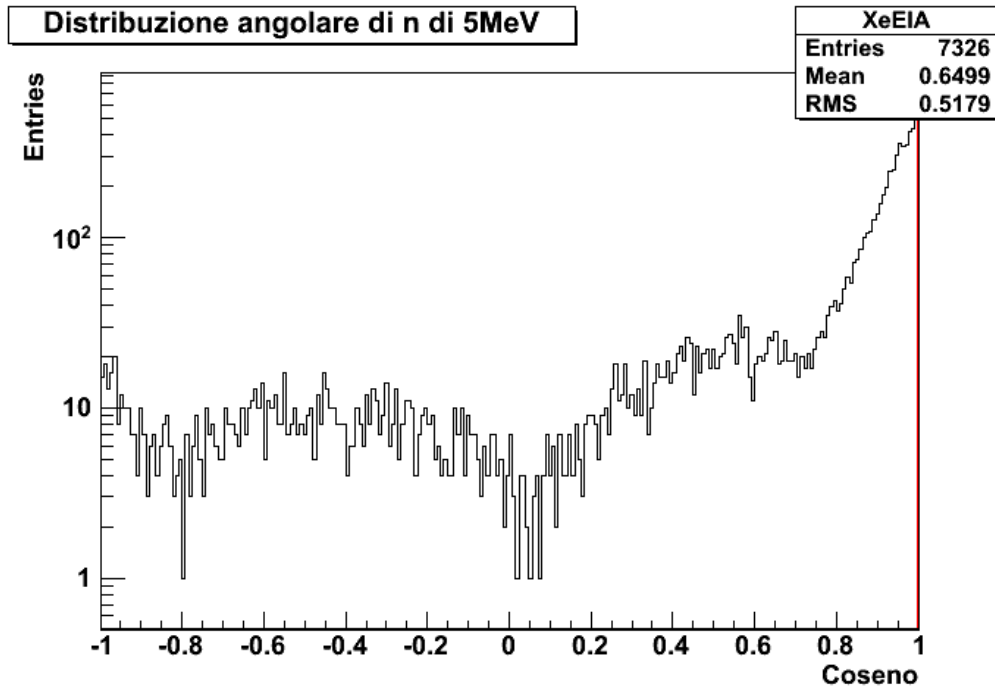


(a) *Distribuzione ottenuta dai dati della simulazione.*

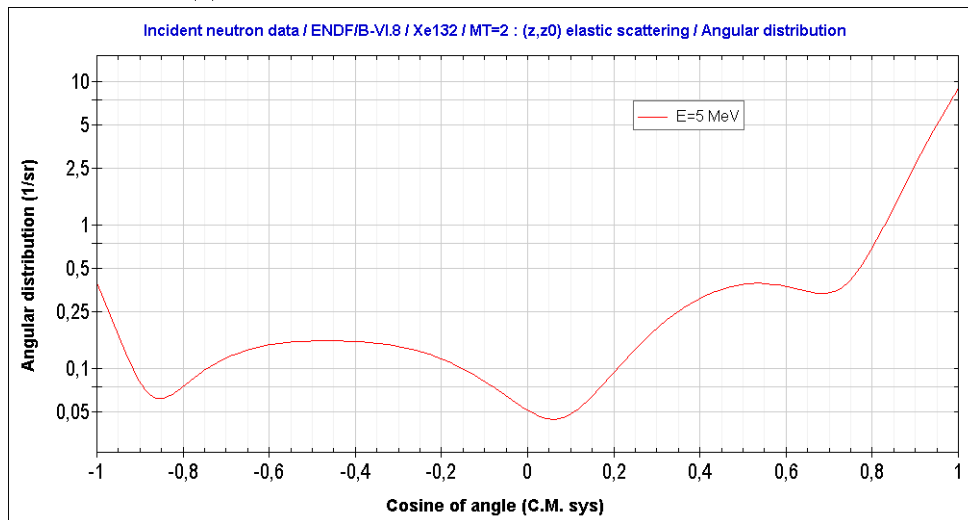


(b) *Distribuzione fornita da Janis.*

Figura 3.8: Distribuzione angolare con neutroni incidenti con energia da 2 MeV.

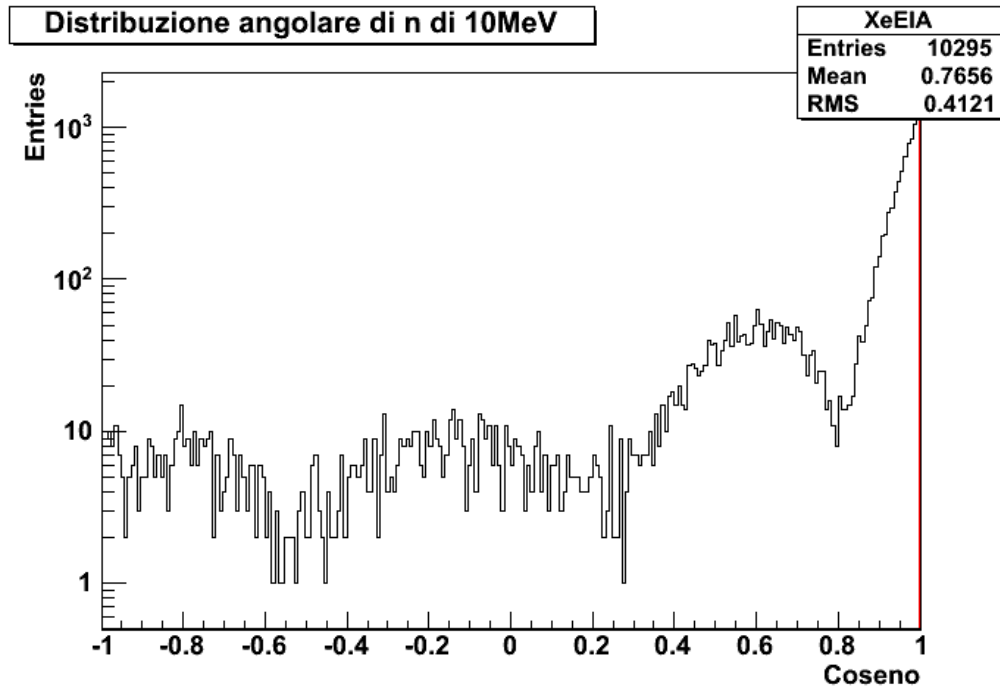


(a) *Distribuzione ottenuta dai dati della simulazione.*

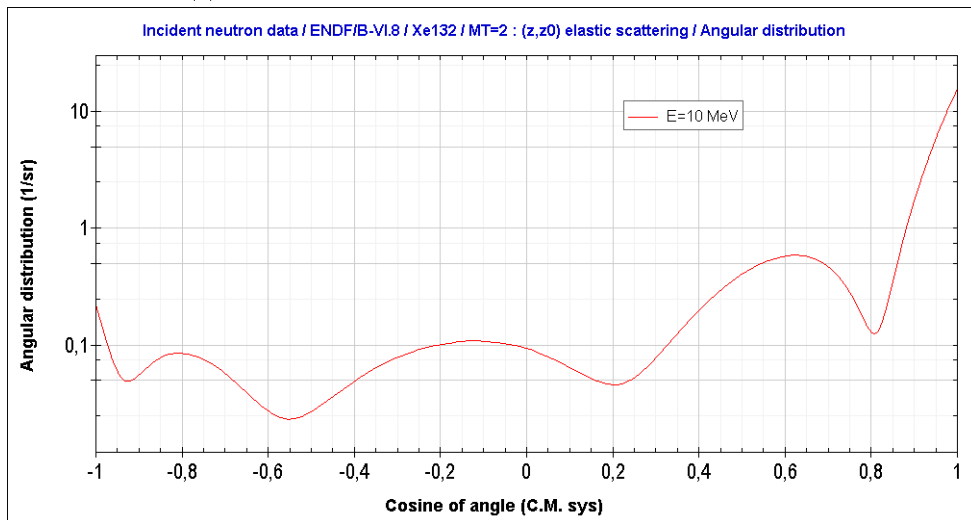


(b) *Distribuzione fornita da Janis.*

Figura 3.9: Distribuzione angolare con neutroni incidenti con energia da 5 MeV.

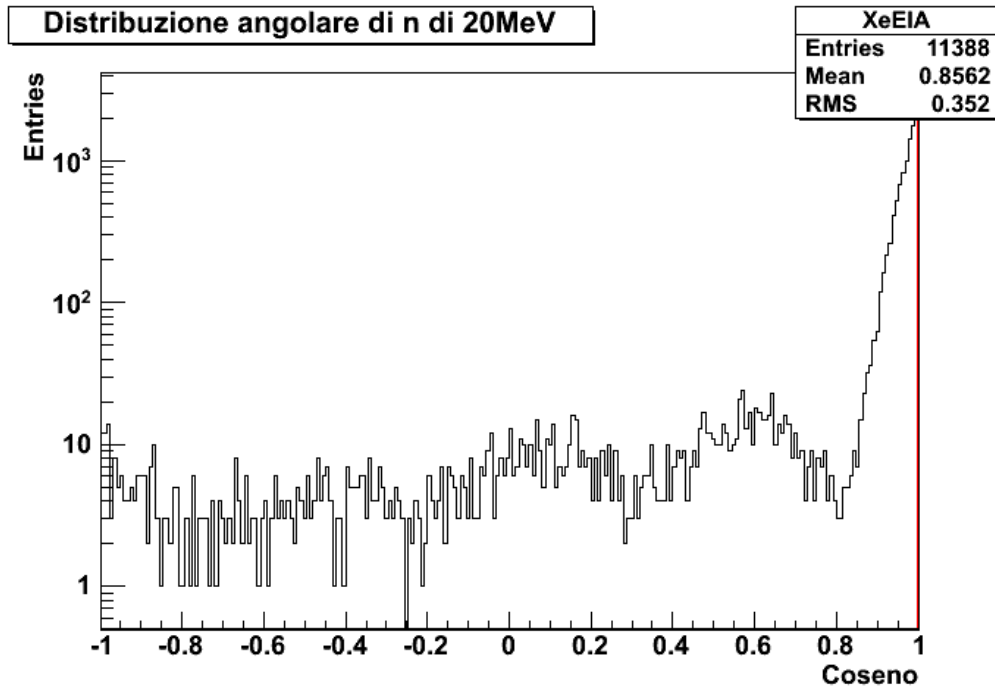


(a) *Distribuzione ottenuta dai dati della simulazione.*

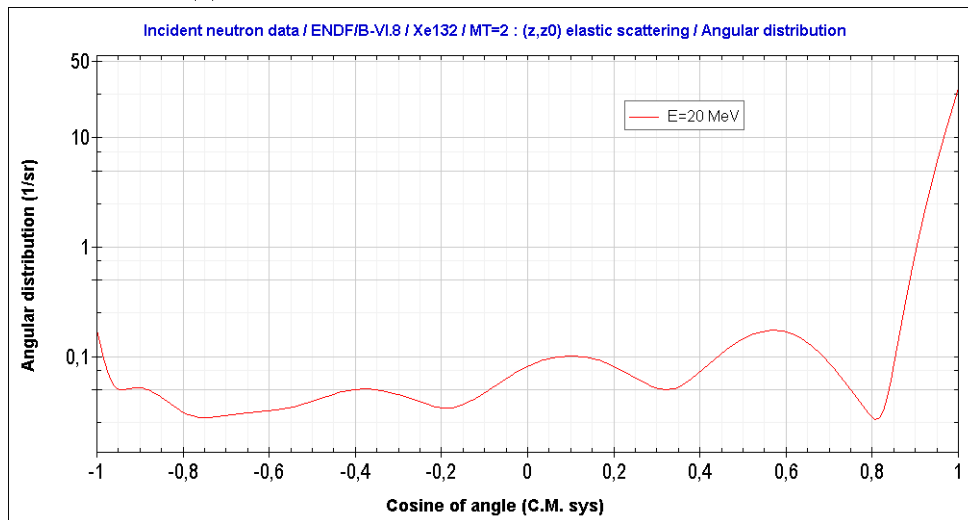


(b) *Distribuzione fornita da Janis.*

Figura 3.10: Distribuzione angolare con neutroni incidenti con energia da 10 MeV.



(a) *Distribuzione ottenuta dai dati della simulazione.*



(b) *Distribuzione fornita da Janis.*

Figura 3.11: Distribuzione angolare con neutroni incidenti con energia da 20 MeV.

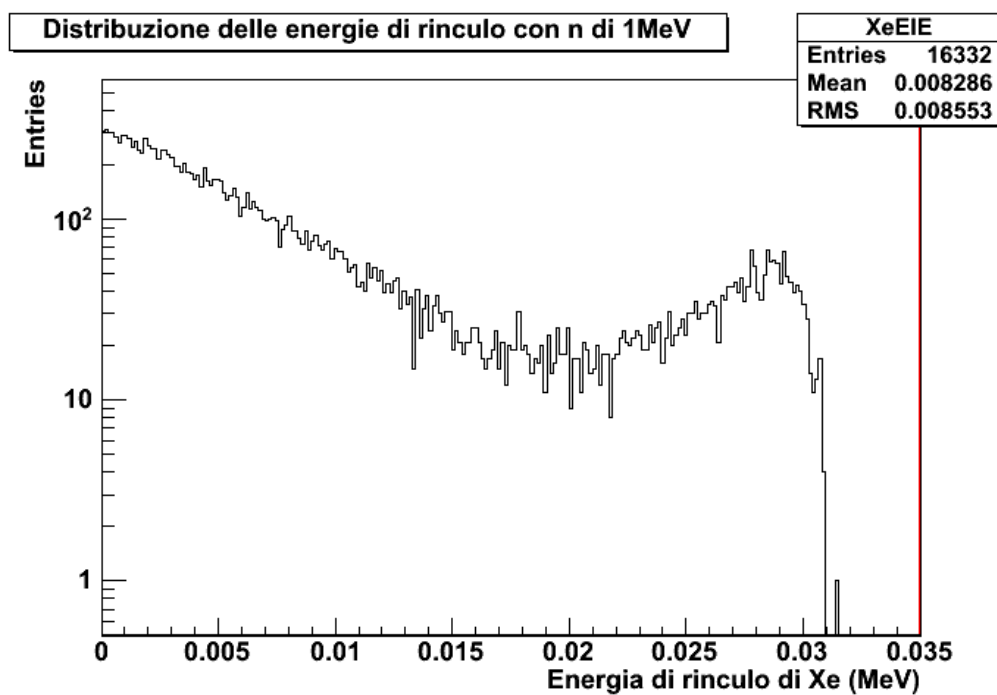


Figura 3.12: Distribuzione energia di rinculo dello Xenon diffuso da neutroni con energia iniziale 1 MeV.

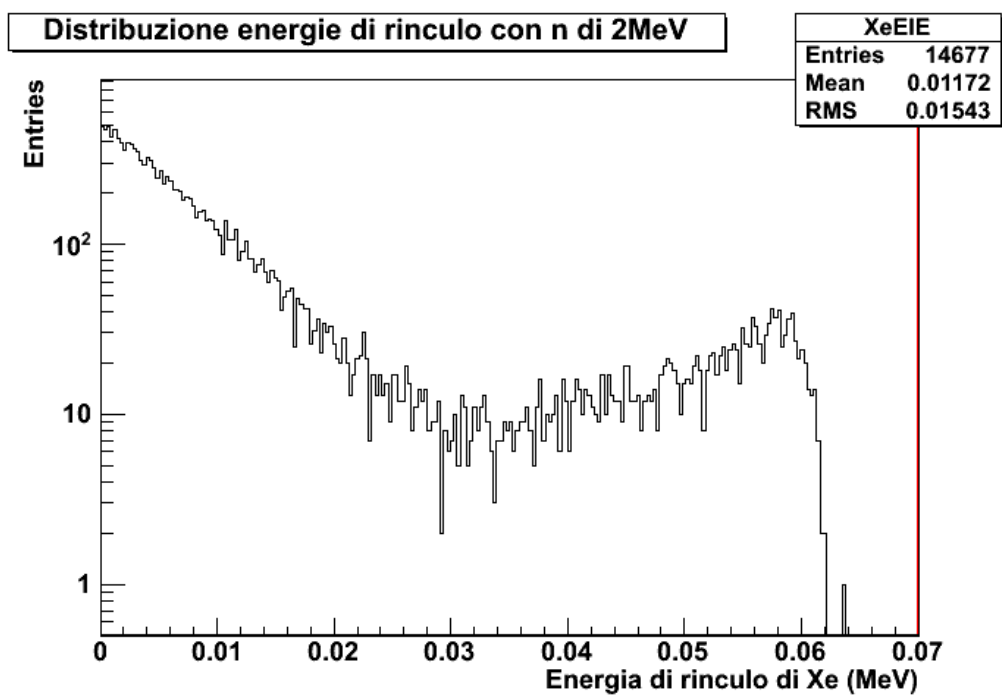


Figura 3.13: Distribuzione energia di rinculo dello Xenon diffuso da neutroni con energia iniziale 2 MeV.

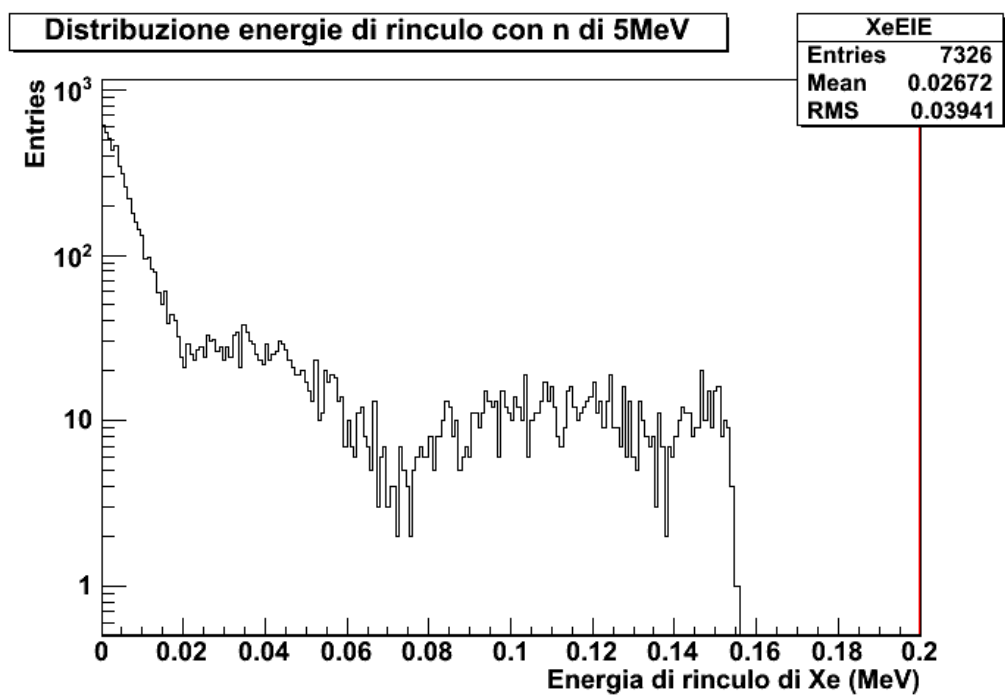


Figura 3.14: Distribuzione energia di rinculo dello Xenon diffuso da neutroni con energia iniziale 5 MeV.

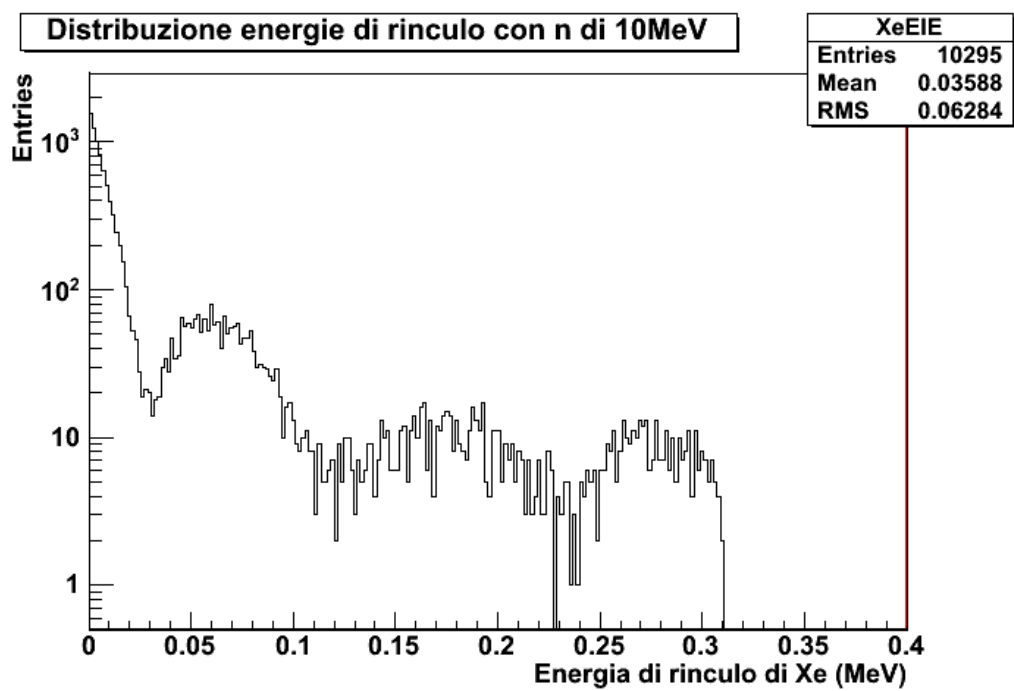


Figura 3.15: Distribuzione energia di rinculo dello Xenon diffuso da neutroni con energia iniziale 10 MeV.

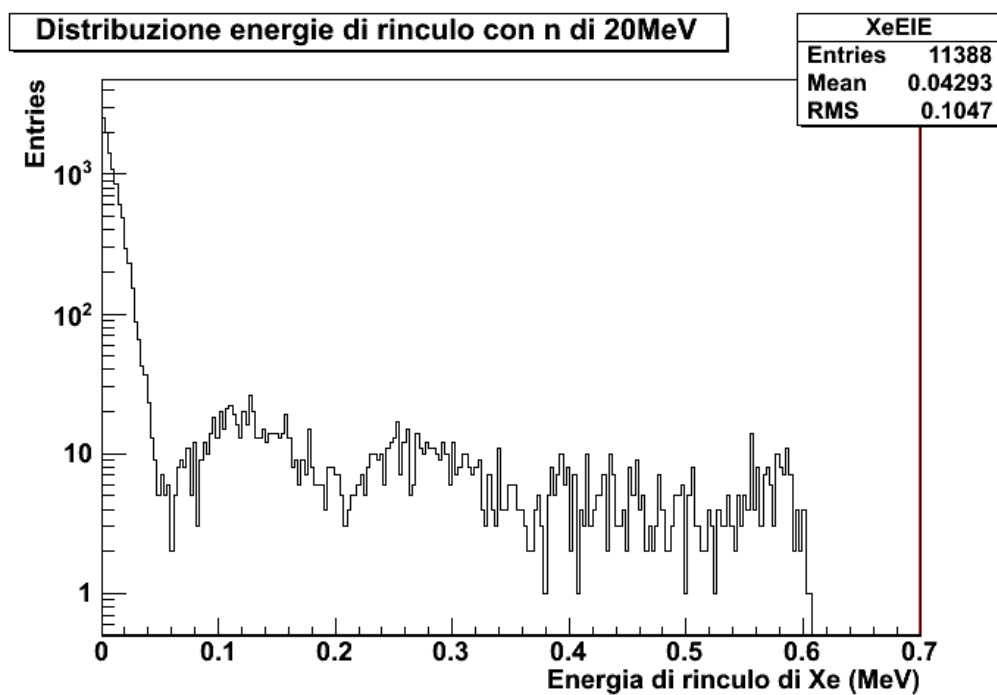


Figura 3.16: Distribuzione energia di rinculo dello Xenon diffuso da neutroni con energia iniziale 20 MeV.

Osservando le distribuzioni delle energie di rinculo, si vede come queste siano in accordo con le distribuzioni angolari: naturalmente si ha massima energia di rinculo quando $\cos \theta = -1$.

Per energie al di sopra dei 20 MeV Geant4 utilizza un modello meno preciso per la descrizione degli urti elastici, in particolare non è simulato il nucleo di rinculo, ma semplicemente viene rilasciata istantaneamente la sua energia cinetica. Per lo stesso motivo i dati forniti da Janis si fermano a 20 MeV; non è quindi possibile verificare che le distribuzioni angolari siano corrette se ottenute considerando neutroni con energia iniziale al di sopra di questo limite.

Per quanto riguarda la distribuzione delle energie, ci si è quindi limitati a verificare (per la teoria si veda il sottoparagrafo 3.1) che anche per questo modello la cinematica sia descritta correttamente, ovvero che l'equazione 3.1 venga rispettata.

Il risultato (figura 3.17) dimostra che è così.

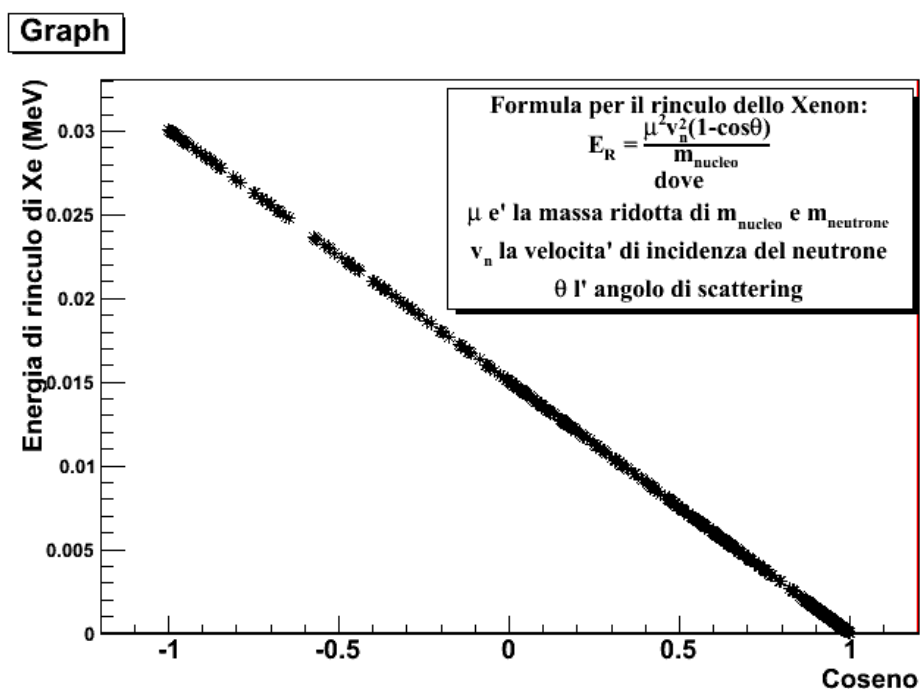


Figura 3.17: Coerenza della formula 3.1 a 30 MeV.

Capitolo 4

Cattura neutronica

4.1 Fisica della cattura neutronica.

La cattura neutronica è un tipo di reazione nucleare in cui un neutrone collide con uno o più nuclei atomici, perdendo energia, fino a che questi due si fondono, formando un nucleo più pesante. Dato che i neutroni non hanno carica elettrica possono entrare in un nucleo più facilmente di altre particelle, cariche elettricamente, perchè non vengono respinti dal campo del nucleo. Nuclei di massa superiore a 56 masse atomiche non possono essere formati da reazioni termonucleari (cioè da fusione nucleare), ma possono essere formati da cattura neutronica. Per un piccolo flusso di neutroni, un singolo neutrone viene catturato da un nucleo. Il nucleo in questione, assorbendo il neutrone, diventa il suo isotopo con $N + 1$ (con N numero di neutroni) in uno stato altamente eccitato da cui poi decade velocemente fino al livello fondamentale emettendo raggi gamma. Aumentando di 1 il numero di neutroni nel nucleo, anche il numero di massa (il numero di nucleoni – sia protoni che neutroni) aumenta di uno. Se i neutroni coinvolti sono termici, la reazione è chiamata cattura termica.

La sezione d'urto trasversale di assorbimento dei neutroni da parte di un isotopo di un certo elemento chimico è l'effettiva area che un atomo di quell'elemento offre per l'assorbimento ed è una misura della probabilità di cattura neutronica. Teoricamente ci si aspetta che la probabilità di cattura di

un neutrone termico in funzione del tempo di cattura abbia un andamento esponenziale, con vita media τ data da

$$\tau = \frac{1}{\sigma_c N_{th} N_n} \quad (4.1)$$

dove σ_c è la sezione d'urto totale di cattura termica, N_{th} è la velocità dei neutroni termici e N_N è il numero di nuclei di Xenon per unità di volume. Da una stima con $\sigma_c = 23.9$ barn (dati forniti dal database *PGAA* (Prompt Gamma-ray Neutron Activation Analysis) [7]), $N_{th} = 2200$ m/s e $N_N = 1.4 \cdot 10^{22}$ Xe/cm³ si ottiene $\tau \cong 14\mu s$.

La sezione di assorbimento è fortemente dipendente dall'energia dei neutroni. Due delle misure più comunemente specificate sono la sezione d'urto per l'assorbimento di neutroni termici (con energia $E_n \simeq \frac{1}{40} eV$) e l'integrale di risonanza che considera il contributo dei picchi di assorbimento a certe energie dei neutroni specifiche per un particolare nuclide, di solito al di sopra del range termico. Le figure 4.1, 4.2 e 4.3 rappresentano le sezioni d'urto di cattura neutronica rispettivamente dell'isotopo ¹²⁹Xe, ¹³¹Xe e ¹³²Xe. Dai grafici vediamo che per energie superiori a 1 eV si hanno degli effetti di risonanza: neutroni non termici vengono comunque catturati. I picchi di risonanza sono quelli contenuti nell'intervallo di energie da 1 eV a 10 keV. È necessario ricordare inoltre che lo Xenon non è un buon moderatore in quanto ha una massa molto maggiore di quella del neutrone.

4.2 Analisi dati

Nel caso della cattura neutronica l'analisi è stata fatta su due differenti file (uno con neutroni con energia fissata a 1 MeV e uno con neutroni termici, con energia fissata a 1 eV) che forniscono entrambi i seguenti dati:

- energia del neutrone al momento della cattura (in MeV);
- isotopo di Xenon coinvolto (nei dati è riportato l'isotopo+1, per esempio: il ¹²⁹Xe viene segnalato nei dati come ¹³⁰Xe);
- energia dello Xenon dopo la cattura (in MeV);

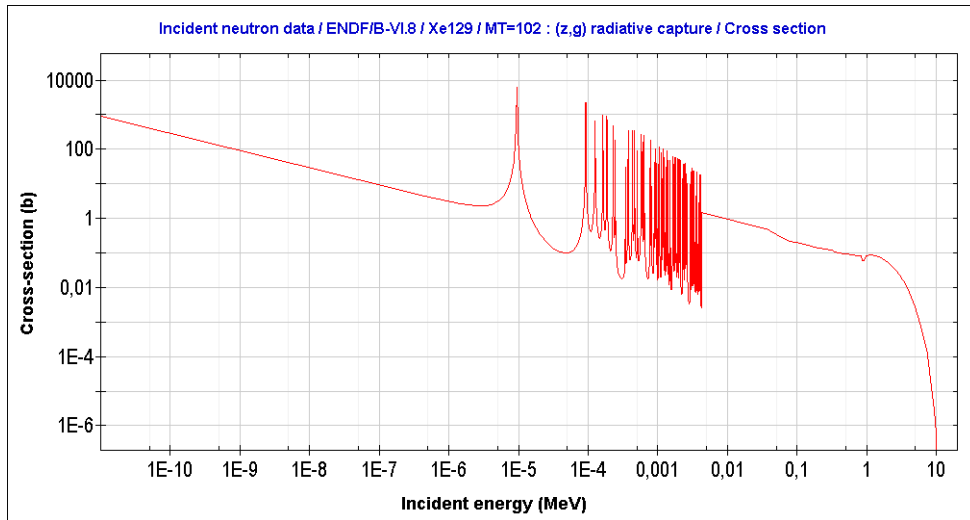


Figura 4.1: Sezione d'urto della cattura neutronica di ^{129}Xe .

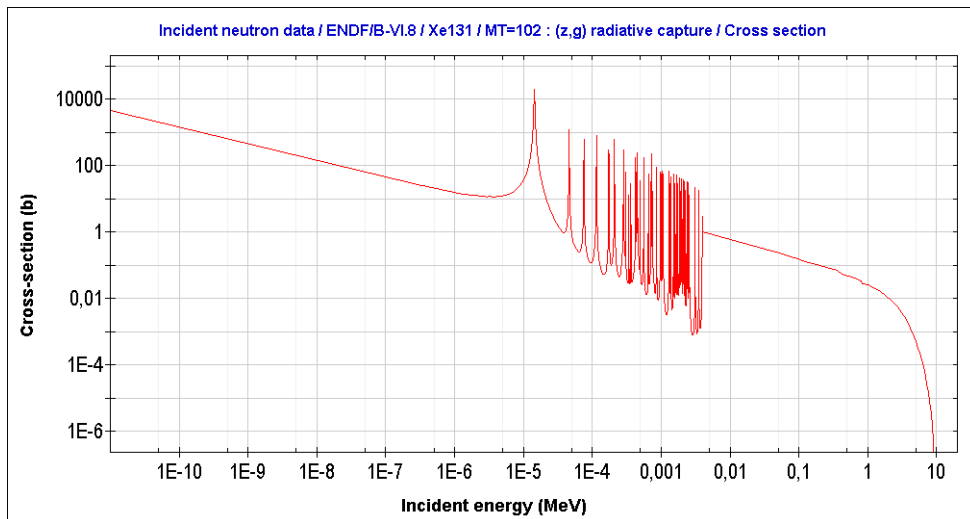


Figura 4.2: Sezione d'urto della cattura neutronica di ^{131}Xe .

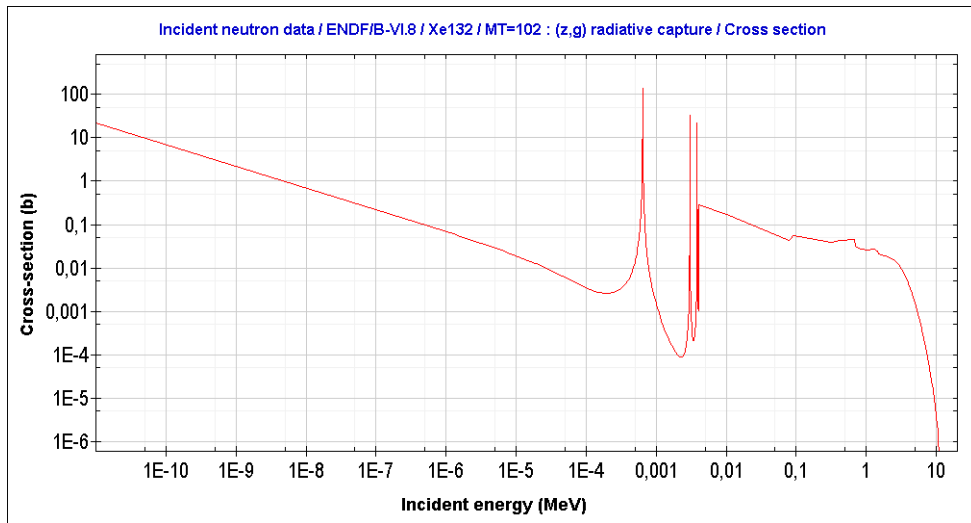


Figura 4.3: Sezione d'urto della cattura neutronica di ^{132}Xe .

- tempo di cattura (in μs);
- energia dei gamma emessi (in keV);
- numero di gamma emessi.

Usando il file che raccoglie le informazioni sui neutroni termici, si sono ricavate le sezioni d'urto di cattura termica per ciascun isotopo (ovvero con quale ricorrenza un certo isotopo cattura un neutrone termico); per verificare che siano corrette le si sono confrontate con quelle fornite dal database PGAA; i dati di questo database derivano da misure fatte sugli isotopi contenute nell' ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File)[9].

Le informazioni relative allo Xenon sono riportate nella tabella 4.1, dove si è indicato con I l'abbondanza isotopica e con σ la sezione d'urto termica).

$$\sigma_{TOT} = \sum \frac{\sigma \cdot I}{100} = 24 \text{ barn.}$$

Le sezioni d'urto da noi ottenute sono riportate in tabella 4.2.

Comparando le percentuali della media pesata dei valori forniti da PGAA con le percentuali delle sezioni d'urto del nostro set di dati si nota come quest'ultime siano ragionevolmente in accordo con le prime. Di conseguenza,

Isotopo	I	$\sigma(b)$	Media pesata($\sigma \cdot I$)	Media pesata(percentuale)
^{124}Xe	0.09%	165	14.85	0.61%
^{128}Xe	1.92%	5.2	9.98	0.41%
^{129}Xe	26.44%	21	555.2	23%
^{130}Xe	4.08%	4.8	19.58	0.81%
^{131}Xe	21.18%	85	1800	75%
^{136}Xe	8.87%	0.26	2.30	0.096%
Totale	62.58%	93.8%	2402.2	99.9%

Tabella 4.1: Sezione d'urto di cattura termica, abbondanza isotopica e media pesata delle due per ciascuno degli isotopi considerati (fonte: PGAA).

Isotopo	Eventi	Percentuale
^{124}Xe	88	0.88%
^{128}Xe	44	0.44%
^{129}Xe	1958	19.58%
^{130}Xe	97	0.97%
^{131}Xe	7744	77.44%
^{136}Xe	2	0.02%
Totale	9933	99.33%

Tabella 4.2: Sezioni d'urto di cattura neutronica per gli isotopi nella simulazione di Geant4.

ricordando l'equazione 4.1 e i valori teorici inseritevi, in particolare la sezione d'urto totale, ci si può a ragione aspettare che anche la vita media per il nostro set di dati sia $\tau = 14 \mu\text{s}$.

La figura 4.4 mostra l'andamento del tempo di cattura per neutroni termici: è evidente il carattere esponenziale della distribuzione (essendo infatti l'asse y in scala logaritmica, l'esponenziale è una retta); il label all'interno della figura riporta inoltre il valor medio della distribuzione, ovvero $t = 13.21 \mu\text{s}$ come atteso, dato che il valor medio di un'esponenziale è uguale alla sua vita media.

Gli isotopi coinvolti nella cattura termica non sono gli stessi coinvolti nelle interazioni elastiche, come si vede dalla figura 4.6; la maggior parte dei neutroni termici è catturata dagli isotopi ^{131}Xe e ^{129}Xe .

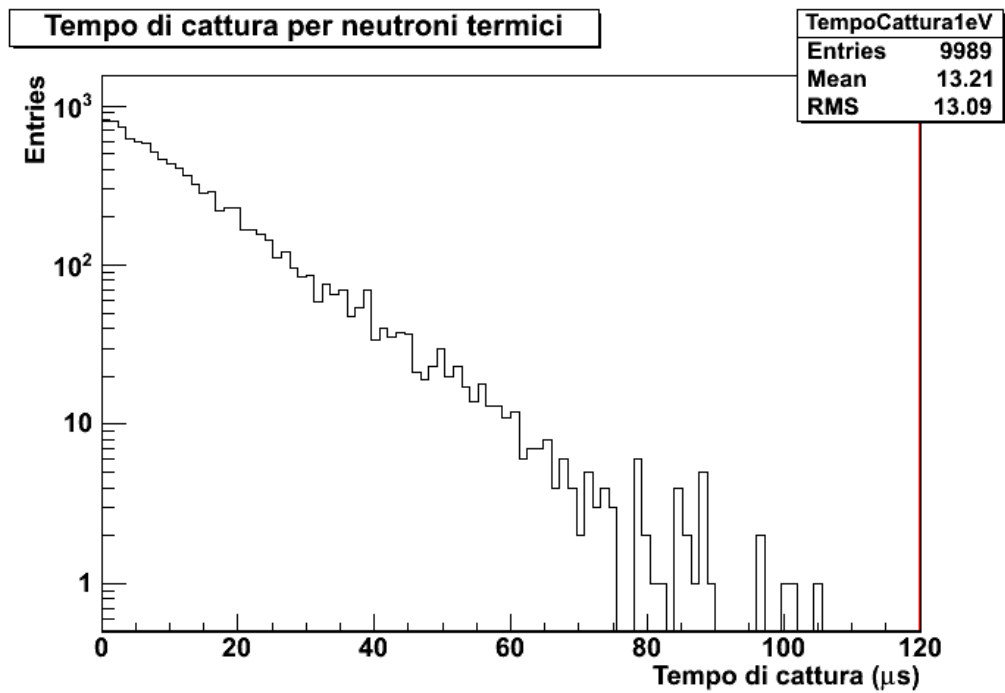


Figura 4.4: Tempo di cattura dei neutroni termici.

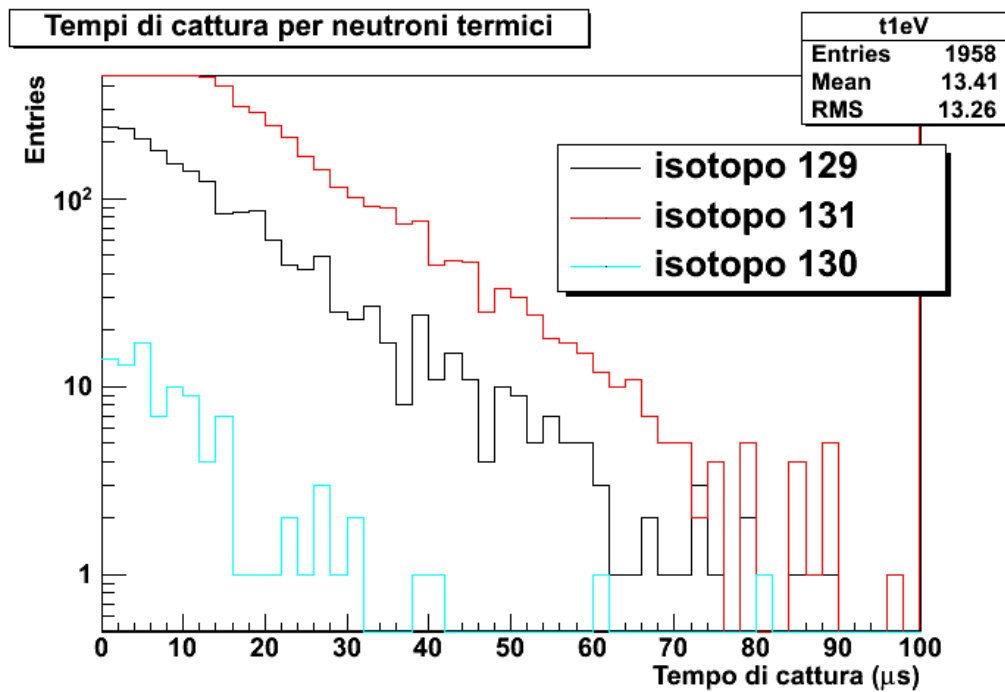


Figura 4.5: Tempo di cattura dei neutroni termici per ciascun isotopo.

Il secondo set di dati, prodotto fissando l'energia dei neutroni a 1 MeV, mette in evidenza gli effetti della risonanza. Il tempo di cattura mantiene il suo andamento esponenziale nell'intervallo che riguarda i neutroni termici, tuttavia a questo si aggiunge un picco per tempi brevi di cattura neutronica che riguarda appunto la risonanza; la figura 4.8 illustra questo comportamento.

Abbiamo considerato come discriminante tra la zona di risonanza a quella di non risonanza un tempo pari a circa $1 \mu\text{s}$. Sotto la condizione che $t < 1 \mu\text{s}$ indichi la zona di risonanza e $t > 1 \mu\text{s}$ quella di non risonanza, nelle figure 4.9 e 4.10 queste due sono evidenziate. Nel primo caso, dove si è suddivisa l'energia a seconda del tempo considerato, in nero è riportata l'energia totale del campione, mentre verde e rosso indicano l'energia nella zona di non risonanza e di risonanza rispettivamente; la zona di non risonanza presenta un picco a basse energie, in accordo col fatto che rappresenta la cattura di neutroni termici, mentre la zona di risonanza spazia su un intervallo più ampio fino alla massima energia disponibile, 1 MeV. Viceversa, nella seconda figura è stato selezionato il tempo di cattura in base all'energia considerata: di nuovo in nero è rappresentato tutto il campione, in fucsia e blu il tempo di cattura nella zona di risonanza e di non risonanza rispettivamente; in accordo con la figura precedente, si ha un picco di eventi per piccoli tempi di cattura che riguarda la risonanza, mentre la parte di non risonanza si estende per un maggiore intervallo di tempi. In questo modo è possibile vedere che la cattura termica avviene per neutroni con energia bassa (linea verde in figura 4.9) e in tempi lunghi (linea blu in figura 4.10); la cattura in zona di risonanza invece, avviene per neutroni non termici (linea rossa in figura 4.9) in tempi brevi (linea fucsia in figura 4.10).

In figura 4.11 si mostra il tempo di cattura suddiviso per isotopo.

Nello studio della cattura neutronica, tempo ed energia di cattura non sono i soli parametri da considerare. Anche l'energia dei raggi gamma emessi a seguito della cattura è importante per lo studio del fenomeno: la figura 4.12 mostra la distribuzione dell'energia dei gamma emessi ed evidenzia il contributo di ciascun isotopo all'energia totale.

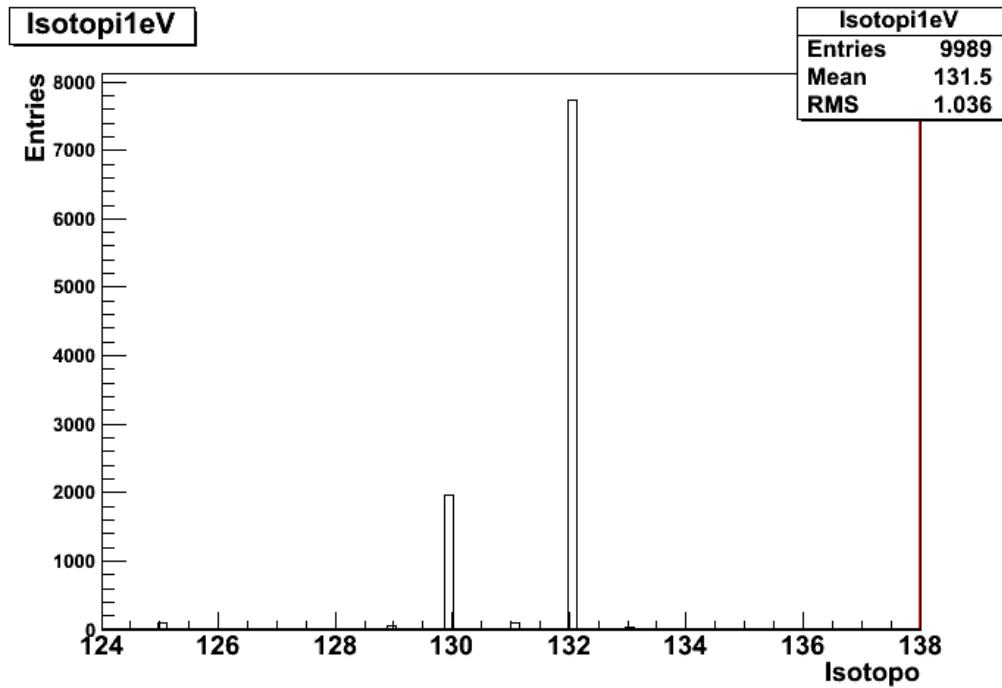


Figura 4.6: Conteggio isotopi coinvolti nella cattura di neutroni termici.

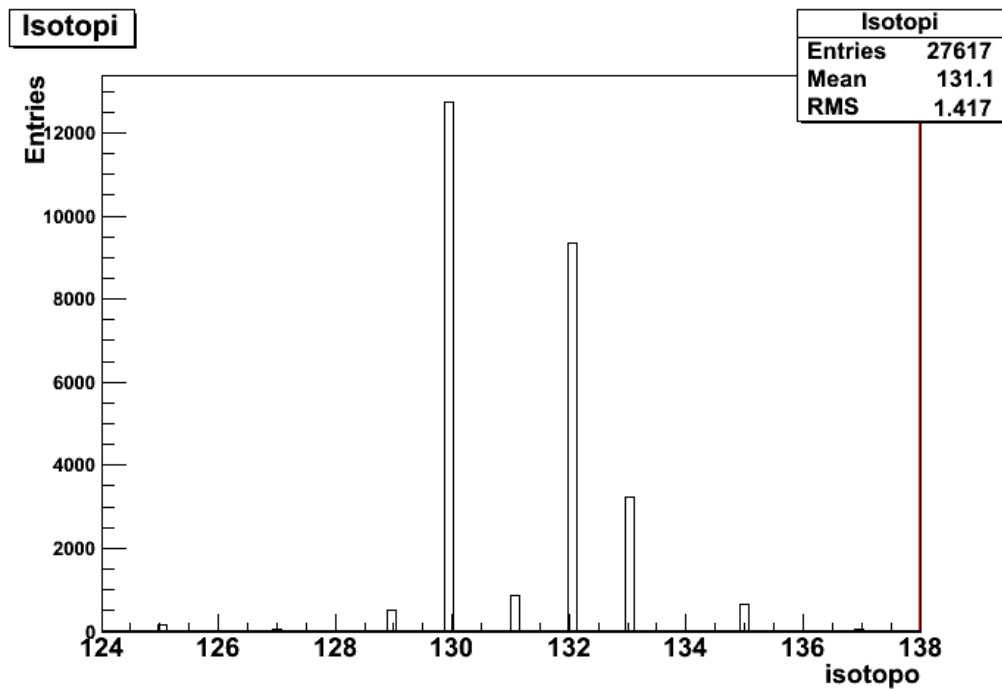


Figura 4.7: Conteggio isotopi coinvolti nella cattura neutroni

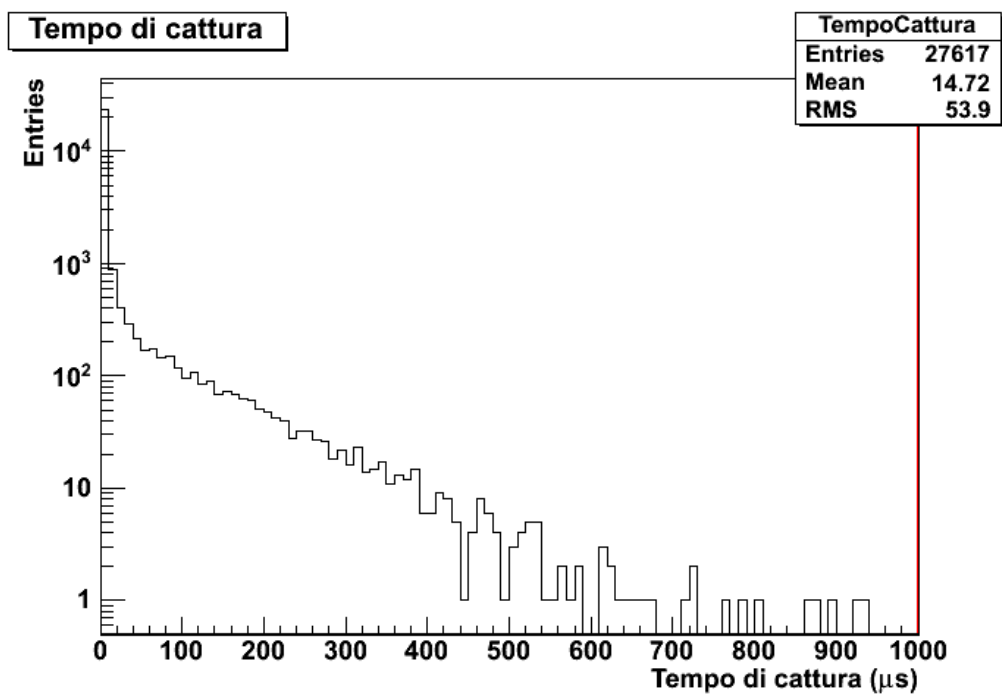


Figura 4.8: Tempo di cattura dei neutroni.

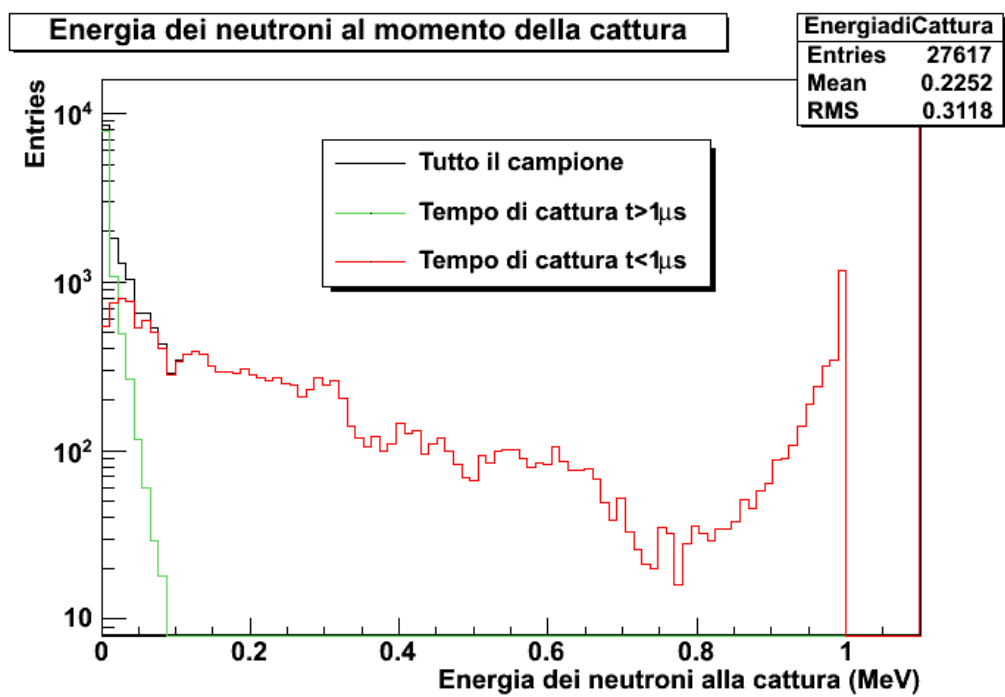


Figura 4.9: Energia a cui i neutroni vengono catturati, nella zona di risonanza (rossa) e in quella di non risonanza (verde).

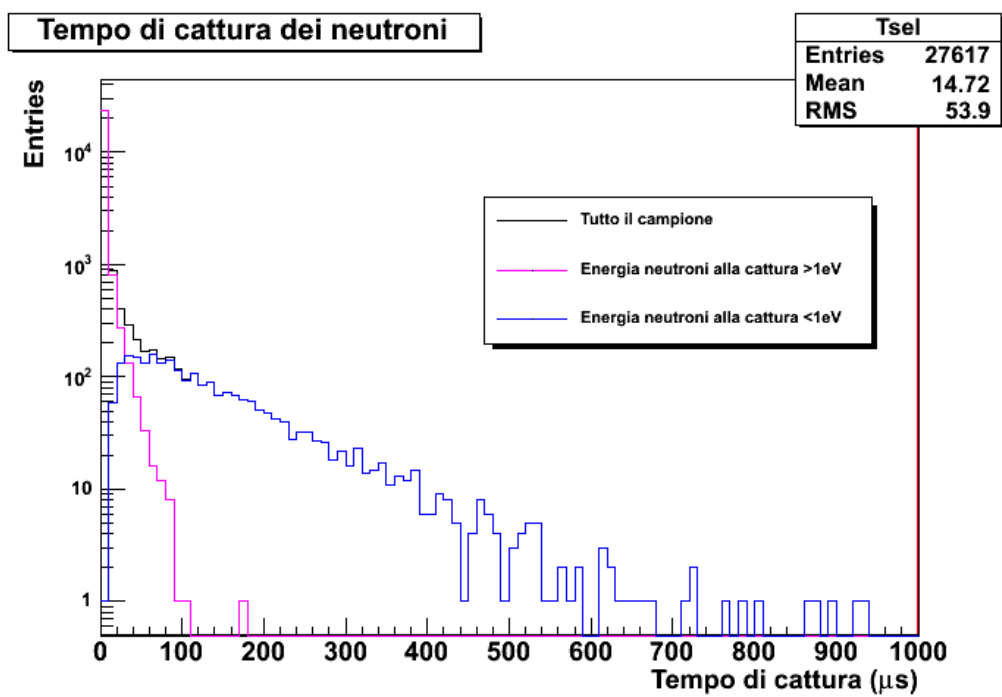


Figura 4.10: Tempo di cattura dei neutroni nella zona di risonanza (fucsia) e in quella di non risonanza (blu).

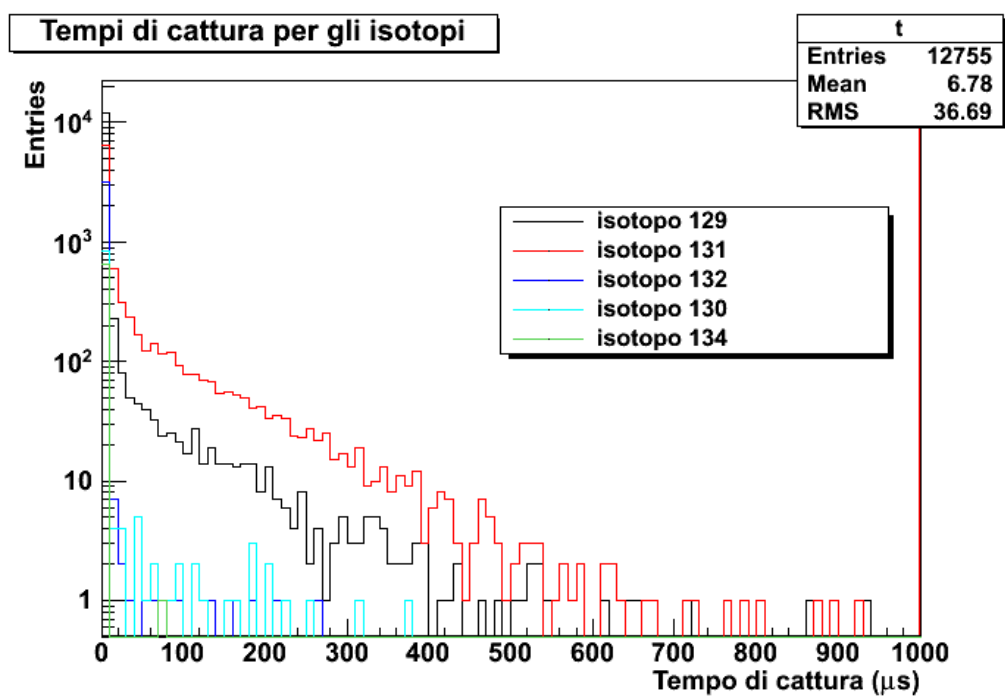


Figura 4.11: Tempo di cattura dei neutroni per ciascun isotopo di Xenon.

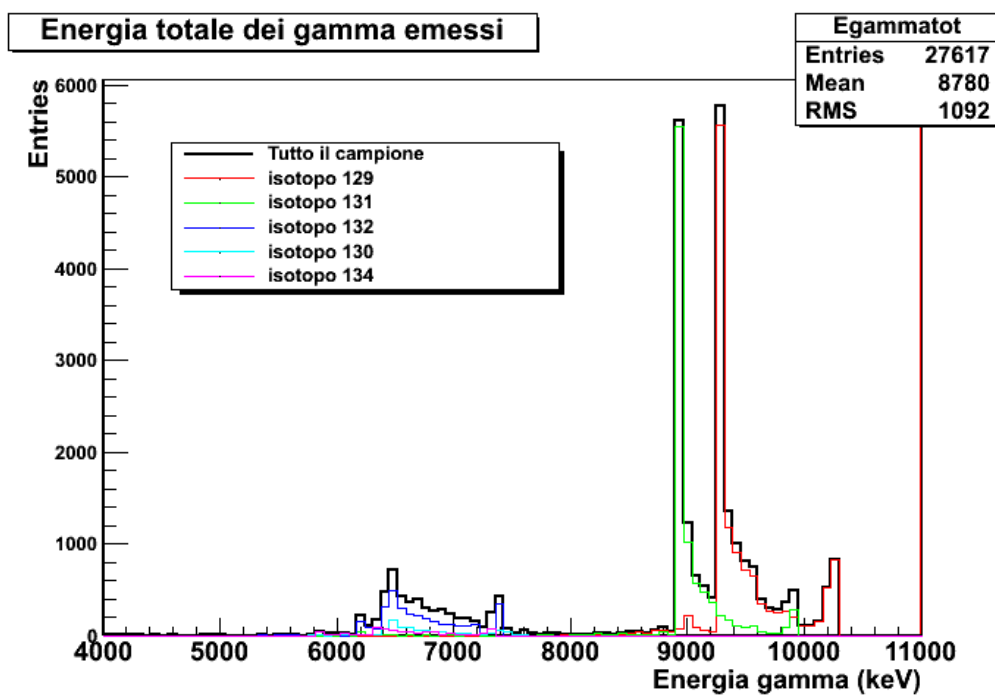


Figura 4.12: Distribuzione dell'energia totale dei raggi gamma emessi durante la cattura neutronica.

Capitolo 5

Scattering anelastico

5.1 Fisica dello scattering anelastico

Si parla di scattering anelastico qualora l'energia cinetica non sia conservata prima e dopo un urto. Questo significa che essa viene assorbita da qualche grado di libertà interno del sistema e non rimane tutta a disposizione sotto forma di energia cinetica delle particelle uscenti. In questo caso il neutrone che incide su un nucleo, perde parte della sua energia iniziale mentre il nucleo passa dallo stato fondamentale a uno stato eccitato. Maggiore è l'energia trasferita dal neutrone al nucleo, più alto sarà il livello eccitato in cui salterà quest'ultimo. Nell'interazione vengono anche prodotti dei raggi gamma che rappresentano parte dell'energia persa dal neutrone. La figura 5.1 riporta le sezioni d'urto anelastica totale, del continuum e dei primi quattro stati eccitati del nucleo per l'isotopo ^{129}Xe .

5.2 Analisi dati

Nel caso dello scattering anelastico il file di dati prodotto dalla simulazione di un urto anelastico, proveniente da Geant4 come i precedenti, è stato prodotto fissando l'energia iniziale dei neutroni a 1 MeV; le interazioni successive alla prima (che avviene a energia pari a 1 MeV) non vengono considerate in quanto

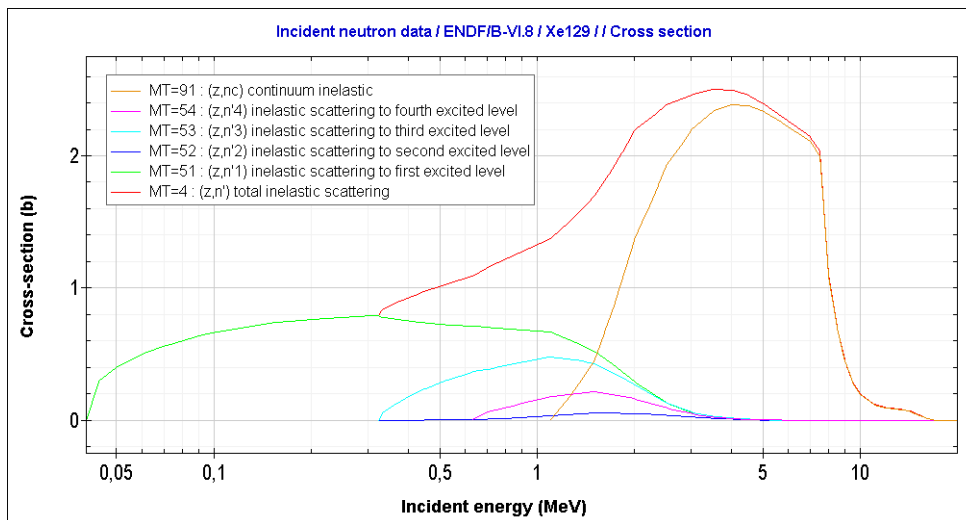


Figura 5.1: Sezioni d'urto anelastiche per l'isotopo ^{129}Xe .

hanno luogo a energie inferiori al MeV e non sono interessanti per la nostra analisi. Le informazioni in uscita sono:

- isotopo;
- numero dei gamma emessi;
- energia totale dei gamma emessi (in keV);
- numero di neutroni emessi;
- energia totale dei neutroni emessi (in keV);
- numero di Xenon emessi (sempre 1);
- energia totale dei nuclei emessi (in keV);
- numero di particelle di altro tipo emesse (sempre zero);
- energia totale delle particelle di altro tipo (in keV);
- tipo di interazione avvenuta (1 per un'interazione elastica, 2 per una anelastica, 3 per una cattura neutronica).

Il conteggio del numero di eventi per ciascuna interazione (elastica, anelastica e di cattura), riportato in tabella 5.1, è stato ottenuto considerando tutti gli isotopi presenti nello Xenon naturale.

Interazione	Eventi	Percentuale
Elastica	83838	84.5%
Anelastica	14700	15.0%
Cattura	610	0.6%
Totale	99148	100.1%

Tabella 5.1: Ricorrenze delle interazioni elastica, anelastica e di cattura neutronica in una simulazione che considera interazioni a 1 MeV di energia.

Considerando invece separatamente i tre isotopi più abbondanti abbiamo ottenuto i risultati espressi in tabella 5.2.

Nella seconda e terza colonna della tabella 5.2 sono riportate le sezioni d'urto e le loro rispettive percentuali prese dal database Janis, per ciascuna interazione considerata e scegliendo solo quelle a 1 MeV di energia. Nella quarta e quinta colonna è invece riportata la distribuzione dei dati ottenuti dalla nostra simulazione. Confrontandola con le percentuali è facile notare che i nostri dati sono coerenti con quelli del database.

Per analizzare l'interazione anelastica si è scelto di studiare l'energia dei livelli eccitati dello Xenon, rappresentandoli tramite l'energia dei gamma emessi.

Dal database *NUDAT* (National Nuclear Data Center) [8] è stata presa l'energia di ciascun livello eccitato, riportata nella seconda colonna delle tabelle 5.3 e 5.4 per ^{129}Xe e ^{131}Xe rispettivamente. Le sezioni d'urto riportate nella terza colonna delle suddette tabelle provengono anch'esse da Janis (che usa *NUDAT* come riferimento per i livelli eccitati degli isotopi), dove si sono selezionate quelle riguardanti i primi sei livelli eccitati (non vengono infatti fornite informazioni sui livelli successivi per ^{129}Xe , per omogeneità nel confronto si è scelto di riportare solo questi) per interazioni con energia pari a 1 MeV.

Isotopo ^{129}Xe				
Interazione	σ Janis (barn)	Percentuale	Geant4 Entries	Percentuale
Elastica	5.12	77%	20478	75%
Anelastica	1.44	21%	6792	24%
Cattura	0.038	0.57%	19	0.069%
Isotopo ^{131}Xe				
Interazione	σ Janis (barn)	Percentuale	Geant4 Entries	Percentuale
Elastica	5.56	80%	15889	79%
Anelastica	1.29	18%	4038	20%
Cattura	0.025	0.36%	25	0.69%
Isotopo ^{132}Xe				
Interazione	σ Janis (barn)	Percentuale	Geant4 Entries	Percentuale
Elastica	6.12	90%	23695	90%
Anelastica	0.65	9,5%	2528	9.6%
Cattura	0.014	0.2%	83	0.31%

Tabella 5.2: Sezioni d'urto e percentuali delle interazioni elastica, anelastica e cattura neutronica secondo quanto riportato da Janis; ricorrenze e percentuali per le suddette tre interazioni secondo quanto ottenuto dai dati della simulazione.

Livello eccitato	Energia del livello eccitato (keV)	σ (barn)	Percentuale
1	39.57	0.28	21%
2	236.14	0.011	0.85%
3	274.28	0.20	15%
4	318.17	0.19	14.4%
5	321.71	0.13	9.5%
6	411.49	0.08	5.9%

Tabella 5.3: Energia dei livelli eccitati per l'isotopo ^{129}Xe (fonte: NUDAT) con le relative sezioni d'urto (fonte: Janis).

Tutti questi dati sono stati poi confrontati con quelli ottenuti da Geant4. Le figure 5.2 e 5.3 illustrano i livelli eccitati degli isotopi ^{129}Xe e ^{131}Xe rispettivamente, ottenuti dalla nostra simulazione: l'energia di ciascun livello coincide con quella indicata da NUDAT; inoltre, per quanto riguarda lo ^{129}Xe , in figura sono rappresentati anche livelli eccitati non riportati in NUDAT e Janis.

Livello eccitato	Energia del livello eccitato (keV)	σ (barn)	Percentuale
1	80.18	0.15	12%
2	163.93	0.05	4.4%
3	341.14	0.09	8%
4	364.49	0.27	21.8%
5	404.81	0.74	14.1%
6	565.19	0.07	5.7%

Tabella 5.4: Energia dei livelli eccitati per l'isotopo ^{131}Xe (fonte: NUDAT) con le relative sezioni d'urto (fonte: Janis).

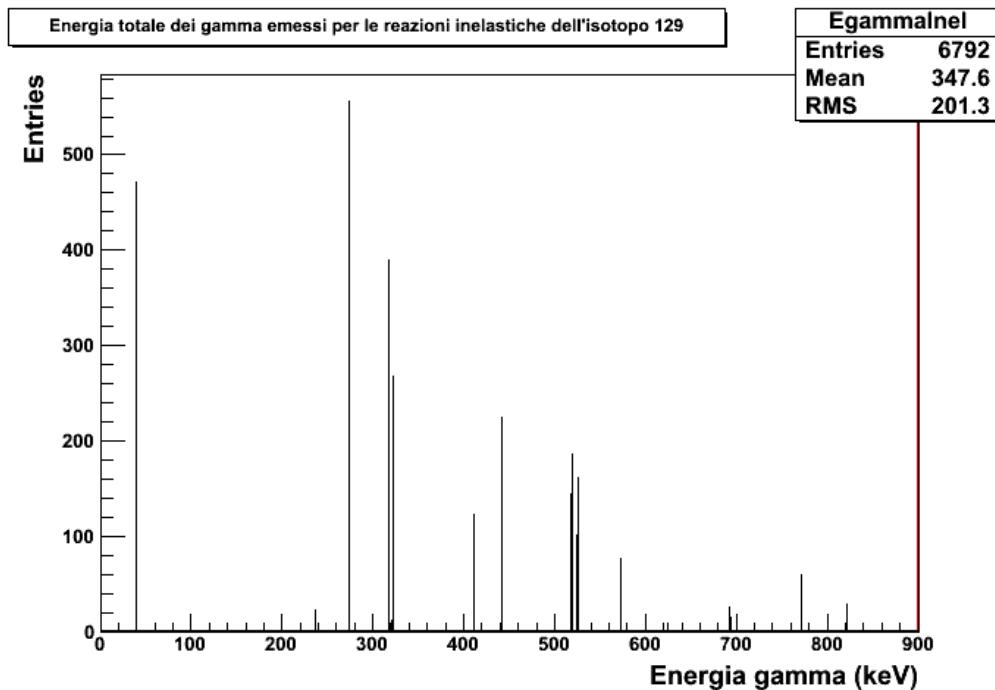


Figura 5.2: Distribuzione dell'energia totale dei gamma emessi per ^{129}Xe .

Fino a questo punto tutte le analisi precedenti, riguardanti scattering elastico e cattura neutronica, hanno prodotto risultati coerenti con la teoria e con i database e gli strumenti usati come riferimento. Tuttavia, per le interazione anelastiche, andando a confrontare le sezione d'urto che Janis riporta con le ricorrenze ottenute dalla simulazione con Geant4 (terza e

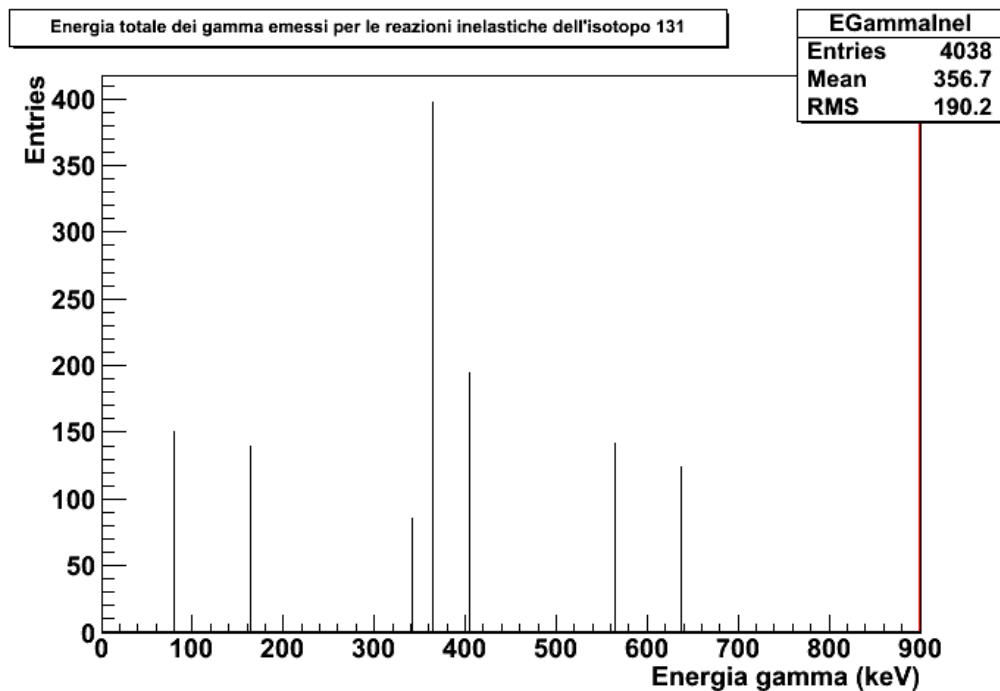


Figura 5.3: Distribuzione dell'energia totale dei gamma emessi per ^{131}Xe .

quarta colonna delle tabelle 5.3, 5.4 e 5.5, 5.6 rispettivamente) si notano delle discrepanze, a volte anche notevoli (come per il terzo livello dello ^{129}Xe).

Livello eccitato	Energia del livello eccitato (keV)	Entries	Percentuale
1	40	470	23.3%
2	235	20	0.99%
3	274	555	27.6%
4	318	160	7.9%
5	321	265	13.1%
6	411	120	5.9%

Tabella 5.5: Energia dei livelli eccitati per l'isotopo ^{129}Xe e ricorrenze di ciascun livello, come risulta dalla simulazione effettuata con Geant4.

Per comprendere l'origine delle discrepanze ottenute sarà necessaria un'analisi ulteriore. È necessario infatti comprendere con maggiore chiarezza quale database, e in particolare quale libreria di dati, è utilizzata da Geant4 per descrivere le interazioni anelastiche. Inoltre si vuole cercare una confer-

Livello eccitato	Energia del livello eccitato (keV)	Entries	Percentuale
1	80	150	17.2%
2	163	70	8%
3	341	85	9.7%
4	364	395	45%
5	404	30	3.4%
6	565	140	16%

Tabella 5.6: Energia dei livelli eccitati per l'isotopo ^{131}Xe e ricorrenze di ciascun livello come risulta dalla simulazione effettuata con Geant4.

ma indipendente della corrispondenza fra il numero di livello di eccitazione e l'energia del livello stesso.

Parte III

Conclusioni

Negli ultimi anni, la materia oscura è stata oggetto di molte indagini nel campo dell'astrofisica. In particolare, il lavoro di ricerca sperimentale, diretta o indiretta, ha ricevuto notevole impulso e grande attenzione. L'identificazione sperimentale di particelle di materia oscura produrrebbe una forte conferma delle osservazioni e delle predizioni cosmologiche fatte finora e aprirebbe la strada all'ampliamento del Modello Standard delle Particelle.

Gli esperimenti di rivelazione diretta di materia oscura condotti ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, XENON10 e XENON100 e in futuro XENON1T, hanno finora fornito un notevole aiuto nella raccolta di informazioni sulle WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), principali candidate per la materia oscura. Questi rivelatori a doppia fase che utilizzano lo Xenon, oltre alla naturale schermatura che gli deriva dall'essere posti sottoterra, hanno in più la caratteristica autoschermante dovuta alla grande densità dello Xenon liquido che permette di migliorare la discriminazione del fondo. Nonostante questi accorgimenti e i soliti metodi di schermatura degli apparati sperimentali diminuiscano notevolmente le difficoltà legate alla discriminazione del rumore di fondo, permane un problema. I neutroni di origine cosmica o che derivano dalla radioattività naturale della roccia e dei materiali usati per l'apparato rappresentano un fondo pericoloso: il rinculo nucleare prodotto dai neutroni è indistinguibile dal rinculo nucleare prodotto dall'interazione di una WIMP col materiale rivelatore.

In questa tesi ci si è appunto dedicati allo studio delle caratteristiche degli eventi che coinvolgono i neutroni nelle principali interazioni, quali interazioni elastiche, anelastiche e di cattura neutronica.

Il lavoro principale è consistito nel confrontare i risultati ottenuti dalle simulazioni prodotte con Geant4 con le predizioni dei modelli teorici presenti nelle librerie di dati del National Nuclear Data Center (NNDC).

Per quanto riguarda le interazioni elastiche, prima di procedere all'analisi dei dati prodotti nelle simulazioni, si è verificato che il fenomeno potesse essere trattato in termini non relativistici, evitando così la complicazione di una trattazione relativistica. Emerge che anche per energie ben oltre i 20 MeV

si può usare la meccanica classica. L'analisi successivamente svolta consiste nella rappresentazione delle distribuzioni angolari e dell'energia per valori fissati di quest'ultima fino a un massimo di 20 MeV. Infine, per avere conferma dell'esattezza del nostro lavoro, si sono confrontate le distribuzioni ottenute con quelle fornite da librerie di dati attendibili.

La cattura neutronica ha richiesto che si verificasse che il tempo in cui un neutrone è catturato da un nucleo fosse lo stesso nel calcolo teorico e nell'analisi sperimentale; da quest'ultima si ottengono informazioni anche sull'andamento della distribuzione dei tempi di cattura, che è di tipo esponenziale. Si è fatto caso al fatto che la cattura di neutroni termici non è l'unica coinvolta, ma si ha anche una risonanza, per cui neutroni non termici vengono catturati in tempi molto minori di quelli richiesti dalla cattura termica. Inoltre, i singoli isotopi di Xenon hanno ricevuto attenzione: si è calcolata la sezione d'urto di cattura per ciascuno degli isotopi che maggiormente partecipano al fenomeno.

Per l'analisi dell'interazione anelastica si è verificato che il suo contributo in relazione a quello apportato dalle altre due interazioni fosse come atteso, sempre facendo affidamento, come termine di paragone, ai dati riportati nelle librerie di dati; in seguito si sono calcolate le sezioni d'urto per ciascun livello energetico che il nucleo raggiunge in uno scattering anelastico e si riscontra che le sezioni d'urto frutto dell'analisi dei dati prodotti da simulazione non sono coerenti con quelle che ci aspetterebbe, ovvero con quelle indicate dagli stessi database usati per l'interazione elastica e di cattura. L'elaborazione per il calcolo delle sezioni d'urto è stata ripetuta più volte, anche considerando un set più ampio di dati, senza tuttavia ottenere risultati che smentissero la discrepanza. La soluzione di questo problema richiederà un'analisi ulteriore, per verificare con esattezza quali librerie di dati sono utilizzate da Geant4.

Bibliografia

- [1] The XENON100 Dark Matter Experiment
- [2] Prof.ssa Barbara Caccianiga, Lezione quinta di Introduzione all'astrofisica (parte terza), A.A. 2009-2010
- [3] Kaixuan Ni, tesi di dottorato "Development of a Liquid Xenon Time Projection Chamber for the XENON Dark Matter Search"
- [4] <http://root.cern.ch/drupal/>
- [5] <http://geant4.cern.ch/>
- [6] <http://www.oecd-nea.org/janis/>
- [7] <http://www-nds.iaea.org/pgaa/pgaa7/index.html>
- [8] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [9] <http://ie.lbl.gov/databases/ensdfserve.html>