



UNIVERSITÀ DEL SALENTO

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Magistrale in Fisica

**Studio della strategia di analisi dei dati
dell'esperimento PADME per la ricerca del
fotone oscuro**

Candidato:

Isabella Oceano

Relatori:

Prof.ssa Stefania Spagnolo

Dott. Gabriele Chiodini

Dott. Konstantinos Bachas

Indice

1	Materia oscura	3
1.1	Materia oscura	3
1.2	Breve panoramica storica	4
1.3	Possibili soluzioni teoriche	5
2	Fotone Oscuro: teoria ed esperimenti	11
2.1	Motivazioni per l'introduzione del settore oscuro	11
2.2	Ipotesi sul portale neutro	11
2.3	Decadimenti visibili ed invisibili di un fotone oscuro	12
2.4	Discrepanza tra misura e predizione teorica sul $g-2$ del muone	15
2.5	Strategie di ricerca del fotone oscuro	17
2.6	Esperimenti di ricerca del fotone oscuro	18
2.7	Vincoli sul modello	22
2.7.1	Limiti da esperimenti sensibili a decadimenti visibili	22
2.7.2	Limiti da esperimenti sensibili a decadimenti invisibili	23
3	PADME	25
3.1	Il fascio di positroni della BTF ai LNF	25
3.1.1	L'esperimento PADME	27
3.1.2	Produzione di A' in PADME	28
3.1.3	Tecnica di ricerca del fotone oscuro a PADME	30
3.2	I sottorivelatori di PADME	32
3.2.1	La targhetta attiva	32
3.2.2	Il dipolo magnetico	34
3.2.3	Il sistema di veti per particelle cariche	34
3.2.4	Camera da vuoto	35
3.2.5	Il calorimetro elettromagnetico	35
3.2.6	Il calorimetro a piccolo angolo	37
3.3	Il segnale e i processi di fondo in PADME	37
3.3.1	Simulazione MC e ricostruzione	37
3.3.2	Processi SM in PADME	38

3.3.3	Misure del flusso di positroni	39
3.3.4	Identificazione del segnale di fotone oscuro	41
3.3.5	Sensibilità prevista di PADME	42
4	Studio Monte Carlo della strategia di analisi	44
4.1	I dati simulati	44
4.2	Eventi di segnale e di fondo nel calorimetro	47
4.2.1	Energia e posizione dei cluster	47
4.2.2	Lo spettro di massa mancante	50
4.2.3	Definizione del volume fiduciale del calorimetro	54
4.3	Segnali da processi di fondo nell'apparato di PADME	55
4.3.1	Eventi di fondo da bremsstrahlung	55
4.3.2	Eventi $\gamma\gamma\gamma$	62
4.4	Criteri di selezione degli eventi di segnale	63
4.4.1	Scelta della definizione di fotone associato a A'	64
4.4.2	Scelta della soglia sull'energia del fotone	70
4.5	La performance della selezione	74
4.5.1	L'efficienza	74
4.5.2	Spettro di massa mancante	75
4.5.3	Studio di ulteriori tagli di reiezione degli eventi di fondo	76
4.6	Stima del numero di eventi di segnale e di fondo attesi	77
4.7	Limiti attesi sul modello in assenza del segnale	81
4.7.1	Stima dei limiti su ϵ^2 al livello di confidenza del 68%	81
4.7.2	Limiti ottenibili con il metodo CLs	81
4.7.3	Limiti attesi per PADME con il metodo CLs	85
5	Discriminazione segnale-fondo del fotone oscuro con una rete neurale artificiale	88
5.1	Cosa è una rete neurale	88
5.2	Organizzazione dei dati di segnale e fondo simulati	90
5.3	Addestramento e test del modello di rete neurale	91
5.4	Il modello di rete neurale addestrata sui dati di PADME	92
5.5	Risultati sulla selezione segnale-fondo di PADME con la rete neurale	92
5.5.1	Funzione di perdita	92
5.5.2	Accuratezza del modello	94
5.5.3	Curva ROC	95
A	Analisi cinematica	100
B	Una variante del taglio di veto per bremsstrahlung	102
C	Un nuovo taglio dipendente dall'ipotesi di massa	106

Introduzione

Nonostante il grande successo che lo Standard Model (SM) ha avuto sino ad oggi, alcune osservazioni sperimentali, come ad esempio l'eccesso di antimateria misurato da PAMELA, FERMI e AMS o l'osservazione di un effetto stagionale nei raggi cosmici misurato da DAMA/LIBRA, indicano che esso non sa ancora spiegare tutti i fenomeni che si osservano, in particolar modo quelli che riguardano la natura della materia oscura (DM) e l'asimmetria materia-antimateria. La soluzione a questi fenomeni osservati richiede un'estensione dello SM.

Nel primo capitolo sarà affrontata brevemente la questione aperta “materia oscura”, introducendo le motivazioni che spingono a sviluppare nuovi modelli fisici per spiegare la realtà che ci circonda. Uno di questi, come vedremo nel secondo capitolo, è quello che prevede l'aggiunta di un nuovo gruppo di gauge avente simmetria abeliana $U_D(1)$; conseguenza di ciò è l'introduzione di un nuovo bosone A' , detto fotone pesante o oscuro. A' rappresenta perciò la particella mediatrice dell'interazione tra le particelle di materia oscura. Teoricamente si prevede che questo nuovo settore, e quindi il nuovo bosone introdotto, possa accoppiarsi con il campo elettromagnetico dello SM con un fattore di intensità ϵ dell'ordine di 10^{-3} . Molti esperimenti negli ultimi anni concentrano la propria attenzione sulla produzione di questo nuovo bosone vettore, ricercandolo sia in modi di decadimento invisibili che in quelli visibili. Nello stesso capitolo saranno descritti brevemente gli esperimenti in questo campo.

In questo contesto si colloca l'esperimento PADME, descritto nel capitolo 3, che si propone di cercare processi $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ nell'interazione di un fascio di positroni con gli elettroni di un bersaglio in diamante, utilizzando il fascio estratto dal linac di DAFNE ai Laboratori Nazionali di Frascati del INFN. La tecnica che si sfrutta è quella della massa mancante: $M_{miss}^2 = (P_{e^-} + P_{beam} - P_\gamma)^2$, in cui si utilizzano solo variabili cinematiche conosciute. La presenza di un bosone vettore A' si manifesterebbe come un picco nello spettro della variabile M_{miss}^2 in corrispondenza del valore della sua massa. L'esperimento inizierà la presa dati nel giro di qualche mese. Intanto è possibile studiare la risposta dell'apparato e la capacità di riconoscimento di un eventuale segnale attraverso simulazioni Monte Carlo. Studi preliminari di questo tipo sono stati condotti in passato quando l'esperimento è stato proposto e sono brevemente riassunti in questo capitolo. I risultati dimostravano una sensibilità di PADME a valori di ϵ dell'ordine di 10^{-3} per un fascio di positroni di energia 550MeV con intensità tale da accumulare una statistica di circa 10^{13} positroni incidenti sul bersaglio.

La simulazione è stata, nel corso degli anni, migliorata ed ha subito delle modifiche che

riguardano la geometria ed il dettaglio delle risposte degli apparati. Questo lavoro di tesi, descritto nel capitolo 4, ha avuto l'obiettivo di effettuare uno studio della strategia di ricerca del bosone A' mediante eventi Monte Carlo generati con il programma di simulazione aggiornato dell'esperimento. A tale scopo sono stati prodotti e analizzati campioni di eventi relativi al processo di produzione del segnale per diverse ipotesi di massa, tenendo conto della struttura del fascio che determina la sovrapposizione di interazioni elettromagnetiche note. Inoltre sono stati prodotti e analizzati campioni Monte Carlo che descrivono i processi di fondo più pericolosi ($e^+N \rightarrow e^+N\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$) per uno studio delle variabili discriminanti del segnale rispetto al fondo. Sono state valutate l'efficienza di selezione del segnale e la reiezione degli eventi di fondo. Attraverso queste stime si può determinare il valore minimo del fattore ϵ a cui l'esperimento è sensibile. In particolare, nell'ipotesi che i dati di PADME non mostrino nessuna evidenza di anomalie, si derivano i limiti attesi sul parametro ϵ in funzione della massa del bosone oscuro.

Infine nel capitolo 5 è stato illustrato un metodo di selezione del segnale basato su moderni strumenti di intelligenza artificiale software. In particolare si è confrontata l'efficienza per il segnale e il fondo di una rete neurale con quelle dell'analisi illustrata nel capitolo precedente. I risultati indicano la possibilità di ottimizzare l'analisi dei dati per migliorare il potenziale di scoperta del segnale o la capacità di escludere i modelli di nuova fisica che lo descrivono.

Una delle rivelazioni più sorprendenti del Novecento è che la materia ordinaria, cioè quella costituita da protoni e neutroni, non è il costituente dominante dell'universo. Una forma nuova di materia, soprannominata “materia oscura”, esiste nell'universo in quantità nettamente superiori alla materia barionica. La natura di questa nuova materia ancora oggi è sconosciuta, ma c'è una grande mole di osservazioni astrofisiche che indicano la necessità della sua esistenza. La ricerca e lo studio della materia oscura richiede un'indagine simultanea in diversi settori della fisica. Infatti la descrizione della nascita e dell'espansione dell'universo nei suoi primi istanti di vita necessita di concetti di meccanica statistica e termodinamica. La fisica delle particelle è necessaria per proporre candidati di materia oscura ed esplorare le loro possibili interazioni con la materia ordinaria. Infine la relatività generale, l'astrofisica e la cosmologia sono necessarie per descrivere come la materia oscura, oltre a quella ordinaria, agisce sulle grandi scale.

1.1 Materia oscura

Con il termine “materia oscura” si indica quella materia che non emette alcuna radiazione elettromagnetica e non risulta pertanto individuabile dagli strumenti di analisi spettroscopica (da cui l'aggettivo “oscura”) generalmente usati per studiare gli oggetti stellari e le galassie. Inizialmente essa fu indicata con il termine di “massa mancante”, nonostante la sua esistenza sia dedotta dagli effetti gravitazionali osservabili della sua massa. Il termine massa mancante era quindi fuorviante, dato che non è la massa a mancare, ma solo la sua “luce”.

Va precisato che l'ipotesi di esistenza di materia oscura è necessaria all'interno dell'attuale modello standard della cosmologia basato sul Big Bang, per due ragioni fondamentali. Prima di tutto senza ipotizzare l'esistenza di materia oscura non si potrebbe spiegare la formazione di galassie e ammassi di galassie nel tempo calcolato dall'evento iniziale del Big Bang stesso. Un'altra considerazione è quella per cui, in uno scenario cosmologico che prevede come unica forza cosmologica la gravità, non si spiegherebbe come le galassie si possano mantenere integre, dato che la materia visibile, composta da barioni, non è in grado di sviluppare una sufficiente attrazione gravitazionale per tenerle assieme.

1.2 Breve panoramica storica

Gli astronomi si sono affidati a lungo alla fotometria per produrre stime della massa di stelle e galassie, in particolare la legge che veniva utilizzata è quella che mette in relazione la massa M_* con la luminosità osservata L_* della stella [1]:

$$L_* = kM_*^\gamma \quad (1.1)$$

in cui l'esponente γ , per le stelle che si dispongono sulla sequenza principale nel diagramma di Hertzsprung-Russel, vale $3.5 - 4$. Questo non sorprende, in quanto gli astronomi che studiano le onde elettromagnetiche nella banda ottica del visibile fanno affidamento alla luce emessa da oggetti distanti, e una volta noto questo parametro risulta semplice ricavare la massa dell'oggetto astronomico applicando l'equazione 1.1.

Nei primi anni del 1930, J. H. Oort scoprì che il moto delle stelle nella Via Lattea suggeriva una presenza molto maggiore di massa galattica di quella desumibile dalle misure fotometriche. Studiando gli spostamenti doppler della luce emessa dalle stelle che si muovono nell'intorno del piano galattico, Oort fu in grado di calcolare le loro velocità [2]. Le sue misure indicavano che le stelle si spostano così rapidamente da poter sfuggire all'attrazione gravitazionale prodotta dalla massa luminosa della galassia. Oort postulò che dovesse esistere altra massa nella Via Lattea per costringere queste stelle nelle orbite osservate. Tuttavia, osservò che le misure potevano essere giustificate se si supposeva che l'85% della luce del centro galattico fosse oscurata da polvere.

Nello stesso periodo l'astronomo svizzero F. Zwicky giunse a risultati molto simili, che anch'essi indicavano mancanza di massa, ma su una scala molto più ampia. Zwicky studiò il cluster di galassie Coma, che dista circa 99 Mpc (322 milioni di anni luce) dalla Terra e misurò, attraverso l'osservazione dell'effetto doppler, le velocità dei corpi all'interno del cluster, che risultavano variare da un minimo di $1500 km/s$ ad un massimo di $2000 km/s$ [3]. L'astrofisico svizzero utilizzò per le sue deduzioni il teorema del viriale, descritto dalla relazione:

$$\bar{E}_k = -\frac{1}{2}\bar{E}_p \quad (1.2)$$

in cui \bar{E}_k è la media dell'energia cinetica delle galassie e \bar{E}_p è la media dell'energia potenziale delle galassie. Assumendo che nel cluster la distribuzione di materia sia uniforme nello spazio, conoscendo il suo raggio R , e sapendo che ci sono 800 nebulose al suo interno, ognuna con massa $10^9 M_\odot$, si può ricavare la massa del cluster Coma:

$$M \sim N_{neb} \cdot M_{1neb} \cdot M_\odot = 1.6 \cdot 10^{45} g. \quad (1.3)$$

Assumendo l'esistenza di sole interazioni gravitazionali, si può definire l'energia potenziale attraverso l'utilizzo della costante gravitazionale G , la massa e il raggio dell'ammasso: $E_p = -\frac{3}{5}G\frac{M}{R}$ e, utilizzando il teorema del viriale, si ottiene una stima della velocità media: $v^2 = 80 km/s$. Questo risultato era in forte contrasto con la misura della velocità osservata con l'effetto doppler. In sostanza, le galassie rappresentano solo una piccola frazione della massa totale del cluster Coma, il resto della massa è per qualche motivo non luminosa.

Circa 40 anni dopo le scoperte di Oort, Zwicky e altri, Vera Rubin e collaboratori condussero uno studio approfondito delle curve di rotazione di 60 galassie isolate [4]. Queste galassie contengono una vasta popolazione di stelle in moto su orbite quasi circolari attorno al centro galattico. Come accade per le orbite planetarie nel sistema solare, secondo la terza legge di Keplero le stelle con orbite galattiche più grandi dovrebbero avere velocità orbitali minori. Nel caso di galassie a spirale, tuttavia, la terza legge di Keplero è applicabile soltanto a stelle vicine alla periferia poiché essa presuppone che la massa racchiusa dall'orbita sia costante. Le galassie utilizzate per le campagne di misura furono scelte in modo tale che, date le loro orientazioni, il materiale da un lato del centro galattico si avvicinasse alla nostra galassia, mentre il materiale appartenente all'altro lato avesse verso opposto. L'analisi delle linee spettrali dello spostamento doppler forniva la velocità di rotazione. Inoltre, la posizione lungo la linea spettrale ha fornito informazioni angolari sulla distanza della stella dal centro della galassia.

A queste misure sono seguite numerose altre osservazioni delle velocità orbitali delle stelle nelle regioni periferiche di un gran numero di galassie a spirali, e le misure mostrano che in nessun caso esse seguono la terza legge di Keplero. Invece di diminuire a grandi raggi, le velocità orbitali rimangono approssimativamente costanti, come mostrato nel grafico in figura 1.1.

L'implicazione che ne consegue è che la massa racchiusa da orbite di raggio via via maggiore aumenti, anche per stelle che sono apparentemente vicine al limite della galassia. Il profilo di massa delle galassie apparentemente continua ben al di là delle regioni occupate dalle stelle.

Le stelle nella periferia di una galassia a spirale, hanno velocità orbitali osservate normalmente di 200 chilometri al secondo [55], quattro volte superiori alla velocità di fuga che si avrebbe se tutta la massa della galassia fosse composta dalla sola materia visibile. Perciò all'interno delle galassie deve trovarsi della massa di cui non si tiene conto quando si somma la massa di tutti gli oggetti visibili.

La maggior parte della radiazione elettromagnetica è bloccata dall'atmosfera terrestre e pertanto sono richiesti osservatori spaziali o qualche forma di rilevamento indiretto per studiarne le caratteristiche. Il lancio del primo satellite artificiale nel 1957 ha aperto nuove opportunità per studi di fisica. È stata effettuata l'osservazione delle sorgenti di raggi X e delle radiazioni gamma. Per l'osservazione dei raggi X è importante menzionare il satellite tedesco ROSAT, che ha verificato l'esistenza di altre anomalie [5]. L'esperimento ha fatto misure di temperatura delle nubi galattiche misurando $T \sim 10^7 - 10^8 K$. Questa temperatura così elevata dovrebbe causare un'agitazione termica non indifferente e parte delle particelle dovrebbero lasciare la nube raffreddandola, se l'energia gravitazionale totale fosse quella dovuta alla massa visibile, e se la massa dell'ammasso fosse solo quella determinata da misure fotometriche. Quello che si osserva è che invece la nube non si comporta secondo queste predizioni e ciò è una chiara evidenza che parte della massa non viene osservata.

1.3 Possibili soluzioni teoriche

In letteratura sono comparse numerose teorie che spiegano la natura della cosiddetta "massa mancante", in termini di diversi nuovi ipotetici fenomeni. La materia oscura sarebbe localizzata nel "buio" che circonda le stelle e in generale, potrebbe essere di natura barionica e non barionica.

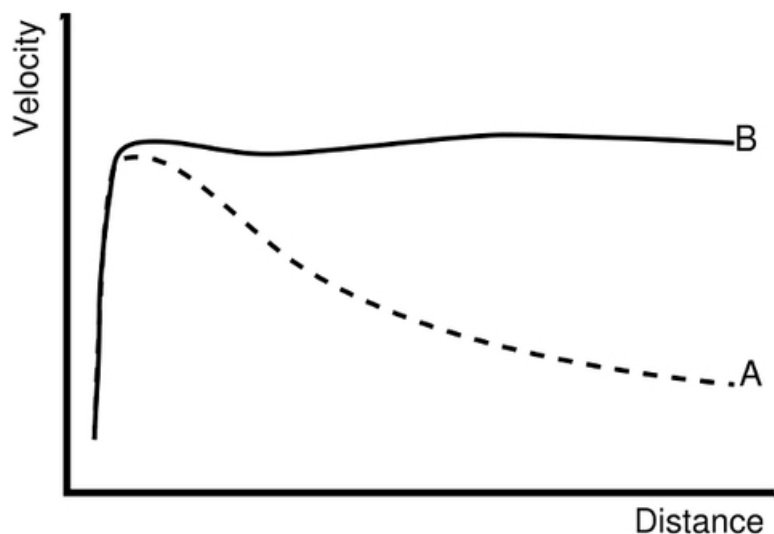


Figura 1.1: Andamento previsto (curva A) e misurato (curva B) della velocità di una stella all'interno di una galassia a diverse distanze rispetto al centro. Possiamo osservare che nella curva prevista teoricamente abbiamo due diversi andamenti: una rapida salita in prossimità del centro della galassia dove la velocità della stella è $v = \sqrt{GM_*/r} = \sqrt{4G\rho\pi/3r}$ in cui G è la costante gravitazionale, r la distanza della stella dal centro galattico, ρ la densità del nucleo dell'ammasso ed infine $M_* = 4/3\rho\pi r^3$ è la massa contenuta all'interno di una sfera di raggio r ; quando si considera una stella presente nella nube galattica, quindi fuori dal nucleo, si ha un andamento decrescente dato da $v = \sqrt{G\rho 4\pi R^3/(3d)}$, in cui d è la distanza della stella dal centro galattico e R il raggio del centro galattico. Si può osservare che mentre nel caso di stelle contenute nel centro galattico la teoria approssima bene i dati sperimentali, nel caso in cui la stella sia posta lungo il bordo del disco galattico questo non è più vero.

Possibili costituenti della materia oscura barionica sono stati indicati nei MACHO (Massive Compact Halo Objects), oggetti compatti di grande massa presenti nell'alone galattico. Questi sono rivelabili attraverso il fenomeno delle lenti gravitazionali, figura 1.2.

Il fenomeno è una conseguenza della relatività generale di Einstein: la geometria dell'universo è deformata rispetto all'approssimazione euclidea nelle regioni prossime a oggetti di grande massa. Di conseguenza quando tra una stella lontana e un osservatore si interpone un oggetto di grande massa che non emette luce (come un MACHO) la traiettoria della luce della stella che segue le geodetiche è curvata e l'osservatore vedrà un'immagine distorta e di intensità variabile della stella durante il transito dell'oggetto massivo sulla linea di osservazione della sorgente luminosa. Quello che si vuole osservare è un incremento della luminosità della stella con una distribuzione temporale della magnitudine perfettamente simmetrica rispetto al massimo. Infatti il fenomeno non deve risultare periodico altrimenti sarebbe evidenza del fatto che la sorgente luminosa è un sistema binario [6].

Nel 2008, diversi ricercatori, francesi e canadesi coordinati dall'Istituto di Astrofisica di Parigi, utilizzando questa procedura ottennero un importante risultato con il telescopio Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), posto sul monte Mauna Kea nelle Hawaii. Gli studiosi

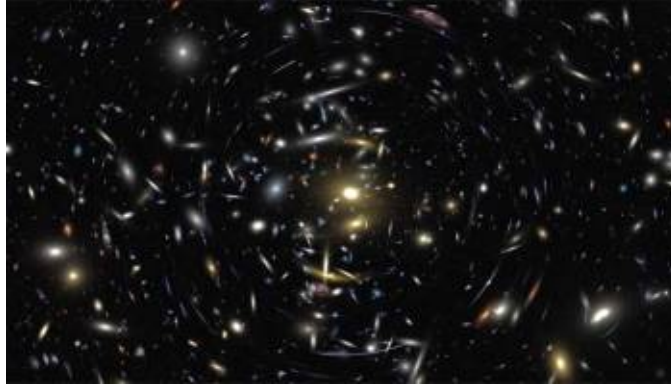


Figura 1.2: *Rappresentazione del fenomeno della lente gravitazionale, si può osservare come anche i fotoni sono soggetti alla forza gravitazionale, in particolare la loro traiettoria è maggiormente deviata, quanto più intensa è la forza gravitazionale a cui sono soggetti durante il loro cammino dalla sorgente al rivelatore.*

osservarono migliaia di immagini del cielo in cui identificarono chiari pattern del fenomeno della lente gravitazionale in assenza di masse luminose che potessero esserne la causa [7]. Le osservazioni di questi effetti gravitazionali costituiscono una delle maggiori prove dell'esistenza di materia oscura, considerato il numero di stelle tenute sotto osservazione, è stata stimata la presenza di un certo numero di MACHO, e quindi di una certa quantità di materia oscura barionica nell'universo. Tuttavia, come vedremo, questa quantità non è sufficiente a descrivere il contenuto di massa dell'universo.

Nella comprensione della questione riguardante la composizione dell'universo, molti studi sono stati effettuati, e si è dato credito al modello del “Big-Bang”, secondo il quale l'universo nasce da una singolarità spazio-temporale, ed è in continua espansione. Attraverso questo modello, si può descrivere l'universo in funzione di un parametro $\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}$, cioè il rapporto tra la densità della materia e la densità critica¹, e grazie alle osservazioni si è potuto dire che la quantità di materia luminosa nell'universo rappresenta solo il [55]:

$$\Omega_l = 0.005 \quad (1.4)$$

mentre la materia oscura e l'energia oscura sono quelle prevalenti:

$$\Omega_{DM} = 0.28 \quad \Omega_{DE} = 0.715 \quad (1.5)$$

con la caratteristica che la loro somma uguagli la massa critica:

$$\Omega_l + \Omega_{DM} + \Omega_{DE} = 1. \quad (1.6)$$

Le stime di abbondanza di MACHO (materia oscura barionica) portano a valutare la frazione di massa-energia ad essi relative come:

$$\Omega_{bar} = 0.05 \quad (1.7)$$

¹La densità critica ρ_c è la densità che discrimina l'universo aperto da quello chiuso, vale a dire quello dominato dalla gravità ($\rho > \rho_c$), da quello dominato dall'espansione ($\rho < \rho_c$)

quindi le frazioni di DM e DE si modificano in questo modo [55]:

$$\Omega_{DM} = 0.235 \quad (1.8)$$

$$\Omega_{DE} = 0.715. \quad (1.9)$$

Quindi si ridimensiona il problema quindi, senza risolverlo.

Si pensa che almeno il 70% della materia oscura sia non barionica. Questa considerazione nasce anche da studi legati alla densità del deuterio ed elio-4 nell'universo. Il deuterio, al contrario dell'elio-4, è un elemento più facile da disintegrare, oltre ad essere caratterizzato da una forte tendenza a combinarsi per formare elio-4. L'unica ragione per cui la nucleosintesi non converte tutti i nuclei di deuterio dell'universo in elio è che l'espansione dell'universo lo ha raffreddato ed ha inibito questa conversione, questo implica che la densità di deuterio nell'universo è funzione delle condizioni iniziali: più denso è l'universo, più deuterio si converte in elio-4 e meno nuclei di questo elemento dovremmo osservare. Ad oggi non sono noti altri processi successivi al Big Bang che produrrebbero la quantità di deuterio osservata nell'universo. Per questo motivo le osservazioni dell'abbondanza di deuterio suggeriscono che l'universo non sia infinitamente vecchio, come sostenuto dalla teoria del Big Bang.

Le misure effettuate dimostrano che la concentrazione di deuterio nell'universo è alta rispetto a quella prevista dal modello del Big Bang, quindi troppo alta per giustificare il modello che presume che la maggior parte dell'universo consista di protoni e neutroni. Questa divergenza, tra le osservazioni del deuterio e dell'espansione dell'universo, ha richiesto grandi sforzi per trovare processi che possano produrre tale isotopo. Dopo decenni di studi, si raggiunse il consenso sul fatto che altri meccanismi di produzione del deuterio sono altamente improbabili e la spiegazione standard ora usata per spiegare l'abbondanza di deuterio è che l'universo non consiste principalmente di barioni e che la materia oscura costituisce la maggior parte della massa dell'universo [8].

Nello studio della materia oscura, una prima classificazione delle ipotetiche non barioniche viene fatta attraverso la distinzione tra materia oscura fredda, rappresentata essenzialmente dalle ipotetiche particelle lente WIMP, e materia oscura calda, rappresentata dai neutrini. La materia oscura calda, a differenza di quella fredda, è caratterizzata da particelle aventi piccola massa e elettricamente neutre, che sono ancora all'equilibrio termico dopo la più recente fase di transizione nel primo universo caldo [45]. Attraverso programmi di simulazione, si è osservato che se l'energia primordiale fosse stata maggiore di $1MeV$, non si sarebbero formate le galassie così come oggi le conosciamo. In questo modo viene scartata l'ipotesi di materia oscura calda, anche se questo non esclude l'ipotesi che essa possa esistere in piccole percentuali.

L'ipotesi più ovvia riguardo alla composizione dell'universo conseguente alle varie osservazioni sperimentali è che la materia non barionica sia costituita da un nuovo tipo di particelle, denominate WIMP (Weakly Interacting Massive Particles), dotate di massa elevata che risultano invisibili in quanto debolmente interagenti con la materia ordinaria. Un quadro teorico, di per se molto interessante, in cui l'ipotesi di particella WIMP può essere collocato è la supersimmetria. Nei modelli SUSY alle particelle dello SM si aggiungono altrettante particelle, ciascuna partner di una particella ordinaria. Il partner SUSY di una particella ordinaria ha gli stessi numeri quantici, con eccezione dello spin s che cambia di $\frac{1}{2}$. Pertanto i fermioni delle SM

hanno come partner SUSY dei bosoni e viceversa. Nella maggior parte dei modelli SUSY si introduce un nuovo operatore: R-parity definito come:

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.10)$$

in cui B è il numero barionico, L quello leptonic e infine S lo spin e si assume la conservazione della R-parità. Da ciò segue che ogni catena di decadimenti di particelle SUSY deve terminare con la produzione della particella supersimmetrica più leggera, la LSP (Lighter Supersymmetry Particle) che deve essere stabile. La LSP è neutra elettricamente e ha solo carica debole, quindi rappresenta un ottimo candidato di materia oscura non barionica WIMP.

Sappiamo che il sole si muove nella galassia con una velocità di 232km/s e la terra compie il suo moto di rivoluzione con un angolo di 60deg rispetto al piano galattico con una velocità di 30km/s . Se effettivamente esistesse una nube di WIMPS nella nostra galassia, si dovrebbe osservare una modulazione annuale del flusso osservato sulla terra di queste particelle. In generale se fossero presenti particelle oscure nell'alone della Via Lattea allora il moto di rivoluzione della terra attorno al sole dovrebbe causare l'osservazione di un flusso massimo di particelle di materia oscura intorno al 2 Giugno, e minimo intorno al 2 Dicembre. L'esperimento DAMA-LIBRA [9] è quello che afferma con maggior convinzione di aver trovato segnali diretti di materia oscura osservando la modulazione annuale prevista. L'interpretazione dei risultati di DAMA, però, è complessa e controversa. Ad esempio la stessa modulazione è presente in una misura sul flusso di raggi cosmici nell'atmosfera; inoltre la misura effettuata è molto sensibile a parametri esterni come la pressione, temperatura e potrebbe variare con le condizioni ambientali esterne all'esperimento (ad esempio il passaggio di un treno, la variazione delle maree,..). Per questo attualmente si cerca di riproporre la medesima misura in un altro laboratorio [18].

Oltre a questo tipo di esperimenti, vengono condotte anche misure indirette, cioè si potrebbe avere che la particella oscura decade in due particelle dello SM, quindi rivelabili. Con questo obiettivo nascono gli esperimenti AMS e PAMELA che ricercano un eccesso di antimateria nello spazio. La distribuzione della frazione di positroni nello spazio ($\frac{e^+}{e^-+e^+}$) in funzione dell'energia ha un andamento decrescente se si suppone che l'universo sia composto da particelle standard, ma quello che si osserva è un incremento dello spettro energetico dei positroni a bassa energia. L'eccesso di positroni può provenire dall'interazione della materia oscura, ad esempio le WIMP, con la materia ordinaria, un'altra spiegazione invece potrebbe essere che l'eccesso di e^+ provenga da una fonte più tradizionale, come possono essere le stelle pulsar [10].

Per molti modelli teorici, l'annichilazione delle WIMP e la frequenza di cattura sono in equilibrio, o quasi in equilibrio, all'interno del sole. Questo equilibrio si esplica nel fatto che il flusso di neutrini emanati dal sole è costante. Sulla base di queste considerazioni, molti esperimenti rivolgono l'attenzione al flusso di neutrini solari. In funzione della massa e della composizione delle WIMP, il processo di annichilazione include la produzione di coppie di particelle standard $\chi\chi \rightarrow t\bar{t}, b\bar{b}, c\bar{c}, ZZ, W^+W^-$ e $\tau^+\tau^-$ che decadendo producono anche neutrini. Appare, quindi, interessante lo scenario generato dallo studio del flusso di neutrini di grande energia. AMANDA-II è un rivelatore neutrinoico posto fino a 1800m di profondità dentro il ghiaccio del polo sud dove la radiazione Cherenkov può viaggiare senza essere assorbita. Purtroppo l'esperimento non ha rivelato un risultato statisticamente significativo per il flusso di

neutrini energetici provenienti dal sole. Questo esperimento è stato sviluppato e migliorato con il progetto Icecube.

Super-Kamiokande è un altro esperimento sensibile a materia oscura. Esso è situato nella miniera Kamioka-Mozumi in Giappone e il rivelatore sfrutta la radiazione Cherenkov generata da particelle relativistiche. I dati di Super-Kamiokande sono stati utilizzati per ricercare, senza successo, un eccesso di flusso di neutrini dal sole prodotto da interazioni di WIMP con la materia solare[11].

Un altro scenario nasce dalla scoperta che il neutrino ha massa, seppur estremamente bassa. Questo lo rende candidato a rappresentare almeno una quota della materia oscura e potrebbe in parte spiegare l'eccesso di massa degli ammassi e superammassi di galassie, ma non quello delle singole galassie, perché esso si muove a velocità prossima a quella della luce, sfuggendo prima o poi all'attrazione gravitazionale ed uscendo da esse.

Oltre a questi modelli ne esistono altri. Un primo sostanzialmente identifica la materia oscura con i cosiddetti neutrini fossili. Questi sono neutrini generati nei primi istanti di vita dell'universo che oggi sono ormai troppo poco energetici e non riescono a interagire con la materia ordinaria. Un secondo modello che prevede l'utilizzo dei neutrini per giustificare la massa mancante è quello dei neutrini sterili, cioè i neutrini che sino ad ora non si sono osservati: il neutrino destrogiro (spin e momento aventi lo stesso verso) e l'antineutrino sinistrogiro (spin e momento aventi verso opposto). Quest'ipotesi è accreditata dalle osservazioni anomale sull'oscillazione dei neutrini. L'esperimento LSND infatti ha osservato anomalie nel rate di apparizione dei neutrini elettronici con un fascio iniziale di neutrini muonici su piccole distanze. Inoltre altre anomalie si presentano negli esperimento radio-chimici: nella fase di calibrazione si osserva un rate neutrino minore rispetto a quello aspettato.

Le tecniche tradizionali studiano gli effetti delle particelle di materia oscura o attraverso una ricostruzione dell'energia che dovrebbero rilasciare quando urtano con la materia ordinaria (ricerca diretta) oppure attraverso i prodotti di annichilazione fra particelle di materia oscura presenti attorno al centro della galassia o del sole.

2.1 Motivazioni per l'introduzione del settore oscuro

La verifica sperimentale del modello standard della fisica delle particelle si completa nel 2012 con la scoperta del bosone di Higgs, ciò nonostante non è considerato una teoria completa. Ad esempio il suo spettro non contiene particelle candidate per la materia oscura, la cui scoperta ad oggi è uno degli obiettivi principali della fisica delle particelle e dell'astrofisica.

Anche gli esperimenti ad LHC, nonostante l'energia più alta raggiunta in un acceleratore, non hanno finora evidenze sull'esistenza di nuovi gradi di libertà direttamente accoppiati con quark e leptoni. Di conseguenza negli ultimi anni si stanno cercando nuovi scenari in cui esiste un settore oscuro debolmente accoppiato al settore visibile mediante un nuovo gruppo di gauge abeliano denominato fotone oscuro. Questa nuova forza potrebbe anche giustificare le anomalie osservate in alcune misure, ad esempio gli eccessi di positroni nei raggi cosmici primari misurati dall'esperimento PAMELA [12] nel 2008, confermate poi dalla misura recente del satellite FERMI [13] e da AMS [14]. Inoltre la mancanza di un corrispondente eccesso nel flusso di antiprotoni, sempre misurato da PAMELA[15], suggerisce che la massa del nuovo ipotetico bosone deve essere inferiore al GeV , oppure che esso interagisca principalmente con leptoni. Infine questo messaggero potrebbe spiegare la discrepanza di 3σ presente tra gli esperimenti e la teoria riguardo la misura e il calcolo dell'anomalia del momento magnetico dei muoni $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$ fornendo proprio un contributo dell'ordine simile a quello mancante.

2.2 Ipotesi sul portale neutro

Una delle estensioni più interessanti di bassa energia del Modello Standard è quella di aggiungere un settore oscuro, così denominato a causa della sua interazione estremamente debole con il settore visibile. La connessione tra il settore visibile e quello oscuro può sorgere attraverso un portale neutro, una particella che possiede i numeri quantici del settore oscuro ed è accoppiata debolmente ad una particella neutra del settore visibile. A seconda della teoria che prevede questo nuovo mediatore, si possono avere termini di lagrangiana differenti, di conseguenza mediatori con diverse caratteristiche. Possiamo avere un mediatore scalare, il quale interagisce con il bosone di Higgs dello SM ed è denominato Higgs oscuro. Quindi il modo migliore per

cercare questa nuova particella è attraverso lo studio degli stati finali di decadimento e le proprietà del bosone di Higgs. Gli esperimenti più adatti per questo tipo di ricerca sono i collisori ad alta energia.

L'interazione tra l'Higgs oscuro e quello del modello standard H è data dal termine di lagrangiana:

$$L = (\mu h + \lambda h^2)HH. \quad (2.1)$$

Si può anche ipotizzare un mediatore con proprietà simili all'assione, cioè al bosone di Goldstone associato alla rottura di simmetria $U_{PQ}(1)$ di Peccei-Quinn [56], [57]. Tale simmetria fu introdotta teoricamente per spiegare la non osservazione sperimentale della violazione di CP prevista in QCD a seguito del sua complessa struttura del vuoto. L'interazione tra l'assione e il fotone dello SM è dato dal termine di Lagrangiana:

$$L = \frac{a}{f_a} F_{\mu\nu}^{QED} F_{oscuoro}^{\mu\nu}. \quad (2.2)$$

Mentre i parametri dell'assione di Peccei-quinn, la sua massa M_a e la sua costante di accoppiamento α_a con il fotone, sono funzioni della rottura della simmetria $U_{PQ}(1)$, un' altra particella come l'assione potrebbe esistere e avere parametri liberi ed avere accoppiamenti con i fermioni dello SM arbitrari.

Diverse teorie ipotizzano un mediatore fermionico con proprietà simili ad un neutrino sterile. Il puzzle dell'origine della massa dei neutrini, fa di questa particella un potenziale candidato per diversi modelli che cercano di spiegare questo fenomeno. La possibile esistenza del neutrino sterile aggiunge alla lagrangiana un termine di Yukawa dato da:

$$L \sim Y_N LHN \quad (2.3)$$

in cui Y_N è il termine di Yukawa, L rappresenta il leptone, H il bosone di Higgs e infine N, il neutrino sterile. Questo è nel modello standard un singoletto che potrebbe essere stato prodotto all'origine dell'universo.

Infine diverse teorie attualmente molto studiate ipotizzano un mediatore vettore $F'_{\mu\nu}$ accoppiato con il bosone di ipercarica debole $B_{\mu\nu}$ attraverso un termine di mixing cinetico

$$L = \frac{\epsilon}{2\cos(\theta_{EW})} B_{\mu\nu} F_{oscuoro}^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

Il portale neutro vettoriale è attualmente uno dei più studiati perchè, oltre a poter spiegare, come vedremo, alcune anomalie sperimentali, è quello meno vincolato dagli esperimenti ed implica in modo naturale materia oscura termalizzata.

2.3 Decadimenti visibili ed invisibili di un fotone oscuro

Il portale neutro vettore è un caso rappresentativo di una classe di modelli più generali in cui il vettore oscuro potrebbe accoppiarsi con i fermioni del SM in modo diverso, ad esempio solo con leptoni e non con quark. Questi modelli prevedono l'esistenza di un campo di forza aggiuntivo

dovuto all'esistenza di una nuova simmetria di gauge abeliana $U(1)$ e a un corrispondente bosone di gauge "oscuro", A' [59] [61]. Come avviene nella teoria della Elettrodinamica Quantistica (QED), questo può generare interazioni di tipo corrente-vettore

$$L \sim g' q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f A' \quad (2.5)$$

dove g' è la costante di accoppiamento universale della nuova interazione, e q_f sono le corrispondenti cariche oscure dei fermioni interagenti [48] [61] [62]. Non tutte le particelle del modello standard devono essere cariche sotto questo nuovo gruppo $U(1)$, avendo così in generale un'interazione differente (e alcune volte inesistente) per quark e leptoni. Infatti, nel caso in cui i quark avessero carica oscura, il nuovo bosone di gauge non potrà essere direttamente prodotto nelle collisioni adroniche o nei decadimenti mesonici.

La costante di accoppiamento g' e le cariche q_f possono essere stimate considerando l'interazione diretta tra i fermioni dello SM e il nuovo campo di gauge, oppure dal meccanismo del mixing cinetico. In quest'ultimo caso la carica q_f nell'equazione 2.5 è proporzionale alla carica elettrica del fermione corrispondente ed al termine di mescolamento associato alla lagrangiana[47]:

$$L_{mix} = -\frac{\epsilon}{2} F_{QED}^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}. \quad (2.6)$$

La costante di accoppiamento associata, ϵ , può essere così piccola ($\sim 10^{-3}$) da precludere la scoperta del fotone oscuro in molti degli esperimenti condotti sino ad ora.

Un'altra possibilità è il mescolamento della massa con il bosone pesante Z , in questo caso la particella potrebbe avere proprietà come quelle della Z ed il posto appropriato per la sua ricerca è ai collisori di alta energia come LHC.

La semplice struttura del mixing cinetico dell'equazione 2.6 conduce ad una teoria altamente predittiva: ad esempio, la frazione di decadimento (branching ratio) di A' [54] in particelle del modello standard è rappresentata in figura 2.1. Questo vale nell'ipotesi che il settore oscuro non abbia nessuna particella oscura più leggera della metà del bosone A' . Inoltre se la massa di A' è più piccola di quella di una coppia di muoni, A' può decadere solo nella coppia e^+e^- . In questo caso ci si aspetta che A' decada come una risonanza molto stretta con una larghezza di decadimento totale pari a :

$$\Gamma_{A'} = \Gamma_{A' \rightarrow e^+e^-} = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{A'} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{m_{A'}^2} \left(1 + \frac{2m_e^2}{m_{A'}^2}\right)} \quad (2.7)$$

con un tempo di vita media $\tau_{A'}$ proporzionale a $1/(\epsilon^2 m_{A'})$. Possiamo inoltre osservare che se la sua massa fosse sufficientemente grande e se ci fosse l'accoppiamento del bosone oscuro con i quark, A' avrebbe decadimenti anche mesonici con una larghezza data da:

$$\Gamma_{A' \rightarrow had} = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{A'} \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{A'}^2} \left(1 + \frac{2m_\mu^2}{m_{A'}^2}\right)} \cdot R_{had} \quad (2.8)$$

dove R_{had} è il rapporto tra la sezione d'urto di produzione di adroni in annichilazione e^+e^- e quella di produzione di $\mu^+\mu^-$ valutate ad un'energia pari al valore della massa del bosone

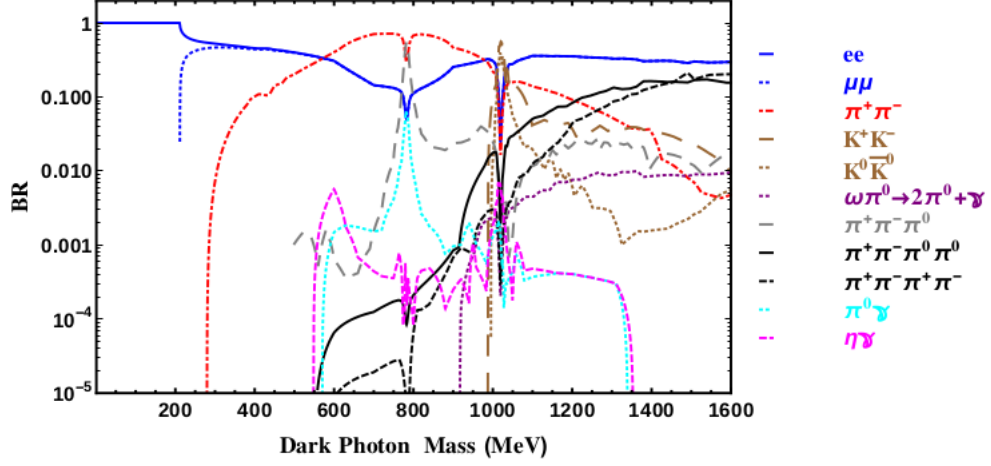


Figura 2.1: Branching ratios per i vari modi di decadimento del fotone oscuro in particelle visibili in funzione della massa del bosone.

oscuro A' . Bisogna considerare che il fotone oscuro può accoppiarsi con particelle cariche sotto $U(1)_D$.

I decadimenti di A' in particelle oscure non sono visti dai rivelatori tradizionali, e quindi sono considerati decadimenti invisibili e diventa necessario utilizzare tecniche di analisi che sfruttano la massa mancante o il momento mancante dell'evento ricostruito. In funzione del modello considerato, A' può decadere in un miscuglio di stati finali contenente sia particelle oscure che dello SM.

Se il settore oscuro ha una sola particella χ in più con massa $2m_\chi < M_{A'}$ che si accoppia con A' con il fattore di accoppiamento α_D , avrebbe una larghezza di decadimento visibile

$$\Gamma_{A' \rightarrow \chi\chi} = \frac{1}{3} \alpha_D m_{A'} \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{m_{A'}^2}} \left(1 + \frac{2m_\chi^2}{m_{A'}^2}\right). \quad (2.9)$$

Questo implica che a seconda della gerarchia di massa esistente nel settore invisibile, la fenomenologia può essere suddivisa in due scenari differenti. Se $m_\chi > m_{A'}$ il fotone oscuro decade in particelle dello standard model con un rate proporzionale a ϵ^2 e per $m_{A'} < 2m_\mu$ l'unico stato finale possibile è e^+e^- . D'altra parte se $2m_\chi < m_{A'}$ allora il decadimento dominante sarà $A' \rightarrow \chi\chi$ dal momento che non è soppresso dal piccolo fattore ϵ .

2.4 Discrepanza tra misura e predizione teorica sul g-2 del muone

Il bosone A' può contribuire al momento magnetico dell'elettrone e del muone. Ad esempio, il momento magnetico di una particella carica e è dato da [53] [54]:

$$\vec{M}_\mu = g_\mu \frac{e}{2m_\mu} \vec{S} \quad (2.10)$$

dove m_μ è la massa e \vec{S} è il suo spin. L'equazione di Dirac per $s = 1/2$ implica $g_\mu = 2$ mentre effetti di loop quantistico producono una deviazione parametrizzata con la quantità [62]:

$$a = \frac{g - 2}{2} \quad (2.11)$$

denominata momento magnetico anomalo. Il parametro a può essere accuratamente misurato e predetto nel SM in termini dei contributi che derivano da correzioni virtuali che coinvolgono particelle aventi interazioni elettromagnetiche (a_μ^{QED}), particelle con interazioni adroniche (a_μ^{hadr}) e correzioni che derivano da interazioni elettrodeboli (a_μ^{EW}):

$$a^{SM} = a_\mu^{QED} + a_\mu^{hadr} + a_\mu^{EW}. \quad (2.12)$$

In letteratura questa quantità è stata determinata teoricamente ottenendo il valore

$$a_\mu^{SM} = 116591802(2)(42)(26) \cdot 10^{-11} \quad (2.13)$$

e attraverso misure sperimentali il valore:

$$a_\mu^{exp} = 116592091(54)(33) \cdot 10^{-11} \quad (2.14)$$

un risultato che si discosta dalla predizione teorica della quantità:

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{misurato} - a_\mu^{teorico} = 3 \cdot 10^{-9} \quad (2.15)$$

che si discosta da zero per più di tre sigma.

In caso di esistenza del bosone A' ci si aspetta un termine aggiuntivo Δa al momento magnetico anomalo. La quantità Δa si può determinare dalla formula [48]:

$$\Delta a = \frac{\alpha \epsilon^2}{2\pi} \cdot f \quad (2.16)$$

dove α è la costante di struttura fine, $f = 1$ per $m_l \gg M_{A'}$ e $f = 2m_l^2/(3M_{A'}^2)$ per $m_l \ll M_{A'}$. Comparando il valore teorico del momento magnetico anomalo del muone con l'aggiunta del termine dell'equazione 2.16 con quello sperimentale si possono determinare i valori limite nel piano dei parametri ($m_{A'} - \epsilon^2$) del fotone oscuro A' . Ne consegue una discrepanza di 3σ tra il valore misurato di g_μ e la predizione dello SM. Ciò può essere giustificato con l'esistenza di

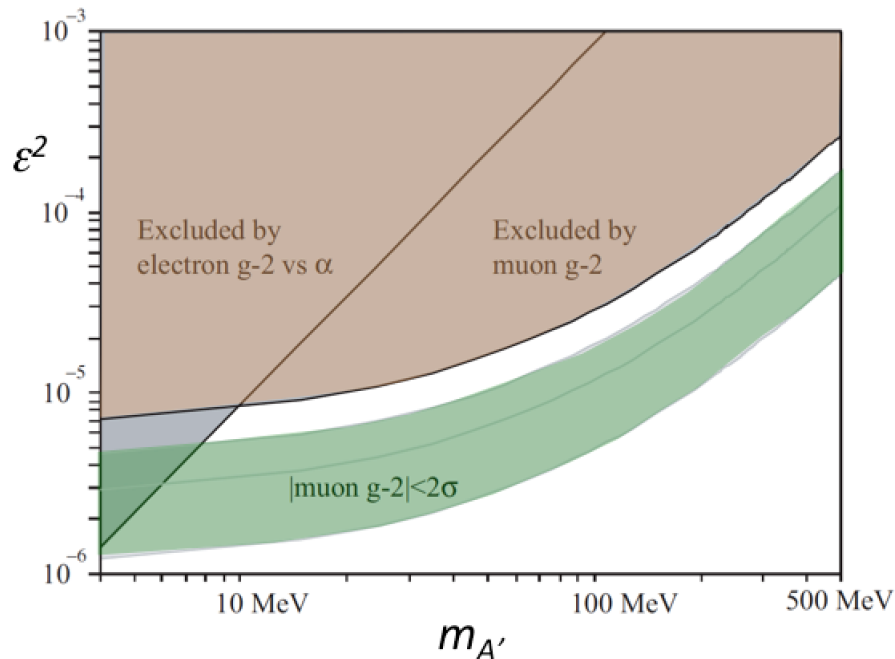


Figura 2.2: Regione esclusa (marrone) e permessa (verde) nel piano $(m_{A'} - \epsilon^2)$ determinate dalle misure del momento magnetico del muone e dell'elettrone.

A' con un intervallo di parametri indicato con la banda verde in figura 2.2, mentre la regione marrone è esclusa dal valore attuale di g_μ .

Una conoscenza esterna del parametro α è necessaria per sfruttare la misura di g_e per determinare i limiti sui parametri caratteristici del bosone oscuro. In questo caso la costante di struttura fine è estratta da una misura recente dal rapporto tra la costante di Plank e la massa dell'atomo di ^{87}Rb [16]. La precisione raggiunta è un ordine di grandezza migliore rispetto alle misure precedenti. Queste misure, combinate con quelle di a dell'elettrone, e i più recenti calcoli di QCD al decimo ordine per g_e [17], danno un limite di $\epsilon^2 < 10^{-7}$, per $M'_{A'} = 1\text{MeV}$ e $\epsilon^2 < 10^{-4}$, per $M'_{A'} = 100\text{MeV}$ [48] così come mostrato dalla striscia diagonale marrone in figura 2.2.

Ci sono anche studi che ricercano il bosone A' in stati finali che non prevedono l'esistenza di particelle dello SM. Ad esempio i dati dell'esperimento Millicharge a SLAC sono stati presi considerando questa ipotesi [19]. In questa analisi si assume che A' decada in $\chi\chi$ e uno dei due possa essere rivelato dallo scattering elastico con i nuclei degli atomi attraverso uno scambio di un A' virtuale. Le regioni di esclusione ottenute dipendono comunque anche dalla massa di χ e dal fattore di accoppiamento tra il bosone oscuro e la materia oscura. Il decadimento di A' in stati finali invisibili è vincolato anche dalla frazione di decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ [20] [21], assumendo che l'accoppiamento con i quark non sia nullo. Questi limiti sono $M'_{A'} \sim 100\text{MeV}$ e $\epsilon^2 \sim 10^{-6}$ [48].

Dal momento che la regione preferita dal presente risultato di $g_\mu - 2$ non è completamente ricoperta dalle misure dirette per i decadimenti invisibili, diventa molto suggestivo un nuovo

esperimento, come PADME, volto alla ricerca di A' con il metodo della massa mancante.

2.5 Strategie di ricerca del fotone oscuro

La ricerca sperimentale del fotone oscuro può essere caratterizzata in funzione delle diverse strategie di produzione e rivelazione di A' . Il principale canale di produzione è quello di bremsstrahlung (detto anche A-strahlung): $e^-Z \rightarrow e^-ZA'$ dove un elettrone incide su di un nucleo bersaglio con numero atomico Z . Nella configurazione a targhetta fissa A' è prodotto in avanti, portando con se gran parte dell'energia del fascio (se sussiste la condizione $E_{beam} \gg m_{A'}$) mentre l'elettrone viene emesso con un grande angolo rispetto alla direzione del fascio [47].

Un altro importante canale di produzione è l'annichilazione $e^-e^+ \rightarrow \gamma A'$ tra un positrone incidente ed un elettrone di un bersaglio o di un fascio. Questo processo di produzione è fortemente motivato dalla ricerca dei modi di decadimento invisibili, dove il segnale del bosone A' è ricostruito con il metodo della massa mancante e la conoscenza dello stato iniziale è cruciale; i modi di decadimento visibili possono comunque dare contributo nel momento in cui il bosone oscuro dovesse decadere in leptoni. Il canale di annichilazione è sfruttato sia dagli esperimenti a targhetta fissa, in cui si ha un fascio di positroni che incide su un bersaglio sottile, sia dagli esperimenti con collisori, che utilizzano fasci di e^+ ed e^- . Il range di massa accessibile è pari all'energia nel centro di massa \sqrt{s} .

Il nuovo bosone vettore può essere prodotto anche nei decadimenti mesonici quali decadimenti di Daliz, decadimenti radiativi $\pi^0/\eta/\eta' \rightarrow \gamma A'$, e decadimenti rari come $K \rightarrow \pi A'$, $\phi \rightarrow \eta A'$ e $D^* \rightarrow D^0 A'$. I decadimenti mesonici possono produrre un fotone oscuro di piccola massa e sempre nell'ipotesi che il loro accoppiamento con i quark non sia nullo. L'utilizzo di fasci di adroni, nei collisori o in esperimenti a targhetta fissa, offre una buona produzione mesonica e fa di questo un canale di produzione favorito. Il decadimento raro dei mesoni gioca un ruolo fondamentale anche nei collisori e^+e^- , come ad esempio in KLOE/2 dove si studia $e^+e^- \rightarrow \phi$.

Infine, la produzione può avvenire attraverso il meccanismo Drell-Yan: $q\bar{q} \rightarrow A' \rightarrow l^+l^-$, h^+h^- . Questo processo è utilizzato nei collisori adronici e in esperimenti a targhetta fissa con protoni.

Possiamo rivelare A' partendo dalle diverse tecniche di produzione. Queste si suddividono in tre grandi gruppi:

1. Esperimenti di beam dump che ricercano decadimenti del fotone oscuro nel canale visibile. Un fascio di particelle, generalmente elettroni o positroni di energia fissata E_0 , incide su un bersaglio fisso producendo fotoni oscuri di energia E_A . Se il bosone A' decade nel visibile, gli stati finali più abbondanti saranno e^+e^- o $\mu^+\mu^-$. In particolare per $m_{A'} < 200 MeV$ si ha un branching ratio del 100% mentre per valori di massa del bosone oscuro maggiori si avrà anche il decadimento nella coppia di muoni. L'analisi dati è basata sulla ricerca del picco nello spettro di massa invariante dei leptoni prodotti dal decadimento di A' . Il controllo costante della statistica e degli errori sistematici è necessario se si vogliono ottenere risultati affidabili quando il rapporto *Segnale/Fondo* è atteso tra 10^{-6} e 10^{-4} [47].

2. Ricostruzione della massa invariante attraverso la tecnica della massa mancante. Nell'interazione e^+e^- o nei canali di produzione mesonici, A' può essere rivelato indirettamente attraverso la distribuzione di massa mancante se decade nel canale invisibile. Questo metodo è particolarmente utile in quanto le particelle dello SM che interagiscono elettromagneticamente sono facilmente ricostruibili e lo stato iniziale è noto.
3. Rivelazione del vertice di decadimento carico $A' \rightarrow l^+l^-$. La lunghezza di decadimento di A' scala come $(\epsilon^2 m_{A'})^{-1}$, questo implica che la ricerca dei vertici relativi al decadimento sonda una regione nello spazio dei parametri con un basso valore di ϵ .

In figura 2.3 si può osservare una rappresentazione schematica delle regioni di sensibilità dei diversi approcci. L'asse orizzontale rappresenta la massa raggiungibile dalla cinematica, l'asse verticale dipende dalla luminosità integrata e la direzione diagonale corrisponde ad un incremento della lunghezza di decadimento.

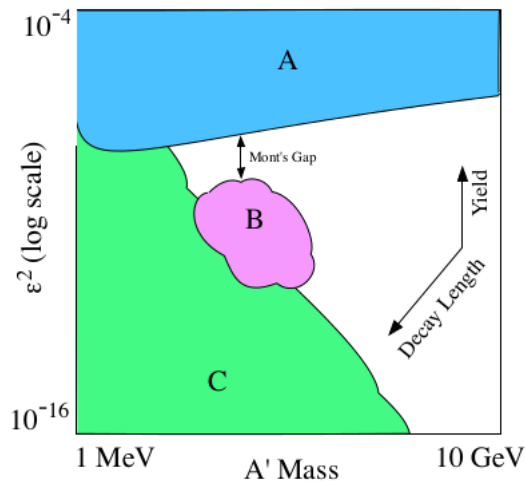


Figura 2.3: Piano dei parametri del modello del fotone oscuro: ϵ^2 e $m_{A'}$. *A* rappresenta la regione di sensibilità relativa agli esperimenti che ricostruiscono la massa invariante dello stato finale o utilizzano la tecnica della massa mancante. La regione *B* si riferisce al metodo di determinazione del vertice, relativo a piccole lunghezze di decadimento. Infine la regione *C* si riferisce al metodo di determinazione del vertice, relativo a grandi lunghezze di decadimento.

2.6 Esperimenti di ricerca del fotone oscuro

Oggi molti esperimenti costruiti per misurare un particolare processo [65], prestano particolare attenzione anche a eventuali scenari introdotti per poter risolvere la questione della “materia oscura”, in particolare quelli che riguardano il fotone oscuro. Diversi esperimenti costruiti o in costruzione invece sono concepiti proprio per quest’ultimo scopo, cioè cercare un nuovo bosone

vettore di bassa massa. Tutti questi esperimenti sono illustrati in questo paragrafo suddivisi in base alle tecniche sperimentali utilizzate. In particolare, in funzione del fascio di particelle dell'esperimento abbiamo:

Fascio di elettroni

- APEX (JLab): la produzione avviene attraverso il bremsstrahlung elettronico nel laboratorio Jefferson nella sala sperimentale Hall A, con un fascio caratterizzato da una corrente pari a $120\mu A$. APEX ricerca la presenza di due leptoni nello stato finale dovuta al decadimento di A' . L'esperimento utilizza una coppia di spettrometri ad alta risoluzione e con bassa accettazione, $\sigma_M/M \sim 0.5\%$, per sondare un range di massa di A' tra $65 < m_{A'} < 600 MeV$. La strategia di ricerca prevede anche lo studio del bosone oscuro attraverso il metodo della massa mancante nell'interazione $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ [23] [24] [25].
- A1 (Mainz): produzione attraverso il bremsstrahlung elettronico con il fascio del Microtrone di Mainz ($180 - 855 MeV; 100\mu A$). L'esperimento utilizza uno spettrometro di alta risoluzione, ricerca dei decadimenti visibili $A' \rightarrow e^+e^-$ nel range di massa $40 < m_{A'} < 300 MeV$, con ϵ^2 fino a 8×10^{-7} [26].
- HPS (JLab): produzione attraverso il bremsstrahlung con il fascio di e^- di CEBAF con corrente di $50 - 500 nA$ e range di energia $1 - 6 GeV$. L'esperimento ha un'alta accettazione e utilizza rivelatori di vertice in silicio con risoluzione spaziale dell'ordine di $1 - 5 mm$, a seconda della massa di A' che è tra 20 e $200 MeV$ con risoluzione in massa di pochi MeV. Le strategie di misura riguardano sia l'utilizzo della posizione del vertice di interazione che la ricostruzione della massa mancante attraverso i decadimenti visibili e invisibili [27].
- DarkLight (JLab): produzione attraverso il bremsstrahlung elettronico alla "Low Energy Recirculator Facility" con un fascio di elettroni di $10 mA$ di corrente ed energia di $100 MeV$. L'esperimento utilizza una targhetta in gas senza finestre nel fascio di ricircolo, per cercare gli stati finali $A' \rightarrow e^+e^-$. Rivelatori in silicio rivelano i fotoni di rinculo, implicando una possibile sensibilità ai decadimenti invisibili [28] [29].
- MAGIX (Mainz): produzione attraverso il bremsstrahlung elettronico nel futuro fascio MESA del Energy Recoil Linac (ERL), progettato per correnti di $1 mA$ ad un'energia di $155 MeV$, e una luminosità di progetto $L \sim 1 \times 10^{35}$. L'esperimento utilizzerà una targhetta gas-jet senza finestre o un cluster-jet e utilizza uno spettrometro ad alta risoluzione per ricostruire gli stati finali $A' \rightarrow e^+e^-$. Ci si aspetta un range in massa tra $10 < m_{A'} < 60 MeV$ con ϵ^2 fino a 3×10^{-9} . La possibilità di osservare il fotone di rinculo dagli eventi iniziali di bremsstrahlung apre la porta al metodo di misura con la massa mancante [30].
- NA64 (CERN): elettroni secondari di $100 GeV$ del Super Proton Synchrotron (SPS) del CERN. La corrente è di $2 \times 10^6 e^- / pacchetto$, con 2-4 pacchetti della durata di 4.8s ed un rate di un minuto. L'esperimento possiede un calorimetro elettromagnetico segmentato

lungo la direzione del fascio. L'assorbimento del fascio di elettroni nello strato superiore del calorimetro (ECAL1) è accompagnato dall'emissione di un A' di bremsstrahlung nella reazione $eZ \rightarrow eZA'$. In questi eventi una parte dell'energia dell'elettrone primario è depositata in ECAL1, mentre la restante è trasmessa da A' attraverso ECAL1 ad ECAL2 per effetto del decadimento visibile $A' \rightarrow e^+e^-$. La produzione del fotone oscuro è caratterizzata da un eccesso di eventi con due tracce nel tracciatore e due sciami in uno o due strati di calorimetro.

- SuperHPS (SLAC): produzione attraverso il bremsstrahlung elettronico nell'esperimento denominato DASEL (Dark Sector Experiment at Lcls-II) [31] [32].
- TBD (Cornell): produzione attraverso il bremsstrahlung elettronico utilizzando il fascio di CBETA (Cornell BNL FFAG-ERL Test Accelerator), caratterizzato da un'alta intensità di corrente di elettroni. I parametri aspettati della macchina sono: $I = 100mA$ a $E = 76MeV$, $I = 80mA$ a $E = 146MeV$, $I = 40mA$ a $E = 286MeV$ [33].

Fascio di positroni

- VEPP3 (BINP): produzione attraverso l'annichilazione e^+e^- con un fascio di positroni di $500MeV$ incidente su una targhetta interna di idrogeno gassoso e con una luminosità di $L = 10^{33}cm^{-2}s^{-1}$. Il range di A' in massa è $5 - 22MeV$ con una risoluzione di $1MeV$. La ricostruzione della massa mancante si basa sulla rivelazione inclusiva del decadimento invisibile di A' ma è prevista anche la rivelazione del decadimento visibile [34] [35].
- PADME (Frascati): produzione attraverso l'annichilazione e^+e^- con un fascio di positroni di $550MeV$ incidente su una targhetta in diamante. L'esperimento è sensibile ai modi di decadimento invisibili, rivelando il bosone oscuro attraverso la distribuzione di massa mancante, e visibili ricostruendo i carichi.
- MMAPS (Cornell): produzione attraverso l'annichilazione e^+e^- con un fascio di positroni di $6.0GeV$ incidente su targhetta di berillio. La luminosità attesa è di $L = 10^{34}cm^{-2}s^{-1}$. Come in VEPP3 e in PADME la rivelazione avviene attraverso la ricostruzione della massa mancante, ed è sensibile agli stati finali visibili e invisibili. Il range di massa è di $20 < m_{A'} < 78MeV$ con una risoluzione di $10 - 1MeV$.

Collisori e^+e^-

- Belle-II (KEK): annichilazione di e^+e^- con una energia nel centro di massa di $\sqrt{s} \sim 10GeV$, sensibile ai modelli di decadimento visibile ($e^+e^- \rightarrow A'\gamma \rightarrow \gamma l^+l^-$) e invisibile ($e^+e^- \rightarrow A'\gamma$). La strategia di trigger è stata sviluppata considerando gli eventi con singolo fotone. Il range per la massa di A' è $20MeV - 10GeV$ [36].
- KLOE2 (Frascati): i modi di produzione includono i decadimenti mesonici ($\phi \rightarrow \eta A'$), l'annichilazione ($e^+e^- \rightarrow \gamma A'$), e il oscuro-higgsstrahlung ($e^+e^- \rightarrow H' A'$). Le strategie di ricerca includono i decadimenti visibili ($A' \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \pi\pi$) e quelli invisibili [37].

Fascio di adroni

- NA62 (CERN): Utilizza un fascio secondario di alta luminosità di kaoni con l'obiettivo primario di misurare il branching ratio del decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ con un'accuratezza del 10% e rapporto segnale rumore di 10:1. I dati raccolti vengono utilizzati anche per ricavare un limite superiore per i processi $K^+ \rightarrow \pi^+ A'$ e $A' \rightarrow \chi\chi$. I prodotti di decadimento dei mesoni π^0, η, D , prodotti alla targhetta, saranno anche utilizzati per la ricerca di A' .
- SeaQuest (FNAL): il fascio di protoni a $120 GeV$ del Main Injector di Fermilab vengono fatti incidere su una targhetta. La produzione del fotone oscuro avviene attraverso il processo di Drell-Yan, decadimento mesonico e il bremsstrahlung fotonico. Il segnale principale cercato è un picco nella distribuzione di massa del sistema di due muoni, e grazie all'utilizzo del vertice di interazione vengono soppressi i segnali di fondo. Il range di massa aspettato è tra $200 MeV < m_{A'} < 10 GeV$ [38].
- SHIP (CERN): Un ambizioso ed ampio spettro di ricerca per diversi tipi di particelle cosiddette "nascoste", tra cui il fotone oscuro, utilizzando un fascio di protoni di $400 GeV$ del SPS del CERN. I fotoni oscuri possono essere prodotti dal bremsstrahlung dei protoni sui nuclei, Drell-Yan, scattering QCD e dal decadimento mesonico. L'esperimento SHIP è sensibile a fotoni oscuri nel canale visibile e con una grande lunghezza di decadimento ($\sim 10m$) $10^{-18} < \epsilon^2 < 10^{-8}$ e $m_{A'} < 10 GeV$ e quindi sensibile in un ampio spazio dei parametri [39].

Collisori protoni-protoni

- LHCb (CERN): Scopo primario dell'esperimento è la ricostruzione di decadimenti rari dei quark pesanti quindi adatto alla ricerca del fotone oscuro nei corrispondenti decadimenti mesonici $D^* \rightarrow D^0 A' (\rightarrow e^+ e^-)$ e $B \rightarrow K^* A' (\rightarrow \mu^+ \mu^-)$ e massa inferiori a $140 MeV$. I modi di decadimenti inclusivi visibili $A' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ forniscono invece una sensibilità in massa fino ad una decina di GeV [40] [41] [42].

Muoni stoppati

- Mu3e (PSI): l'esperimento ricerca principalmente la violazione del numero leptonico nel decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$. Il fascio primario è di protoni con una corrente di $2.3 mA$ e una energia di $530 MeV$; il tracciatore di particelle è in pixel di silicio monolitici ed è in grado di far raggiungere all'esperimento una risoluzione di $0.3 GeV$, mentre il rivelatore veloce è costituito da fibre scintillanti con una risoluzione temporale di $100 ps$. Il picco del segnale del fotone oscuro può essere trovato nello spettro di massa invariante di $e^+ e^-$, sopra la massa a riposo del muone.

2.7 Vincoli sul modello

2.7.1 Limiti da esperimenti sensibili a decadimenti visibili

La situazione corrente della ricerca del fotone oscuro nei decadimenti visibili è rappresentata in figura 2.4, mostrando nel piano $(m_{A'}, \epsilon)$ le regioni nello spazio dei due parametri escluse dai vari esperimenti che hanno utilizzato quella strategia di ricerca.

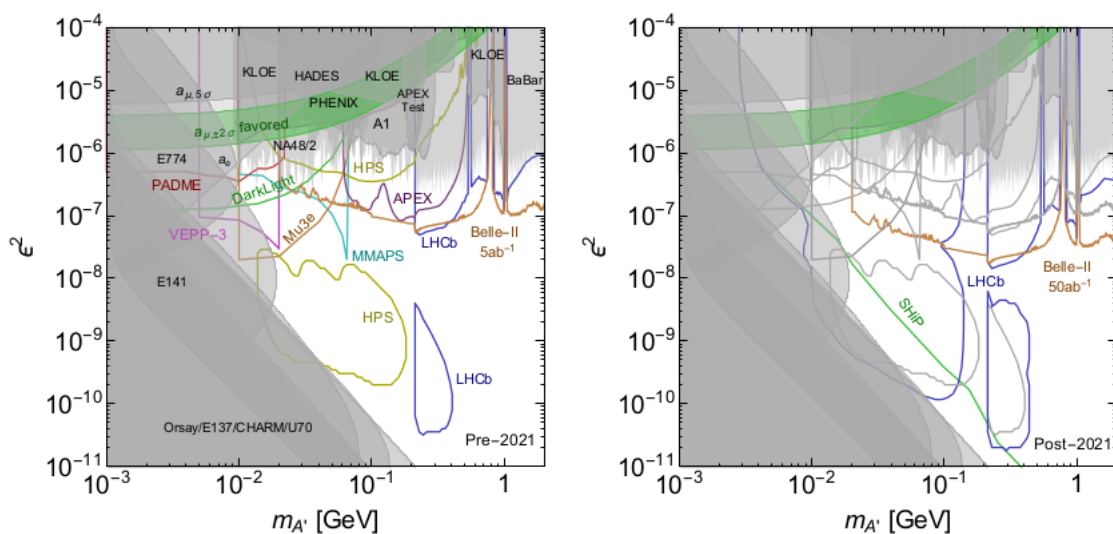


Figura 2.4: *Regioni di esclusione di A' determinate dagli esperimenti che cercano il canale visibile $A' \rightarrow l^+l^-$. Sulla sinistra vengono rappresentati gli esperimenti capaci di fornire risultati prima del 2021. Le regioni di esclusione sono rappresentate in grigio. Le regioni di esclusione delineate da linee colorate corrispondono ad esperimenti futuri. La banda verde mostra la regione entro 2σ nella quale A' può spiegare la discrepanza tra il valore stimato e misurato del $g - 2$ del muone. Sulla destra vengono rappresentati i limiti degli esperimenti con tempi di presa dati successivi al 2021. Si noti che LHCb e Belle-II possono sondare masse più alte di 2GeV e SHIP può studiare valori di ϵ anche più bassi di quelli indicati in figura.*

Le zone in grigio rappresentano le regioni che escludono con un livello di confidenza del 90% l'esistenza del nuovo bosone con quei valori di massa e di accoppiamento. In figura 2.4 (e 2.5 per il decadimento invisibile, vedi paragrafo successivo) la regione grigia triangolare corrisponde al vincolo su A' dovuto alla misura del $g - 2$ di elettroni e muoni. La banda verde mostra la regione entro le 2σ nella quale l'esistenza di A' può spiegare la discrepanza tra il valore stimato e misurato del $g - 2$ per i muoni. Si può osservare che la combinazione dei risultati prodotti dai diversi esperimenti ha escluso l'ipotesi di un fotone oscuro con decadimenti dominanti in leptoni, come responsabile dell'anomalia nella misura di a_μ . Ciò nonostante è sempre attuale l'interesse verso esperimenti che ricercano direttamente il fotone oscuro con decadimenti in

particelle del SM, in quanto sono ancora da esplorare ampie regioni dello spazio dei parametri $m_{A'}$ e ϵ .

I limiti sperimentali sui parametri di A' provenienti dagli esperimenti di beam dump sono stati estratti rianalizzando esperimenti condotti a SLAC e al FermiLab durante gli anni '80 e '90 per la ricerca della particella axion-like. In questi esperimenti A' può essere prodotto per bremsstrahlung con un fascio di elettroni davvero intenso sul dump. Le particelle prodotte viaggiano attraverso il dump per un tempo relativamente breve rispetto al loro tempo di vita media e vengono osservate dal rivelatore posto lontano e dopo il dump attraverso i loro modi di decadimento. In questo tipo di esperimenti la quantità misurata è $\epsilon^2 \cdot BR(A' \rightarrow e^+e^-)$. Se nel settore oscuro non ci sono particelle più leggere della metà di $M_{A'}$ elettrone, questo limite è valido per ϵ^2 , altrimenti A' può decadere in nuove particelle invisibili e rimanere irrilabile per l'esperimento (vedi regione triangolare in sinistra di figura 2.4).

Gli esperimenti a targhetta fissa sono dello stesso tipo ma hanno un bersaglio di spessore ridotto di ordini di grandezza tale da permettere ad A' di breve vita media di sfuggire ed i suoi prodotti di decadimento carichi di essere ricostruiti inalterati (vedi fascia grigia in alto di figura 2.4).

Gli esperimenti che utilizzano collisori hanno cercato evidenza di A' nello spettro di massa negli stati finali inclusivi e^+e^- $e\mu^+\mu^-$ e nei decadimenti di particelle mesoniche. Gli esperimenti che hanno condotto questo tipo di ricerca fanno l'assunzione che l'accoppiamento dei leptoni e dei quarks sia della stessa entità con A' (vedi fascia grigia in alto di figura 2.4 e analogamente di figura 2.5 per il canale invisibile).

2.7.2 Limiti da esperimenti sensibili a decadimenti invisibili

La situazione è significativamente meno vincolata nel caso del fotone oscuro con una significativa frazione di decadimento negli stati finali del settore invisibile [64] [69], come riportato in figura 2.5. Esperimenti che ricercano la produzione di fotone oscuro da decadimenti invisibili sono relativamente più complessi perchè è necessario partire da stati iniziali noti per ricostruire al meglio lo stato finale e applicare la tecnica della massa mancante attraverso una buona determinazione della cinematica sia dello stato iniziale che su quella dell'unico segnale nello stato finale.

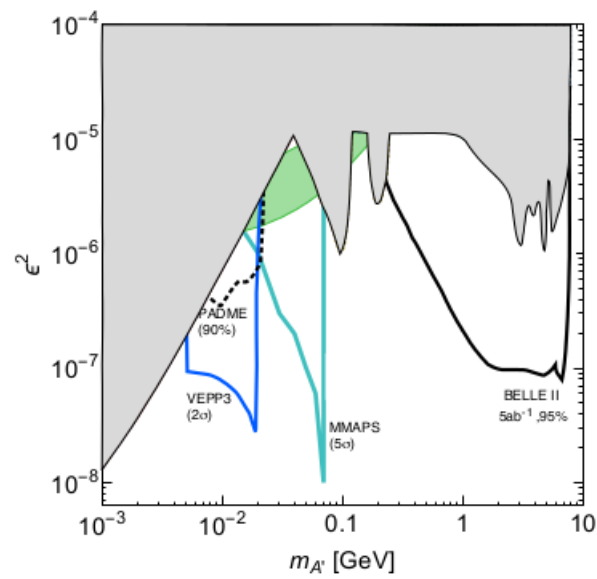


Figura 2.5: Regione di esclusione di A' per gli esperimenti che utilizzano la tecnica della massa mancante per la ricerca nel canale invisibile. Le regioni di esclusione sono rappresentate in grigio. Le regioni di esclusione delineate da linee colorate corrispondono ad esperimenti futuri. La banda verde mostra la regione entro i 2σ nella quale A' può spiegare la discrepanza tra il valore stimato e misurato del $g - 2$ per i muoni.

Come abbiamo visto la ricerca del bosone A' si basa su tre differenti tecniche : esperimenti a beam dump, esperimenti a targhetta fissa e infine ricerca diretta nei decadimenti dei mesoni come π^0 , η , ϕ e Υ . In base allo stato finale che l'esperimento si prefissa di sondare, i canali di ricerca si possono dividere, come abbiamo visto, in visibile e invisibile, i quali lavorano su metodologie differenti. I due tipi di ricerca sono complementari ed equamente importanti. Verso la fine del 2015, INFN approvò formalmente un nuovo esperimento volto alla ricerca di A' nel canale invisibile, PADME (Positron Annihilation into Dark Matter Experiment) al Linac DAΦNE a Frascati. L'esperimento mira alla produzione di A' attraverso processi di annichilazione di positroni del fascio incidente con gli elettroni di una targhetta sottile. La collaborazione PADME si propone di avviare la presa dati dell'esperimento nel 2018 e in un anno collezionare $\sim 10^{13}$ positroni sul bersaglio, raggiungendo così una sensibilità sulla costante di accoppiamento $\epsilon \sim 10^{-3}$ e sulla massa di $\sim 23.7 MeV/c^2$.

3.1 Il fascio di positroni della BTF ai LNF

Nel laboratorio BTF (Beam Test Facility) [49] [50] giungono fasci di particelle di diversa natura[68]: elettroni, positroni, fotoni e neutroni derivanti dal fascio di elettroni del Linac di DAΦNE[68]. Il laboratorio può fornire differenti tipi di fascio con un numero di particelle ed energia variabile, entro i limiti consentiti dalle proprietà del fascio primario del Linac. L'attività della BTF è essenzialmente dedicata ai test e calibrazione di rivelatori da utilizzare negli esperimenti di fisica delle alte energie. Essa è rivolta sia ai gruppi sperimentali che operano all'interno dei Laboratori Nazionali di Frascati, sia a ricercatori esterni, italiani e stranieri. Una peculiarità della BTF è la grande adattabilità della facility alle necessità degli utenti. Anche nel corso dello stesso test-beam essa può istantaneamente cambiare tipo di fascio e le sue proprietà, garantendo una grande flessibilità d'uso. L'impiego della BTF, inoltre, gode dei benefici di essere immersa nel complesso dell'acceleratore DAΦNE: tutti i servizi dell'acceleratore (per esempio i servizi elettrici, logistici, informatici, del vuoto, di diagnostica e di criogenia). Tutti concorrono a renderla versatile adattandola alle più disparate esigenze degli sperimentatori. La BTF intende nel futuro ampliarsi e raddoppiarsi con una linea dedicata all'indagine sulla materia oscura.

Il complesso di acceleratori dei Laboratori Nazionali di Frascati (LNF) è rappresentato in figura 3.1. Si può osservare la linea di trasferimento dal linac di DA ϕ NE ad un esperimento

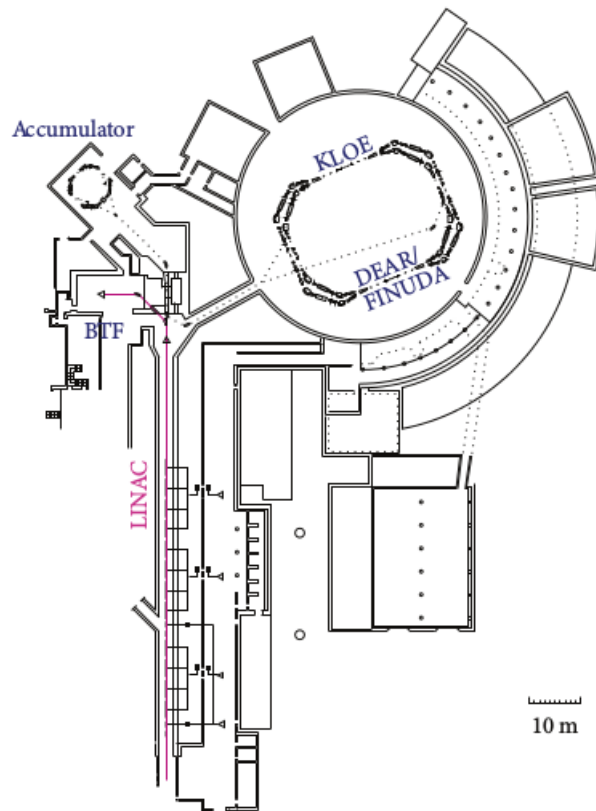


Figura 3.1: *Struttura del complesso di DA ϕ NE ai laboratori nazionali di Frascati del INFN.*

indipendente con annessa sala di controllo della BTF. Questa linea secondaria è capace di produrre 50 pacchetti di positroni o elettroni al secondo con energia massima di 800MeV per gli elettroni e 550MeV per i positroni. Il minimo in energia è inferiore ai 250MeV per entrambi i fasci [48]. Nel futuro è previsto un aggiornamento del sistema per portare il massimo dell'energia degli elettroni(positroni) a 1050MeV (800MeV) [48]. I pacchetti di particelle consistono in micropacchetti con una lunghezza totale di 350ps determinati dalla radiofrequenza delle cavità acceleratrici. L'emittanza tipica del fascio di elettroni/positroni è di $1\text{mm} \cdot \text{mrad}$, mentre la corrente massima del fascio è di 500mA (100mA). Le caratteristiche del fascio (dimensione dello spot, divergenza e dispersione del momento) dipendono fortemente dall'energia del fascio e dal numero di particelle per pacchetto.

Un magnete pulsato guida il pacchetto del fascio per essere estratto nella linea secondaria della BTF. Il fascio della BTF può essere attenuato utilizzando una targhetta in rame con spessore variabile per selezionare una determinata energia con accuratezza migliore del 1% prima che il fascio venga trasportato sull'esperimento dove può proseguire in direzione dritta o venire deflesso di 45deg utilizzando un dipolo magnetico. In una normale operazione, uno

dei 50 pacchetti al secondo può essere inviato a uno spettrometro magnetico per una misura precisa del momento del fascio.

Un limite attuale del Linac è la breve durata del pacchetto di $10ns$ perchè determinata dalla sorgente di elettroni, e i 50 pacchetti generati ogni secondo. Infatti per ottenere una luminosità sufficientemente alta e un grande numero di positroni per pacchetto, viene incrementata anche la probabilità di ottenere eventi di pile-up temporali. Questo problema può essere parzialmente risolto con dei rivelatori aventi risoluzione temporale del ns , e incrementare la durata temporale del pacchetto. Attualmente si è estesa la durata del pacchetto da $2ns$ a $40ns$ [48].

3.1.1 L'esperimento PADME

PADME è collocato nella sala sperimentale della BTF come rappresentato in figura 3.2. L'acceleratore



Figura 3.2: Collocazione dell'esperimento PADME nella sala sperimentale della BTF.

per PADME dovrà essere operativo fornendo un' energia del fascio di $550MeV$ e caratterizzato da una durata dei pacchetti di $40ns$ [46]. Lo spread dell'energia dei positroni è inferiore al 1% e la divergenza del fascio dell'ordine del milliradiante per uno spot del fascio dell'ordine del millimetro lungo entrambi gli assi, X e Y.

La sensibilità di PADME al parametro di accoppiamento del fotone oscuro dipende in maniera cruciale dalla statistica media e dalla efficienza di funzionamento del Linac. Dal momento che il rate dei pacchetti non può essere incrementato oltre i $50Hz$ si cerca di comprendere come aumentare la durata dei pacchetti e i possibili effetti sul pile-up temporale. Fino ad oggi si è riusciti a raggiungere la produzione di un fascio stabile con durata di $160ns$, e rendere possibile un incremento della durata sino a $200ns$. Inoltre è in fase di costruzione una nuova sala

sperimentale per la BTF con corrispondente linea del fascio, affinché durante la presa dati di PADME sia preservata la possibilità di usare il fascio del Linac per gli scopi di test degli attuali utenti.

3.1.2 Produzione di A' in PADME

Le modalità di produzione del bosone oscuro nella interazione tra un fascio di positroni e gli elettroni di una targhetta, sono due: l'annichilazione con gli elettroni della targhetta, per cui si hanno interazioni del tipo $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ (figura 3.3), e il processo denominato A' - *strahlung* con il nucleo di carica Z della targhetta, in cui $e^+N \rightarrow e^+NA'$ (figura 3.4).

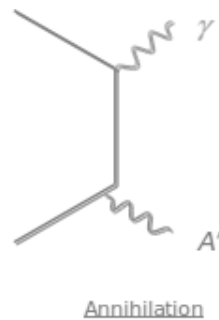


Figura 3.3: *Diagramma di Feynman della produzione di A' nella annichilazione e^+e^- .*

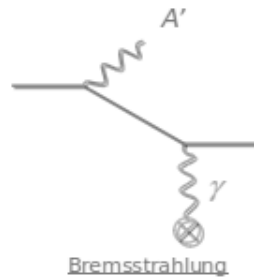


Figura 3.4: *Diagramma di Feynman della produzione di A' per A' -strahlung nell'interazione di un positrone con un nucleo.*

Entrambi i processi sono simili a quelli relativi alla produzione del fotone nei processi elettromagnetici standard, ma con una sezione d'urto riscalata come ϵ^2 e un fattore correttivo dovuto alla massa di A' . L'energia massima per il fascio di positroni del Linac attualmente di 550MeV favorisce la produzione di un bosone A' attraverso l'annichilazione e con una massa pari all'energia del centro di massa di 23.7MeV [48]. I vincoli legati alla cinematica dello stato iniziale assumono un'importanza notevole per rigettare gli eventi di fondo che sono dominati dal bremsstrahlung.

La sezione d'urto di annichilazione e di emissione per bremsstrahlung di un fotone ordinario di energia $\sim 1\text{MeV}$ dovuta ad un positrone incidente su una targhetta in carbonio è rappresentata in figura 3.5. La sezione d'urto di annichilazione è calcolata direttamente con il calcolo

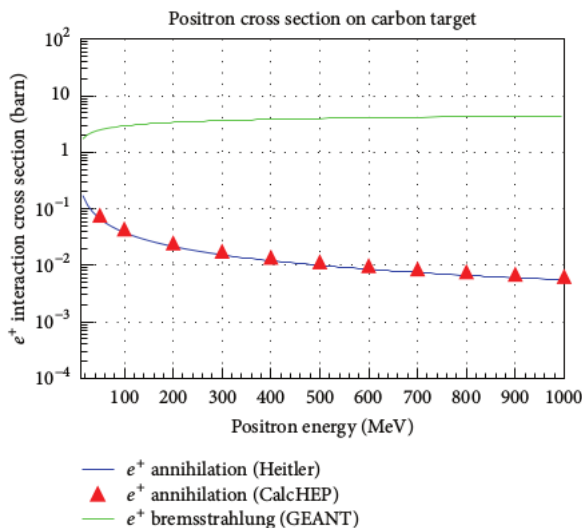


Figura 3.5: Sezioni d'urto dei principali processi di interazione di un positrone con la targhetta in carbonio. Le sezioni d'urto nel plot sono quotate per atomo di carbonio.

numerico del programma denominato CalcHEP[60] ed è comparata con quella della formula di Heitler implementata nel programma denominato GEANT4 [22]. Si osserva che i due metodi sono in accordo entro una deviazione percentuale del 2%. Il processo di bremsstrahlung è anche mostrato in figura 3.5 utilizzando la parametrizzazione della sezione d'urto implementata da GEANT4.

Dal momento che il rapporto tra annichilazione e bremsstrahlung è proporzionale a $1/Z$, è preferibile utilizzare una targhetta con un basso valore di Z al fine di incrementare le annichilazioni rispetto alle emissioni di bremsstrahlung, per cui viene scelto come materiale il carbonio. La frazione di annichilazione/bremsstrahlung per questo materiale è 5.1×10^{-3} se si considera il numero di fotoni emessi per un'energia dei positroni di 550MeV . A quella energia la sezione d'urto di annichilazione con elettroni liberi e fermi è di 1.5mb e la probabilità che questo processo avvenga in una targhetta di carbonio con spessore di $50\mu\text{m}$ è pari a $6 \cdot 10^{-6}$.

Operativamente con una linea di fascio avente molteplicità pari a $10^4 - 10^5 e^+$ per pacchetto con una frequenza di 50 pacchetti/s e in un anno di presa dati con un'efficienza del 60% [48], si possono collezionare $\sim 10^{13} - 10^{14}$ positroni su targhetta (POT Positron On Target), che corrispondono a $\sim 6 \cdot 10^7 - 10^8$ annichilazioni per anno. In un utopico esperimento senza fondo, può essere valutato un limite superiore di esclusione di e^2 pari a $10^{-8} - 10^{-9}$.

Un vantaggio del processo di produzione di A' per annichilazione è l'incremento della sezione d'urto rispetto l'annichilazione in due fotoni. Questa per diversi valori di energia del fascio di positroni è mostrata in figura 3.6, e il rapporto tra questa sezione d'urto e quella relativa ai

due fotoni rappresentata in figura 3.7 mostra una crescita, tanto più rapida quanto più la massa di A' si avvicina all'energia nel centro di massa. Tale rapporto aumenta con l'incremento dell'energia (si osservi il fenomeno in figura 3.5) producendo una crescita addizionale per la produzione di A' .

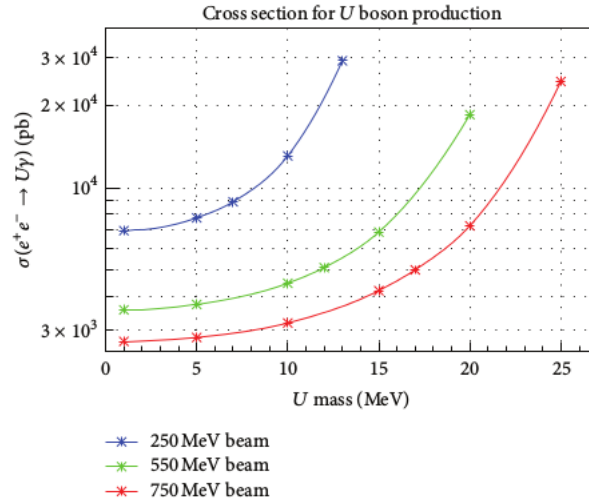


Figura 3.6: Sezione d'urto di produzione del bosone A' in associazione ad un γ , per un valore di $\epsilon = 10^{-3}$, in funzione della massa del bosone e per differenti valori di energia del fascio di positroni.

3.1.3 Tecnica di ricerca del fotone oscuro a PADME

Lo scopo dell'esperimento è la ricerca del bosone A' prodotto dal processo [66] [67] [69]:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma A' \quad (3.1)$$

dove il positrone rappresenta quello del fascio e l'elettrone quello della targhetta.

Il fotone che viene prodotto è rivelato dal calorimetro che non mira a registrare i prodotti del decadimento di A' , siano essi invisibili che visibili (vedi figura 3.8). Dalla cinematica del problema si ricava facilmente una variabile caratterizzante il processo:

$$M_{miss}^2 = (P_{e^-} + P_{beam} - P_{\gamma})^2 \quad (3.2)$$

che può essere misurata in quanto le grandezze a destra sono note o misurabili. Questa distribuzione ha un picco centrato sul valore di massa $m_{A'}$, per i decadimenti del bosone oscuro, e a zero, per i processi del tipo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. L'approccio descritto può essere applicato per entrambi i metodi di ricerca, visibile e invisibile dove nel caso visibile i prodotti di decadimento saranno deviati fuori dall'accettazione del calorimetro.

Il rivelatore può essere suddiviso nelle seguenti parti [48] [66]:

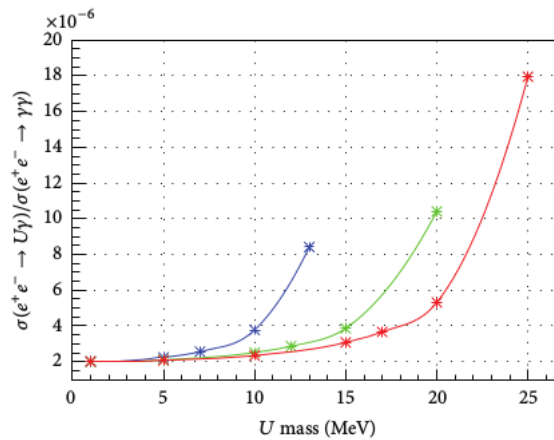


Figura 3.7: Rapporto tra le sezioni d'urto di produzione del bosone A' e quella di annichilazione in due fotoni, per un valore di $\epsilon = 10^{-3}$, in funzione della massa del bosone e per differenti valori di energia del fascio.

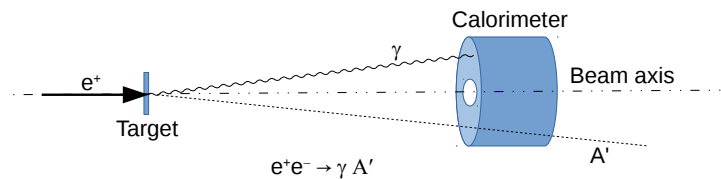


Figura 3.8: Idea di base per la ricerca del fotone oscuro A' con la tecnica della massa mancante in PADME.

- Targhetta attiva: bersaglio dell'esperimento anche volto a misurare la posizione media del fascio nell'attraversamento dell'esperimento;
- Sistema di veti per particelle cariche: determina la coordinata z delle particelle cariche di energia inferiore al fascio;
- Dipolo magnetico: deflette i positroni primari fuori dal calorimetro e le particelle cariche con energia inferiore al fascio nel sistema di veto;
- Camera a vuoto: minimizza le interazioni delle particelle primarie e secondarie con l'aria nella zona tra bersaglio e calorimetro;
- Calorimetro elettromagnetico: misura il momento dei fotoni nello stato finale;
- Calorimetro a piccolo angolo: rileva i fotoni a piccolo angolo e migliora il veto su eventi di bremsstrahlung.

In figura 3.9, si può osservare la disposizione spaziale delle diverse componenti. A partire da sinistra verso destra, si ha il fascio che incide sulla targhetta attiva, le particelle del fascio

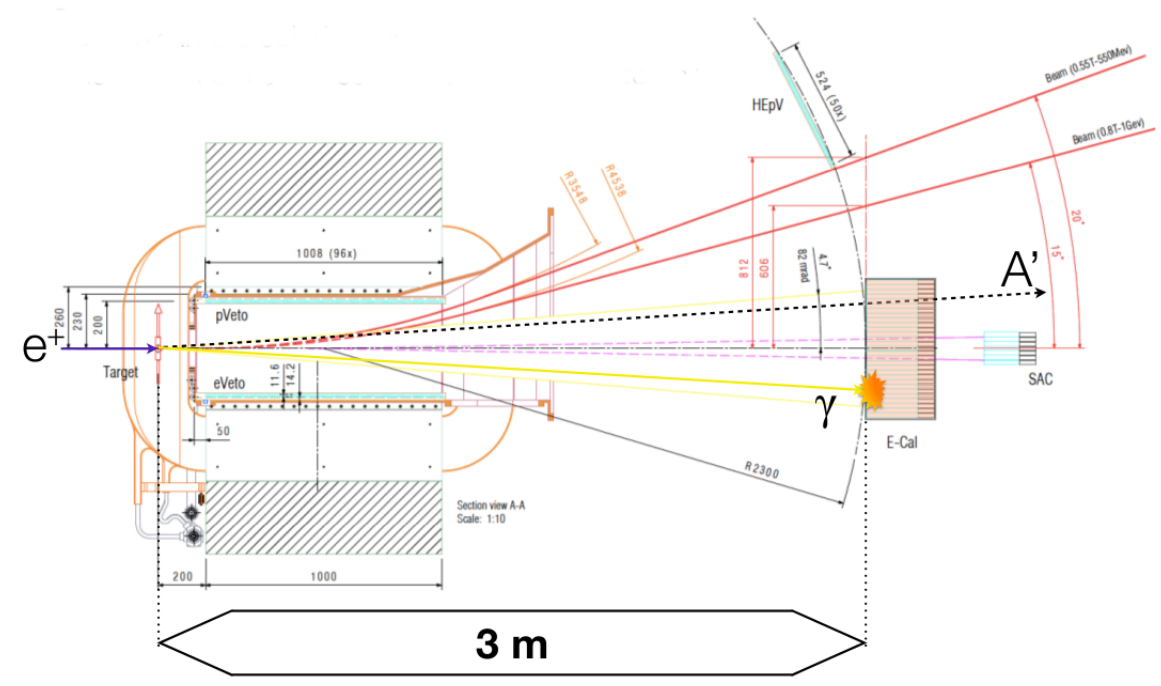


Figura 3.9: Schema dell'apparato sperimentale "Positron Annihilation into Dark Matter Experiment" (PADME).

che non interagiscono vengono deviate dal campo magnetico e direzionate verso la fine dello spettrometro e fuori dall'accettanza del calorimetro, in modo tale che l'esperimento non ne tenga traccia. Se il positrone del fascio è sottoposto a qualsiasi tipo di interazione e perde più di 50 MeV di energia, il magnete lo curva nell'accettanza del sistema di veto delle particelle cariche rendendo possibile una discriminazione del fondo. Oppure, se A' fosse prodotto e decadesse in e^+e^- , le tracce verrebbero rivelate sempre dal sistema di veto, il quale, quindi, può essere utilizzato per studiare anche i decadimenti visibili.

A causa dello spessore così piccolo della targhetta, la maggior parte dei positroni nel fascio non interagisce. Questi sono quindi trasportati attraverso la camera a vuoto sino alla fine del setup dell'esperimento e possono essere riutilizzati per i test di rivelazione per altri esperimenti.

3.2 I sottorivelatori di PADME

3.2.1 La targhetta attiva

Lo scattering multiplo coulombiano interno alla targhetta peggiora la conoscenza del momento e della direzione del fascio primario e allarga il picco della distribuzione della massa mancante. Infatti, la ricerca dei fattori cinematici nel settore invisibile non può essere conclusa senza la determinazione del vertice di decadimento e della direzione del fascio, mentre nel canale nel visibile la determinazione del vertice di decadimento aiuta a ripulire il segnale dal fondo. Per

questa ragione si utilizza una targhetta di $100\mu m$, per la quale la simulazione mostra che la relazione

$$E_{\gamma,brems} + E_{e^+} = E_{Beam} \quad (3.3)$$

è soddisfatta con una risoluzione migliore rispetto all'incertezza iniziale del fascio ($\sim 1\%$). La probabilità di annichilazione è del 5% per un pacchetto di $10^4 e^+$ [48]. Lo studio dell'impatto della risoluzione spaziale del posizionamento del fascio sono riportate in figura 3.10, dove si riporta la risoluzione del quadrato della massa mancante per un A' di massa di $15MeV$, assumendo una determinazione perfetta della posizione del fotone incidente sul calorimetro, e una realistica, con risoluzione di $3mm$.

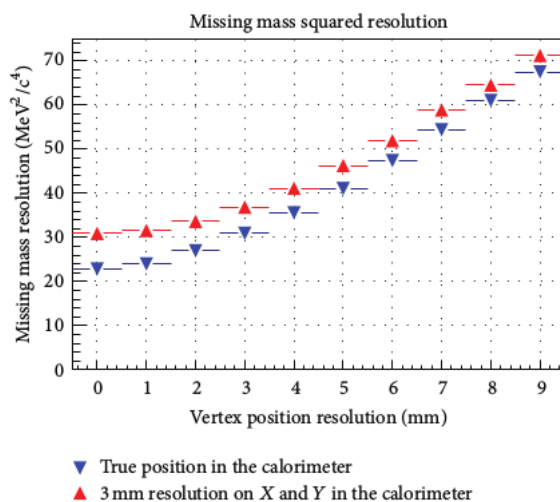


Figura 3.10: Dipendenza della risoluzione sul quadrato della massa mancante al variare della risoluzione sulla conoscenza del punto di interazione $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ per un A' di massa $15MeV$.

Per ottenere una risoluzione sul quadrato della massa mancante inferiore ai $30MeV^2$ è necessario determinare la posizione media del fascio sulla targhetta con risoluzioni spaziali migliori dei $2mm$, posizione da utilizzare poi nel calcolo dell'angolo con il quale il fotone viene emesso. Un pacchetto del fascio di particelle alla BTF è caratterizzato da uno spot molto piccolo la cui posizione è difficile da mantenere stabilmente nel tempo a causa dell'instabilità della corrente che alimenta il magnete di curvatura.

La targhetta attiva consiste in un diamante policristallino di dimensioni $2cm \times 2cm \times 100\mu m$ posizionato in vuoto[72]. Sulle facce del sensore sono stati realizzati 19 elettrodi ohmici ortogonali tra loro per poter rilevare il segnale di ionizzazione del fascio di protoni e determinarne il profilo trasverso.

Si sono realizzati due differenti tipi di targhetta attiva, mostrati entrambi in figura 3.11, una con elettrodi metallici e una con contatti elettrici in nano-grafite. La nano-grafite è stata scelta da PADME come più adeguata all'esperimento dal momento che la targhetta è interamente realizzata in carbonio. Il profilo del fascio misurato in un test alla BTF è rappresentato a

destra della figura 3.11. La risoluzione ottenuta per il posizionamento del fascio è di $200\mu\text{m}$, molto meglio dei 2mm richiesti dall'esperienza.

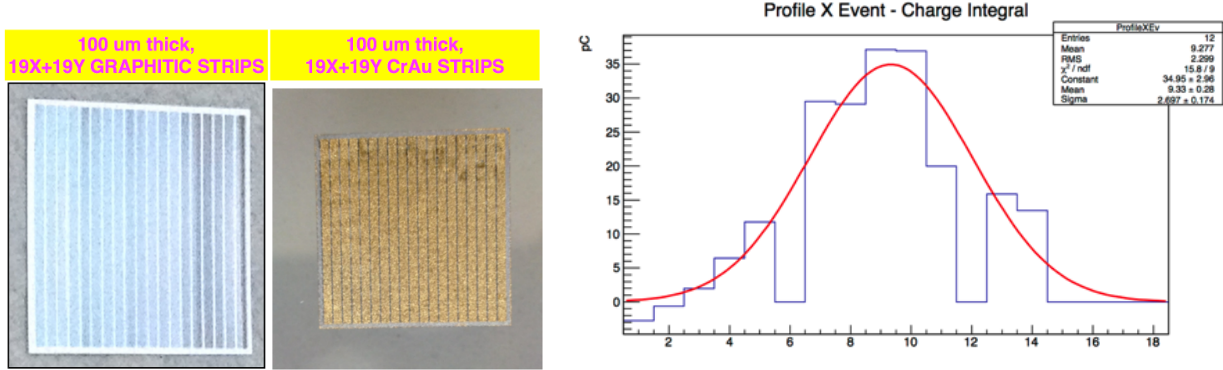


Figura 3.11: A sinistra: una foto di due tipi di targhetta in diamante; a destra: profilo lungo l'asse orizzontale del fascio della BTF come misurato dal prototipo del rivelatore in diamante di PADME.

3.2.2 Il dipolo magnetico

Successivamente all'interazione con la targhetta, le particelle cariche rimanenti subiscono l'azione di un campo magnetico. Considerando il piccolo spessore della targhetta, la maggior parte delle particelle rimangono nel fascio, perdendo una frazione minima di energia. Infatti l'energia dopo l'attraversamento della targhetta rimane circa uguale a quella iniziale, in questo caso si può utilizzare un solo dipolo magnetico per la deflessione. Nell'esperimento viene utilizzato un magnete a forma di H, di lunghezza pari a 1m , con una gap di 50cm , con un campo magnetico massimo di 1.4T , raggiungibile per correnti di 675A , e peso totale di 15ton .

La simulazione con il programma GEANT4 mostra che un campo magnetico di $\sim 0.4\text{T}$ è sufficiente per deflettere le particelle primarie del fascio di energia 550MeV facendo sì che non finiscano nell'accettazione del calorimetro elettromagnetico. La deflessione varia con l'intensità del campo magnetico B applicato seguendo l'andamento della funzione:

$$\phi = \arcsin\left(\frac{0.3 \cdot L \cdot B}{p}\right). \quad (3.4)$$

Grazie al magnete è inoltre possibile identificare particelle cariche prodotte da interazioni con il bersaglio in diamante (positroni che hanno irraggiato, o particelle prodotte da collisioni inelastiche). Infatti queste particelle, di energia inferiore al fascio, vengono deviate all'interno del magnete, lasciando un segnale sul veto di particelle cariche costruito all'interno della camera a vuoto che è collocata nella gap del magnete.

3.2.3 Il sistema di veti per particelle cariche

All'interno del dipolo magnetico è presente uno spettrometro che rivela le particelle cariche deviate all'interno del magnete, per la maggior parte rappresentate da elettroni e positroni

a bassa energia. Il veto per particelle a bassa energia è costituito da una serie di barre di scintillatori di sezione con dimensione $10 \times 10 \text{mm}^2$, con il lato più lungo in direzione del campo magnetico. Esse sono posizionate lungo entrambe le pareti laterali del magnete, coprendone l'intera lunghezza e all'interno della camera da vuoto. La traiettoria dei positroni altamente energetici è curvata solo minimamente dal magnete. In questa categoria rientrano sia positroni del fascio che non interagiscono con il bersaglio, sia quelli che nel processo di bremmstrahlung emettono fotoni a bassa energia. I positroni che sfuggono all'accettazione dello spettrometro posto all'interno della regione di vuoto, vengono rivelati da un veto presente all'esterno, coprendo la regione angolare scoperta tra il dipolo ed il calorimetro. La configurazione prevista impone una lunghezza per il veto esterno pari a circa 70cm . Con molta probabilità verranno utilizzate delle barre di scintillazione analoghe a quelle sfruttate per il veto interno.

3.2.4 Camera da vuoto

A causa dell'alta intensità del fascio e il piccolo spessore della targhetta pari circa a 0.04% della lunghezza di radiazione X_0 , i positroni che interagiscono con l'aria possono produrre un forte contributo agli eventi di fondo. Infatti, dal momento che la lunghezza di radiazione dell'aria è 285m ad una pressione di 1013mbar e la distanza del calorimetro dal bersaglio è di circa 3m , lo spessore atmosferico è di circa $\sim 1\% X_0$, molto più grande rispetto allo spessore della targhetta stessa [51]. Una simulazione MC fatta ad una pressione di 1mbar mostra un significativo incremento del fondo rispetto ad un esperimento condotto nel vuoto. Quando si hanno interazioni con l'aria residua, non possono essere ricostruiti i vincoli cinematici (ad esempio la massa mancante) dal momento che le informazioni sull'interazione dei positroni e sul momento iniziale non sono conosciute.

E' stato scelto per l'esperimento un vuoto effettuato ad una pressione di 10^{-5}mbar , un livello di vuoto che produce un numero di eventi di fondo dovuto alle interazioni fascio-aria trascurabile.

3.2.5 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico ricopre un ruolo fondamentale in questo esperimento, che consiste nella ricostruzione del quadrimomento del fotone e quindi nella misura della massa mancante del nuovo bosone vettore. Le richieste principali sul calorimetro sono che l'energia del fotone ricostruito sia misurata con una buona risoluzione, così come lo deve essere la misura dell'angolo e che riduca il pile-up. La scelta del materiale attivo utilizzato determina il raggio di Molier che a sua volta impone dei limiti sulla granularità minima del calorimetro. Quest'ultima richiesta assieme alla buona risoluzione angolare determina la distanza tra calorimetro e targhetta.

La risoluzione energetica deve essere meglio del $\sim 10\%$ per i fotoni con energia inferiore ai 100MeV ; ed è, inoltre, necessaria una risoluzione sulla posizione dei cluster di 3mm se si vuole ottenere che la risoluzione sul quadrato della massa mancante sia circa 30MeV^2 .

Per raggiungere queste performance viene scelta un'alta segmentazione (celle di $2.1 \text{cm} \times 2.1 \text{cm}$) ed un cristallo inorganico come il BGO (germanato di bismuto). Questo materiale

è caratterizzato da un'alta densità ($= 7.13g/cm^3$), a piccole lunghezze di radiazione X_0 ($= 1.12cm$), un piccolo raggio di Moliere ($= 2.23cm$) e un tempo di decadimento della luce di fluorescenza di $300ns$.

Il calorimetro, come si può osservare in figura 3.12, è approssimativamente un cilindro dal

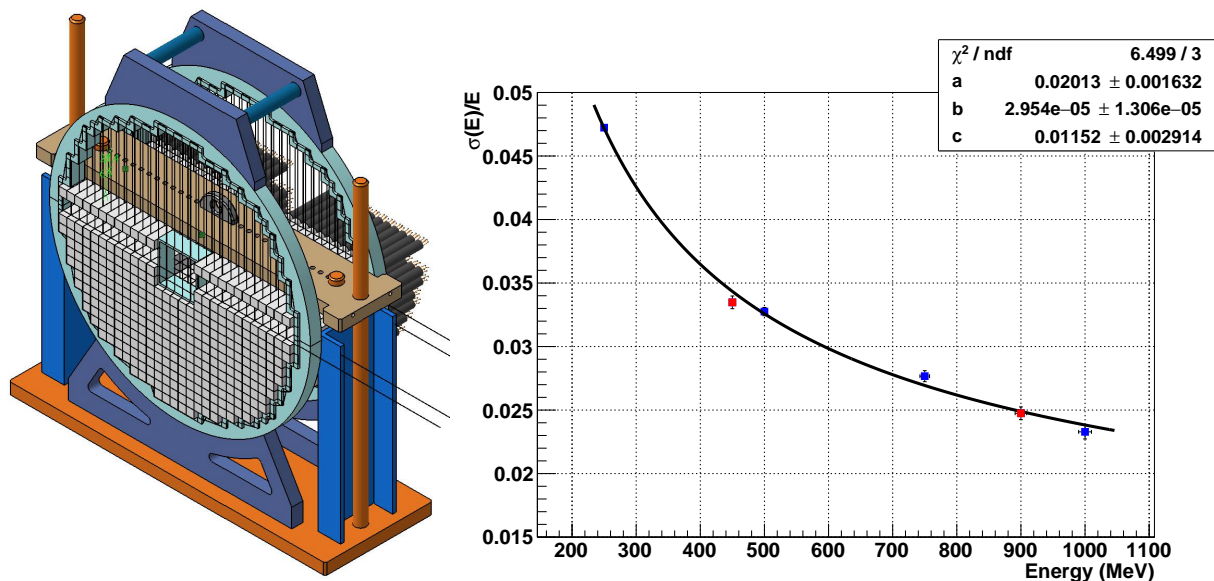


Figura 3.12: A sinistra è mostrato il disegno CAD del calorimetro di PADME; a destra la misura della risoluzione energetica in funzione dell'energia ottenuta con un prototipo del calorimetro su un fascio di test.

diametro di $\sim 600mm$ e una profondità di $\sim 230mm$, riempito con 616 cristalli di dimensioni $21mm^3$ [70] con al centro una sezione di $105mm$ di lato. La risoluzione in energia misurata ed attesa è mostrata in figura 3.12 ed è ben descritta dalla formula[48]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2.0\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.003\%}{E} \oplus 1.2\% \quad (3.5)$$

Questo risultato è stato ottenuto con un test su fascio di un prototipo di ECAL con cristalli di BGO analoghi a quelli che saranno utilizzati nell'esperimento.

L'alta segmentazione del calorimetro nel piano trasverso alla direzione del fascio assicura una risoluzione di circa $1/\sqrt{12} = 3mm$, che corrisponde ad una risoluzione angolare inferiore a $2mrad$ per una targhetta posta a $1.75m$ dal calorimetro. La risoluzione energetica e angolare ottenuta con una simulazione basata sul programma GEANT4 è in accordo con le stime fatte.

L'occupazione media del calorimetro varia dal 5% al 22% per una molteplicità dei pacchetti dell'ordine di $10^4 - 10^5$ positroni. La dipendenza non è lineare a causa del fatto che il cluster viene spesso diviso nella regione interna del calorimetro. Questa è una caratteristica cruciale dal momento che permettono un efficiente e sicuro veto degli eventi con più di un cluster ricostruito.

3.2.6 Il calorimetro a piccolo angolo

Il calorimetro a piccolo angolo, Small Angle Calorimeter (SAC), è posizionato lungo la direzione del fascio, dietro il calorimetro elettromagnetico, coprendo dunque la regione del foro centrale. E' in grado di funzionare con un elevato rate di particelle ma non potendo fare misurazioni precise di momento o energia, ha la funzione di controllo e di veto dei fotoni emessi a piccolo angolo che sfuggono alla rivelazione del calorimetro principale. Il calorimetro SAC sarà costituito da 25 scintillatori in fluoruro di piombo PbF_2 di dimensioni $2 \times 2 \times 20cm^3$ [51], con una copertura angolare totale compresa tra 0-20 mrad.

3.3 Il segnale e i processi di fondo in PADME

3.3.1 Simulazione MC e ricostruzione

Per valutare la sensibilità di PADME per la scoperta del bosone A' è stata sviluppata una simulazione completa dell'esperimento con il programma GEANT4. La simulazione descrive dettagliatamente la segmentazione del calorimetro e il rilascio di energia per ogni cristallo. Il campo magnetico è considerato uniforme e trasverso alla direzione del fascio. Il sistema di veti per particelle cariche è modellato come un volume attivo nel quale l'energia delle particelle incidenti è determinata ma senza alcuna ricostruzione reale del segnale. La ricostruzione non include alcun elemento passivo e non è simulato il "dump" del fascio primario.

La struttura del pacchetto di particelle del fascio è descritta da una distribuzione di positroni tale per cui viene controllata la dimensione trasversa e lo spread energetico. La simulazione utilizza le librerie elettromagnetiche per basse energie di GEANT4, lo scattering Bhabha e quello Moller, e produce raggi δ . Viene poi impiegato un generatore specifico per la produzione di A' e il suo eventuale decadimento in e^+e^- , nel canale invisibile e la annichilazione in tre fotoni.

Un algoritmo per la ricostruzione dei cluster fornisce la posizione e l'energia considerando il deposito di energia nei diversi cristalli coinvolti. L'algoritmo inizialmente identifica un cristallo di seme (seed), definito come quello avente il massimo di energia tra tutte le celle del calorimetro. Viene creato un cristallo di seme solo se l'energia è maggiore di $10MeV$, in modo da rigettare fotoni di bassa energia. Questa condizione non introduce inefficienza nella ricostruzione dei fotoni associati alla produzione del bosone A' nella regione di massa studiata. Il cluster è definito sommando le energie di tutti i cristalli con energia $E > 0.1MeV$ e posti ad una distanza inferiore a $4.6cm$ dal cristallo principale (che chiameremo "seme"), corrispondente a 2.5 raggi di Moliere. Tutte le celle che hanno contribuito al cluster vengono poi eliminate e l'algoritmo si ripete fino a che si trova un cristallo di seme. La posizione del cluster è ricostruita partendo da una media ponderata della posizione centrale delle celle coinvolte. L'alto numero di celle coinvolte ($\sim 40 - 50$) e la piccola dimensione del cristallo determinano una risoluzione spaziale inferiore a $3mm$ con un'efficienza di ricostruzione dei fotoni del 98%.

3.3.2 Processi SM in PADME

La capacità di scoprire A' è limitata dagli eventi di singolo fotone, rappresentati in figura 3.13 che rappresentano un fondo per il segnale.

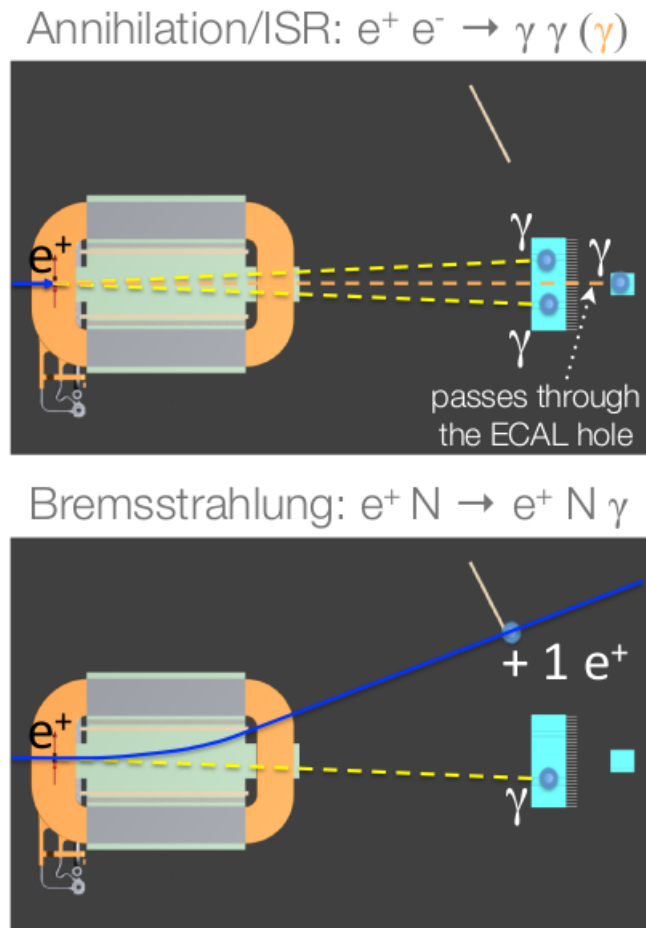


Figura 3.13: Rappresentazione degli eventi di fondo per la misura effettuata a PADME.

Questi processi sono in gran parte rigettati dai tagli di selezione del segnale e quelli che sopravvivono sono stimati con un campione MC privo di segnale e contando gli eventi che cadono nella regione del segnale.

Negli eventi di bremsstrahlung [48] [66], la somma delle energie della traccia del positrone e del cluster del fotone deve essere uguale all'energia del fascio, essendo la targhetta molto sottile. Negli eventi con stato finale $\gamma\gamma$ ci sono solo due cluster di fotoni e la somma delle loro energie deve essere uguale a quella del fascio.

Il bremsstrahlung è un processo con sezione d'urto molto alta, gran parte dei fotoni sono prodotti principalmente con bassa energia e piccolo angolo. Per una targhetta in carbonio e un fascio con energia di 550MeV , vengono prodotti circa 40 fotoni con energia maggiore al MeV per ogni pacchetto di positroni, assumendo una molteplicità di positroni pari a 5000. Il calorimetro

ha un buco centrale con un'apertura di circa 1.5 gradi e questo minimizza la sensibilità a gran parte di questi fotoni.

Nel processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ i due fotoni sono emessi ad angoli piccoli e simmetrici, perciò tipicamente entrambi colpiscono il calorimetro (o nessuno di essi). Per ridurre questo tipo di fondo, viene impiegato un veto aggiuntivo ad ulteriori cluster nel calorimetro.

Le energie dei fotoni emessi per effetto del fenomeno di radiazione di sincrotrone sono molto basse, cioè $\sim 10keV$. Tuttavia la deflessione dell'intenso fascio può far incrementare il numero di questi fotoni prodotti a diverse centinaia, peggiorando leggermente la risoluzione del calorimetro.

E' necessario considerare un altro tipo di fondo [48] [66], dovuto al processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ che rappresenta una correzione perturbativa all'annichilazione in due fotoni. Questi eventi sono pericolosi quando due fotoni attraversano il buco centrale del calorimetro e l'altro colpisce il calorimetro. Eventi di questo tipo sono stati simulati con il generatore CalcHEP che fornisce una stima della sezione d'urto $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma)$. Il rapporto tra $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma)$ e la sezione d'urto per l'annichilazione, risulta essere

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{7.5 \cdot 10^7 pb}{1.55 \cdot 10^9 pb} = 4.8\%. \quad (3.6)$$

Un altro tipo di fondo, è lo scattering Bhabha. Tutti questi processi (con l'eccezione di $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$) sono trattati da GEANT4 e quindi sono trattati direttamente nella simulazione dell'interazione del fascio con il bersaglio. La situazione è complicata dalla possibile sovrapposizione di due o più interazioni SM causate da positroni dello stesso pacchetto del fascio.

3.3.3 Misure del flusso di positroni

Il flusso di positroni sul bersaglio, necessario alla misura della sezione d'urto di un eventuale segnale di produzione di A' , può essere determinato in due modi. Il primo consiste nello sfruttare la targhetta attiva per la misura del numero di positroni in ogni pacchetto del fascio. Il secondo si basa sul valore noto teoricamente di $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)$.

Nel primo metodo il segnale prodotto dalla targhetta attiva ad ogni passaggio del fascio è proporzionale al numero di positroni incidenti sulla targhetta stessa e può essere calibrato facendo incidere il fascio direttamente sul calorimetro e misurando il deposito di energia. Utilizzando la curva di calibrazione così ottenuta, il numero di positroni primari, e perciò il flusso totale, può essere misurato dal segnale della targhetta, per ogni singolo pacchetto.

Alternativamente si può utilizzare una ricostruzione diretta degli eventi di annichilazione $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, le cui caratteristiche verranno discusse in seguito, mediante l'identificazione di due cluster nel calorimetro. Si richiede, in particolar modo, che essi abbiano energia tra $100MeV < E_{Cl} < 400MeV$ e raggio $5cm < R_{Cl} < 13cm$. La massa invariante del sistema $\gamma\gamma$ è ricostruita dalla posizione X e Y dei due cluster nel calorimetro e dalle loro energie mediante la relazione:

$$M_{\gamma\gamma} = \frac{\sqrt{[(X_{\gamma 1} - X_{\gamma 2})^2 + (Y_{\gamma 1} - Y_{\gamma 2})^2] E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}}}{Z_{EMCal} - Z_{Target}} \quad (3.7)$$

dove $Z_{CAL} - Z_{target}$ è la distanza tra calorimetro e targhetta.

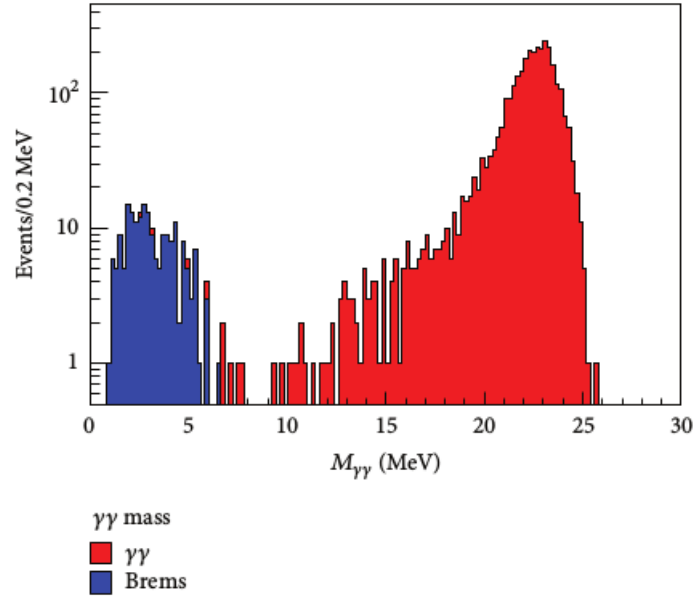


Figura 3.14: Distribuzione di massa $M_{\gamma\gamma}$ per gli eventi di annichilazione selezionati con i tagli dell'analisi.

In figura 3.14 si può osservare come la distribuzione di $M_{\gamma\gamma}$ discrimini gli eventi di annichilazione dal fondo. In rosso si ha la distribuzione degli eventi $\gamma\gamma$ con un picco nella distribuzione all'energia nel centro di massa del sistema e^+e^- , mentre in blu, del tutto trascurabili, gli eventi di bremsstrahlung aventi un picco di massa molto piccolo. D'altra parte il numero di annichilazioni può essere calcolato conoscendo la sezione d'urto $\sigma_{\gamma\gamma}$ come rappresentata in figura 3.5. La relazione utilizzata è quindi:

$$N_{\gamma\gamma}^{tot} = \frac{N_{\gamma\gamma}}{Acc_{\gamma\gamma}} = N_{e^+} \cdot \sigma_{\gamma\gamma} \cdot N_{e^-}/S. \quad (3.8)$$

In questa relazione $N_{\gamma\gamma}$ rappresenta il numero di eventi $\gamma\gamma$ che sono selezionati nei dati di PADME, $Acc_{\gamma\gamma}$ rappresenta l'accettanza (convoluzione di efficienza geometrica e di rivelazione) per questo tipo di eventi che può essere valutato con simulazioni, N_{e^+} è il numero di positroni incidenti sul bersaglio e infine N_{e^-}/S è il numero di elettroni bersaglio per unità di superficie. Dalla relazione 3.8 si può quindi ricavare il numero totale di positroni N_{e^+} in funzione delle quantità note $\sigma_{\gamma\gamma}$ e $Acc_{\gamma\gamma}$ e del numero di eventi $\gamma\gamma$ registrati dall'apparato $N_{\gamma\gamma}$. L'attesa precisione nella misura del N_{e^+} è dominata dalle incertezze sistematiche, tra cui l'errore teorico sulla sezione d'urto, essendo l'errore statistico trascurabile grazie alla dimensione del campione di eventi $\gamma\gamma$ registrabili a PADME.

3.3.4 Identificazione del segnale di fotone oscuro

I tagli di selezione proposti nella referenza [48] richiedono di avere un unico cluster nel calorimetro elettromagnetico con energia E_{Cl} superiore a 50MeV , che abbia un raggio compreso tra 5cm e 13cm ¹ per evitare leakage di energia che degraderebbero la risoluzione. Inoltre si richiede che sia soddisfatta la condizione $E_{min}(M_{A'}) < E_{Cl} < E_{max}(M_{A'})$ in cui l'intervallo scelto dipende dalla massa ipotizzata del bosone oscuro. Infine si richiede il veto per i positroni implementando la richiesta che $E_{e^+} + E_{\gamma} < 500\text{MeV}$ così da rigettare tutti quegli eventi che sono compatibili con un processo di bremsstrahlung.

La selezione dei candidati eventi di segnale si basa sulla distribuzione del quadrato della massa mancante misurata, assumendo che gli elettroni della targhetta abbiano momento nullo $\vec{P}_{e^-} = 0$ e che i positroni del fascio abbiano momento $\vec{P}_{z,beam} = 550\text{MeV}$ orientato lungo l'asse z . In presenza di un picco, la sua posizione è interpretabile come il quadrato della massa di A' . La regione del segnale è definita come $\pm 1.5\sigma_{M_{miss}^2}$ attorno al picco stesso dove $\sigma_{M_{miss}^2}(M_{A'})$ è la risoluzione sulla massa al quadrato che dipende dal valore della massa stessa come rappresentata in figura 3.15.

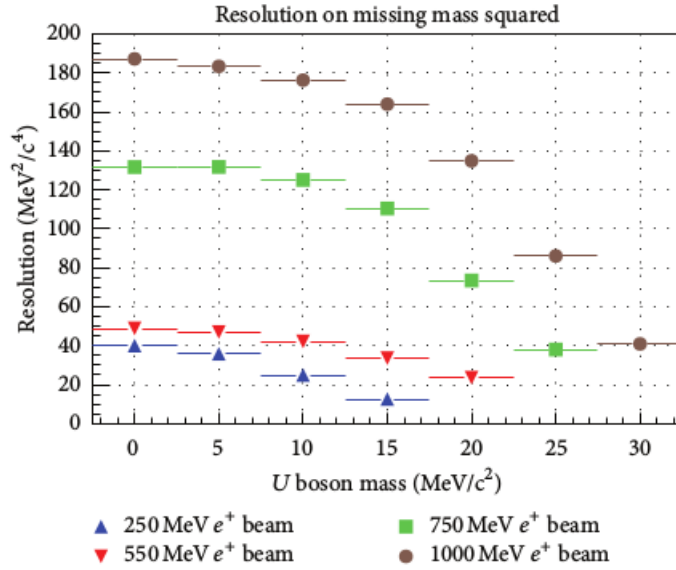


Figura 3.15: Risoluzione del quadrato della massa mancante in funzione della massa del bosone A' , per differenti valori di energia del fascio stimata da simulazioni.

Pertanto osservato un eccesso di eventi in una regione di massa mancante al quadrato la costante di accoppiamento di A' può essere determinata utilizzando l'annichilazione $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ come canale di normalizzazione attraverso la formula:

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow A'\gamma)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{N(A'\gamma)}{N(\gamma\gamma)} \cdot \frac{Acc(\gamma\gamma)}{Acc(A'\gamma)} = \epsilon^2 \cdot \delta(M_{A'}) \quad (3.9)$$

¹Questi tagli di selezione sono basati su una geometria di massima dell'esperimento che era prevista nel 2014. Nel capitolo seguente, invece, l'analisi è basata sulla configurazione finale dell'esperimento in costruzione.

dove $N(A'\gamma) = N(A'\gamma)_{obs} - N(A'\gamma)_{bkg}$ è il numero di candidati del segnale A' dopo la sottrazione del fondo, $N(\gamma\gamma)$ è il numero di eventi di annichilazione osservato, $\delta(M_{A'})$ è il fattore cinematico di aumento della sezione d'urto di $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ rispetto l'annichilazione (vedi figura 3.7), e $Acc(A'\gamma)$ e $Acc(\gamma\gamma)$ sono rispettivamente l'accettanza per il segnale e per l'annichilazione. Attraverso questa formulazione si può ricavare il parametro di accoppiamento senza dover conoscere con esattezza il numero di positroni che incidono sulla targhetta. Infatti dalle simulazioni si determinano le accettanze per il segnale e per le annichilazioni, con i dati dell'esperimento si misura il numero di eventi per i due processi e attraverso l'equazione 3.9 si può determinare ϵ^2 calcolato il fattore δ .

3.3.5 Sensibilità prevista di PADME

In caso di assenza di picchi distinguibili dal fondo nello spettro di massa mancante, è possibile porre dei limiti sui parametri del modello ϵ e $m_{A'}$.

Per fare questo, i criteri di selezione del segnale descritti in 3.3.4 sono stati applicati a vari campioni di eventi simulati per il segnale (a diverse masse del bosone A') e per tutti i processi di fondo rilevanti. Il fascio è simulato con pacchetti di elevata molteplicità (10^3 e 10^4) e durata di $40ns$. Il fondo selezionato come segnale è compreso tra 0.4×10^5 e 1.4×10^5 nell'ipotesi di accumulare 4×10^{13} positroni su targhetta (POT). Questo numero di positroni su targhetta può essere ottenuto con alcuni miglioramenti del fascio della *BTF* che implicano un'intensità del pacchetto di $10^4 - 10^5$ positroni e una durata estesa fino a un Δt che garantisca condizioni di pileup accettabili ($N_{e^+}/\Delta t \simeq 100/ns$). Tali miglioramenti sono ritenuti fattibili alla *BTF* e alcuni accorgimenti tecnici sono già in fase di studio.

Con questa statistica di collisioni raccolta, il numero di eventi di segnale atteso può essere stimato come

$$N_{\gamma\gamma}^{tot} \epsilon^2 \delta(m_{A'}) Acc(A'\gamma) = \epsilon^2 \delta Acc(A'\gamma) N_{e^+} \cdot \sigma_{\gamma\gamma} \cdot N_{e^-} / S \simeq 10^8 \epsilon^2 \delta. \quad (3.10)$$

essendo $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma) = 1.55mb$ e tenendo conto dell'accettanza $Acc(A'\gamma)$ stimata da simulazioni MC[48] ($\sim 20\%$). Visto che il fattore cinematico $\delta(m_{A'})$ pari a ~ 2 per valori di $m_{A'} < 15MeV$ e $N_{e^-}/S = 0.0105b^{-1}$, dalla condizione $N_{signal} < N_{BKG}$ si comprende come il limite su ϵ^2 al 68% di C.L. ottenibile è di circa 10^{-6} come illustrato in figura 3.17.

Il range di massa del bosone A' esplorabile può essere aumentato variando l'energia del fascio. Ciò è possibile attraverso il complesso di acceleratori del LNF fino ad un massimo di $800MeV$ che consentirebbe di studiare valori di $M_{A'}$ fino a $32MeV$, contro l'attuale limite cinematico di $23.7MeV$ per fasci di energia pari a $550MeV$.

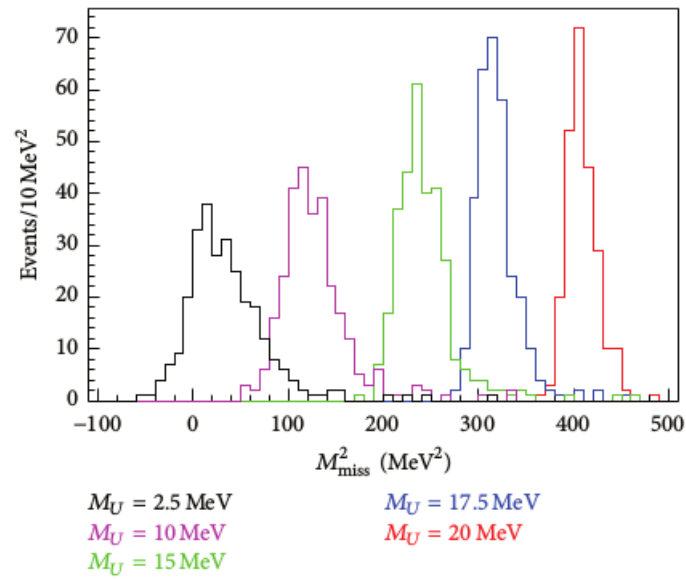


Figura 3.16: Distribuzione del quadrato della massa mancante misurato per diversi valori di $m_{A'}$ (eventi simulati) per un valore del fattore di accoppiamento di $\epsilon = 10^{-3}$.

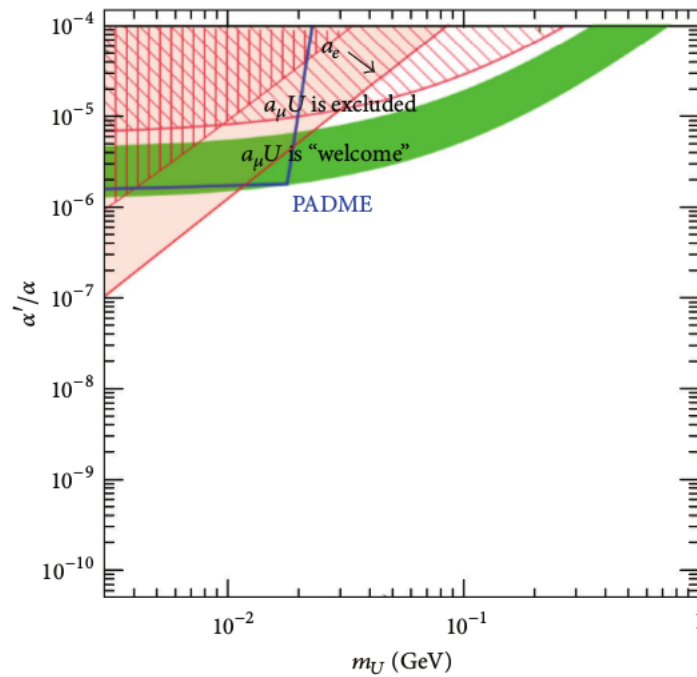


Figura 3.17: La regione di sensibilità di PADME per il parametro ϵ^2 è delimitata dalla linea blu. Questa è ottenuta attraverso una simulazione GEANT4 dell'esperimento e del fascio di PADME assumendo un numero di positroni su targhetta complessivo di 4×10^{13} .

Studio Monte Carlo della strategia di analisi

Questo lavoro di tesi consiste nello studio mediante dati simulati della strategia di selezione degli eventi $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ registrati dall'esperimento PADME. I criteri guida sono l'identificazione efficiente degli eventi di interesse, la reiezione degli eventi di fondo provenienti da processi SM noti e l'estrazione dell'intensità del segnale o la determinazione di limiti su di essa in assenza di evidenza di nuova fisica nei dati.

Studi di questo genere furono effettuati in fase di proposta dell'esperimento [48] e sono stati riassunti in 3.3.5. Oggi, a pochi mesi dall'inizio della presa dati, si vuole ripetere lo studio utilizzando la simulazione aggiornata dell'apparato per mettere a punto la procedura di analisi che sarà utilizzata sui dati reali.

La produzione dei campioni MC è effettuata con una simulazione dell'apparato sperimentale basata sul software GEANT4 [73] che modella tutti gli effetti fisici di interazione radiazione-materia di cui è necessario tener conto per emulare il segnale prodotto nei rivelatori dalle particelle che emergono dall'interazione del fascio con il bersaglio. Essa utilizza vari generatori MC dei processi di interesse: bremsstrahlung, $\gamma\gamma$, $\gamma\gamma\gamma$ e $A'\gamma$.

In questo capitolo, dopo la presentazione dei campioni di dati simulati, si discutono i segnali osservabili nel rivelatore (per esempio, clusters nel calorimetro, hit nei rivelatori di veto per particelle cariche) per i diversi processi fisici in esame di modo da definire una serie di criteri di selezione di eventi che conduca ad una efficiente identificazione del segnale e un abbattimento degli eventi di fondo. Dalla stima del numero di eventi di segnale e di fondo, attesi in base a questa selezione, si derivano i limiti sul parametro di mixing ϵ per diversi valori di massa di A' , PADME potrà quindi stabilire se i dati saranno compatibili con i processi noti dalla teoria del SM.

4.1 I dati simulati

La simulazione di PADME, PADMEMC [74], è un software in fase di intenso sviluppo basato su GEANT4. La geometria dell'esperimento così come è stata descritta nel capitolo precedente, è implementata nella simulazione anche in termini dei materiali.

Tabella 4.1: *Caratteristiche del fascio prodotto dalla BTF.*

Caratteristiche	Valori
Energia	550MeV
Durata pacchetto	40ns
N_{e^+} pileup	5000
Spread energetico	1%
Divergenza	1mrad

La simulazione parte dalla definizione di un fascio di positroni con caratteristiche di durata temporale del pacchetto, intensità, divergenza e distribuzione delle particelle nel piano del bersaglio che sono valori configurabili. Nei campioni prodotti per questo studio il fascio è stato descritto con le caratteristiche riportate in tabella 4.1. Nel seguito per “evento” di PADME si intenderà il risultato dell’interazione di un pacchetto del fascio con il bersaglio.

Nell’interazione del fascio con il bersaglio (100 μ m di diamante omogeneo) GEANT4 naturalmente produce con l’abbondanza attesa nel SM i processi di bremsstrahlung ($e^+N \rightarrow e^+N\gamma$) e annichilazione in due fotoni $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Un generatore del processo $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ è stato implementato internamente al codice di PADMEMC e può essere attivato con un’opzione. Quando questo è acceso, un positrone del fascio, con il suo specifico valore di energia e momento, è sottratto alla propagazione nel bersaglio da parte di GEANT4 ed è utilizzato per simulare in maniera casuale la cinematica di una coppia $A'\gamma$ così come emergerebbe nel sistema di riferimento del laboratorio da un’annichilazione del positrone con un elettrone a riposo nel bersaglio. I parametri che possono essere impostati dall’esterno sono la massa del bosone A' e il numero di interazioni $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ che devono essere generate per evento.

L’analisi descritta in seguito è stata applicata ai seguenti campioni Monte Carlo:

- segnale puro: il fascio generato è caratterizzato da un solo positrone, che incidendo sulla targhetta interagirà con un elettrone producendo il bosone oscuro:

$$e^+e^- \rightarrow A'\gamma, \quad (4.1)$$

l’unico segnale visibile sarà quello del cluster nel calorimetro prodotto dal fotone;

- segnale con pile-up di interazioni elettromagnetiche: il fascio generato è composto da pacchetti di 5000 positroni di cui solo uno produce il segnale ricercato, gli altri e^+ interagiranno con il bersaglio con la frequenza predetta dal SM per i processi:

$$e^+N \rightarrow e^+N\gamma \quad (4.2)$$

$$e^+e^+ \rightarrow \gamma\gamma. \quad (4.3)$$

In questo caso quello che si osserverà nell’apparato sperimentale è non solo l’energia rilasciata dal fotone di segnale nel calorimetro, ma anche i depositi di energia (nel calorimetro

e negli altri rivelatori) prodotti da fotoni SM e positroni che avendo emesso un γ di bremsstrahlung, seguono una traiettoria maggiormente deflessa dal campo magnetico rispetto ai positroni del fascio che lasciano il bersaglio senza interagire;

- bremsstrahlung e $\gamma\gamma$: il fascio consiste in pacchetti di 5000 positroni che interagiscono con il bersaglio secondo i processi elettromagnetici;
- annichilazione in coppie di fotoni al “next to leading order”: dal momento che GEANT4 nell’emulare le interazioni elettromagnetiche si ferma all’ordine di approssimazione perturbativo più basso, il campione precedente non contiene eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ accompagnati da emissione radiativa di un terzo fotone dando luogo al processo:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma. \quad (4.4)$$

Pertanto è stato utilizzato il generatore MC CALCHEP[76] che è in grado di calcolare l’ampiezza di scattering per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ e produrre un insieme di eventi, rappresentati dai quadrimpulsi dei tre fotoni, le cui distribuzioni cinematiche sono consistenti con la sezione d’urto differenziale per il processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$. PADMEMC ha la possibilità di leggere dall’output di CALCHEP la cinematica dell’evento di 3γ e utilizzare lo stato finale dei tre fotoni (opportunamente trasformato per ricondurlo nel sistema di riferimento di PADME) come il risultato dell’interazione di un positrone del fascio con un elettrone del bersaglio. Anche in questo caso è stato prodotto un campione di eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ singoli e un campione di eventi in cui un evento di questo tipo è immerso nel pileup dovuto all’interazione del fascio con il bersaglio.

La simulazione produce un file Root[97] con un Tree¹ contenente tutte le informazioni riguardanti ciascun evento così come è visto dal rivelatore, cioè energia, posizione e tempo dei cluster² nel calorimetro elettromagnetico (ECAL) e nel calorimetro a piccolo angolo (SAC) e degli hit nei vari rivelatori di veto per particelle cariche. Queste variabili saranno utilizzate per la ricostruzione dello spettro di massa mancante per gli eventi che saranno selezionati come candidati eventi di segnale.

Si può osservare in tabella 4.2 le caratteristiche dei diversi campioni generati. Il numero di eventi N_{ev} è un numero scelto arbitrariamente e corrisponde a quanti pacchetti inviati su targhetta producano N_{ev} processi di interesse. Quindi a questo numero è possibile associare il numero di positroni che incidono sul bersaglio in diamante, cioè N_{POT} . Per conoscere questo valore nel caso di eventi di bremsstrahlung basta moltiplicare il numero di positroni per pacchetto per quanti pacchetti si hanno; nel caso invece delle altre generazioni è necessario conoscere la sezione d’urto con la quale avviene un certo tipo di processo, che sia di segnale o di fondo, e il numero di elettroni per unità di superficie. Si assumano per il segnale

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow A'\gamma) = 37nb \text{ (per atomo di C)} \quad \frac{N_C}{S} = 1.75 \times 10^{-3}b^{-1} \quad (4.5)$$

¹Un Tree è un oggetto di root caratterizzato da un insieme di rami indipendenti, ognuno dei quali ha una propria definizione.

²Nel tree PADMEMC conserva il risultato prodotto dall’algoritmo di clusterizzazione che ricostruisce lo sciame elettromagnetico prodotto da elettroni o fotoni nel calorimetro.

Tabella 4.2: Per i diversi campioni generati vengono riportati in tabella il numero di eventi prodotti con il corrispondente numero di positroni su targhetta (POT) e il numero di positroni per pacchetto per un valore del fattore di accoppiamento $\epsilon = 10^{-3}$.

Campioni	Caratteristiche		
	N_{ev}	N_{POT}	$N_{e^+}/bunch$
Segnale ($M_{A'} = 10MeV$)	50000	1.28×10^{15}	1
Segnale + pile-up ($M_{A'} = 10MeV$)	50000	1.28×10^{15}	5000
Bremsstrahlung+ $\gamma\gamma$	2580000	1.29×10^{10}	5000
$\gamma\gamma\gamma$	99994	1.33×10^{11}	1
$\gamma\gamma\gamma$ +pile-up	100000	1.33×10^{11}	5000

e per i processi di fondo con la produzione di tre fotoni

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = 7.5 \times 10^{-5}b \quad \frac{N_{e^-}}{S} = 0.0105b^{-1} \quad (4.6)$$

dove per $\frac{N_{e^-}(C)}{S}$ si intende il numero di elettroni (atomi di carbonio) per unità di superficie.

4.2 Eventi di segnale e di fondo nel calorimetro

Per procedere con la selezione degli eventi in cui si ha un fotone e un A' nello stato finale, ci si deve chiedere che tipo di segnale si registra nel calorimetro. Quello che ci aspettiamo di osservare è un cluster con un valore di energia correlato all'angolo di emissione del fotone rispetto alla direzione del fascio, come illustrato dalla figura 4.1.

4.2.1 Energia e posizione dei cluster

Studiando il campione di segnale senza pileup per la massa di A' pari a $10MeV$ si può osservare il grafico riportato in figura 4.2 dove in funzione dell'energia di ogni cluster si mostra la distanza del cluster dall'asse del calorimetro, che coincide con la direzione originale del fascio.

L'eccesso di eventi a piccoli valori del raggio e energia arbitraria, può essere spiegato con il fatto che, quando il fotone incide nel calorimetro in quella regione, parte dello sciami elettromagnetico può sfuggire dal volume di rivelazione proprio a causa del fatto che il fotone incide in prossimità del bordo del calorimetro.

E' evidente che, oltre l'andamento atteso, esiste un accumulo di cluster a basse energie per tutte le possibili distanze dall'asse del calorimetro.

Per comprendere l'andamento inatteso che otteniamo, studiamo le distribuzioni delle energie dei cluster rivelati dal calorimetro per i tre diversi campioni di dati. Quest'informazione è utile per osservare le caratteristiche dello spettro nelle diverse tipologie di evento. In figura 4.3 si osservano tre diversi comportamenti in funzione del campione analizzato. In particolare in

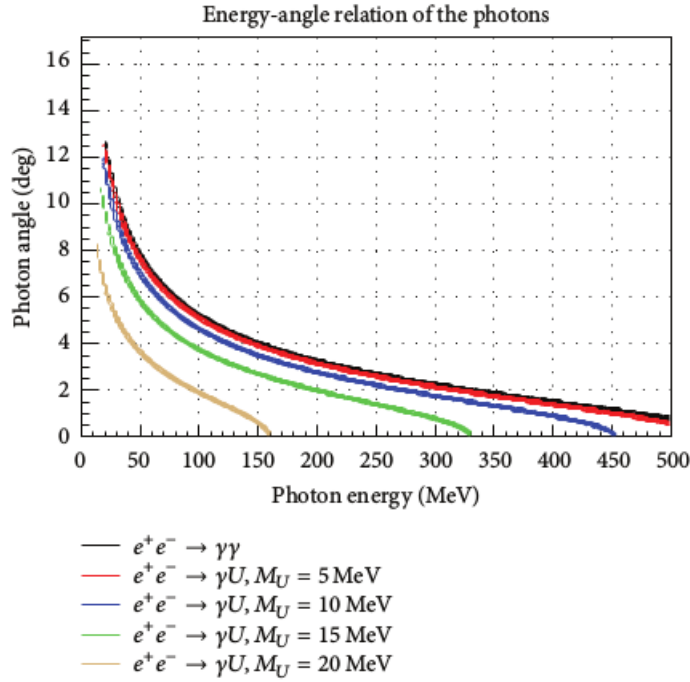


Figura 4.1: Energia dei fotoni in funzione dell'angolo rispetto alla direzione del fascio nei processi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ e $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$. Queste curve corrispondono ad un fascio di positroni di energia di 550 MeV .

rosso si ha lo spettro dell'energia di fotoni provenienti dagli eventi di fondo più abbondanti (bremsstrahlung e $\gamma\gamma$), la distribuzione in blu è relativa a eventi $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ e, infine, la distribuzione in nero corrisponde a eventi di segnale con pileup in cui i cluster sono prodotti dal fotone di segnale o da fotoni di bremsstrahlung.

Si osserva come lo spettro energetico in eventi di fondo diminuisca con l'energia seguendo una legge esponenziale, mentre le due distribuzioni relative a eventi di segnale hanno un picco a basse energie più pronunciato in caso di pileup per poi avere una distribuzione circa costante nell'intervallo di energia compresa tra $80 - 320 \text{ MeV}$. Infatti dalla figura 4.1 si può osservare come per determinati valori di angolo minimo e massimo, dettati dalla regione fisica occupata dal calorimetro, si ha un intervallo energetico accessibile. In particolare in questa simulazione il calorimetro ha raggio interno di 5 cm ed esterno di 30 cm , inoltre è distante 3 m rispetto al bersaglio, questo porta ad un intervallo angolare dato da $\theta \in [0.97, 5.7] \text{ deg}$. A partire da considerazioni cinematiche, si consulti l'appendice A, si trova che:

$$m_{A'} = \sqrt{2m_e(E_{beam} - E_\gamma(1 + \frac{E_{beam}}{2m_e}\theta^2))} \quad (4.7)$$

da cui è semplice ricavare il range di energia che deve avere il fotone prodotto con A' quando

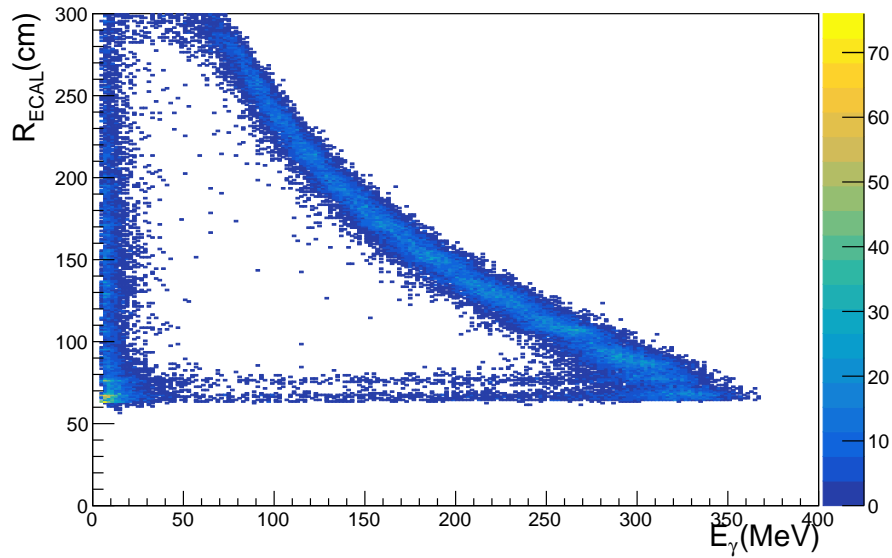


Figura 4.2: Correlazione tra l'energia e la posizione radiale dei cluster ricostruiti nel calorimetro. Il campione utilizzato è quello di segnale puro generato con $M_{A'} = 10\text{MeV}$.

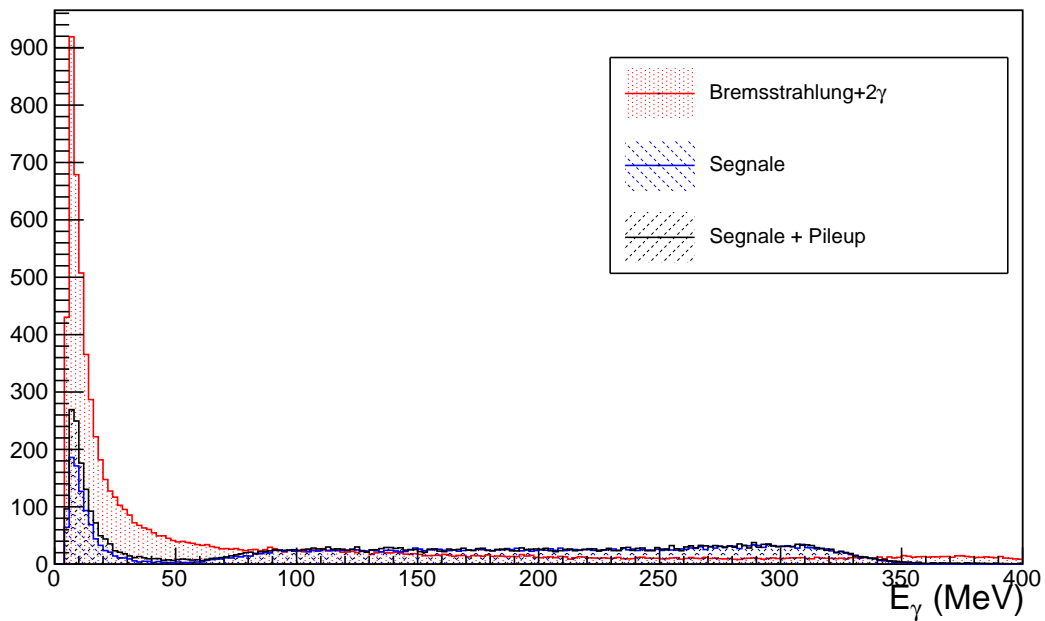


Figura 4.3: Distribuzione dell'energia di tutti i cluster ricostruiti nel calorimetro per diversi campioni. In rosso si ha la distribuzione della variabile per il campione di bremsstrahlung e $\gamma\gamma$, in blu quello del segnale per $M_{A'} = 10\text{MeV}$ e infine in nero quello di segnale immerso nel pileup.

incide nel calorimetro:

$$E_{\gamma \min} = \frac{2m_e E_{beam} - m_{A'}^2}{2m_e + E_{beam} \theta_{max}^2} \quad E_{\gamma \max} = \frac{2m_e E_{beam} - m_{A'}^2}{2m_e + E_{beam} \theta_{min}^2}. \quad (4.8)$$

Si trova che per $M_{A'} = 10 \text{ MeV}$, $E_{\gamma \min} = 69.87 \text{ MeV}$ e $E_{\gamma \max} = 368.85 \text{ MeV}$ che sono in buon accordo con i parametri di energia minima e massima osservati nel campione.

Inoltre, se confrontiamo la distribuzione degli eventi di fondo e quella, normalizzata allo stesso numero di eventi, ottenuta come differenza tra lo spettro di segnale con pileup e quello puro, osserviamo un andamento analogo, come illustrato in figura 4.4.

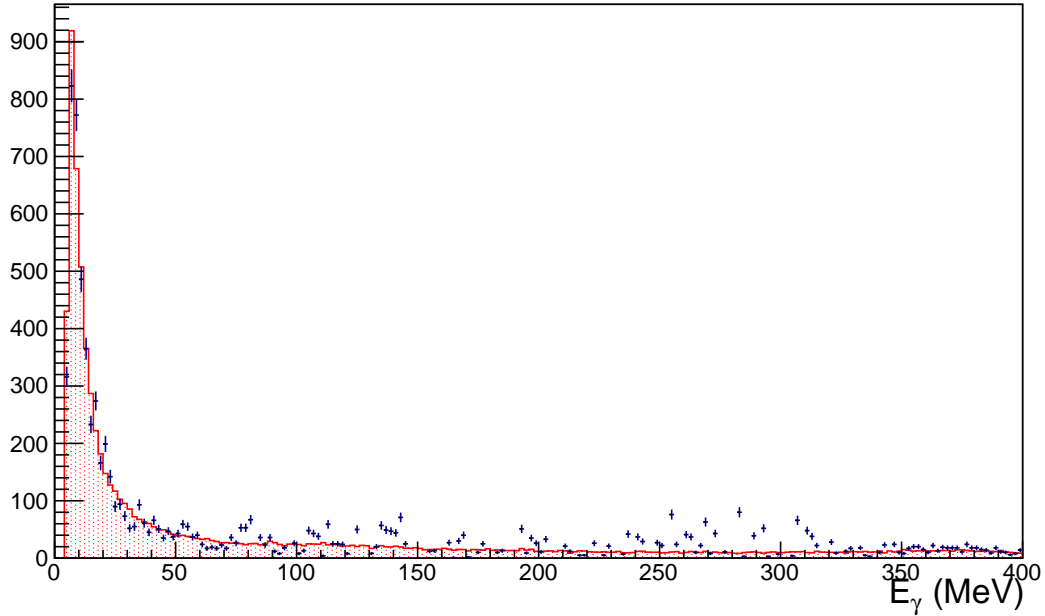


Figura 4.4: *Distribuzione dell'energia dei cluster. In rosso si osserva l'andamento per eventi per cui il fotone prodotto è di bremsstrahlung. La distribuzione in blu è ottenuta come differenza tra lo spettro di energia di cluster di ECAL in eventi di segnale immerso nel pileup e lo stesso spettro in eventi di segnale puro. La normalizzazione dell'istogramma blu è fissata uguale a quella della distribuzione degli eventi di fondo per avere un confronto del profilo delle distribuzioni.*

Rimane da spiegare l'origine del picco a basse energie che si osserva nelle distribuzioni degli eventi di segnale indipendentemente dalla presenza di pileup.

4.2.2 Lo spettro di massa mancante

Lo spettro della massa mancante al quadrato calcolata dal quadrimpulso del fotone (equazione 3.2) per il campione di segnale puro dovrebbe essere caratterizzato da una distribuzione piccata al valore di massa del bosone oscuro generato. In figura 4.5 è riportata la distribuzione di massa

mancante al quadrato calcolata per ogni cluster ricostruito nel calorimetro per il campione di eventi di segnale senza pileup per $M_{A'} = 10\text{MeV}$. Oltre alla distribuzione attesa, si registra anche un picco ad alte masse, corrispondente, quindi, a fotoni poco energetici. Per comprendere

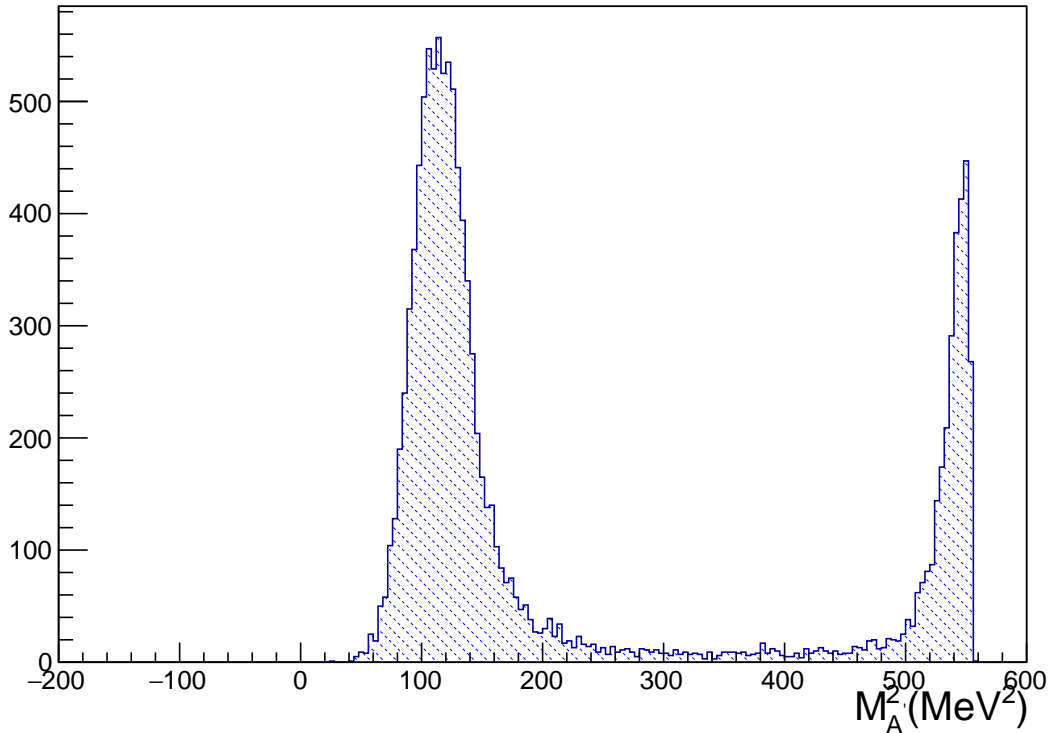


Figura 4.5: Distribuzione della variabile $M_{A'}^2$, calcolata per ogni cluster in ECAL per eventi di segnale senza pileup ($M_{A'} = 10\text{MeV}$).

questa caratteristica occorre studiare i rilasci di energia in ECAL.

Nel campione di segnale puro ogni evento contiene una sola particella primaria, il fotone di segnale, a valle del bersaglio. Quando il fotone raggiunge il calorimetro si sviluppa lo sciame elettromagnetico che è rivelato come un certo numero di cristalli di ECAL in cui si misura una energia depositata considerevole. Un algoritmo di clustering [71] è implementato in PADMEMC per la ricostruzione di un unico oggetto, il cluster, a cui si attribuiscono i valori di energia e posizione che rappresentano la miglior stima delle caratteristiche del fotone che ha originato lo sciame. Talvolta può accadere che lo sciame abbia una struttura non molto compatta e che l'algoritmo di clusterizzazione costruisca un cluster principale, che raccoglie la maggior parte dell'energia del fotone, e qualche altro cluster satellite di bassa energia. Infatti nel campione di segnale si osserva una distribuzione della molteplicità di cluster per evento che ha una coda molto poco popolata che però si estende sino a molteplicità di 4 – 5 causata da questo comportamento dell'algoritmo di clustering (si veda la figura 4.6). Nella tabella 4.3 sono riportati il numero di eventi che hanno almeno un cluster nel calorimetro elettromagnetico, quelli che

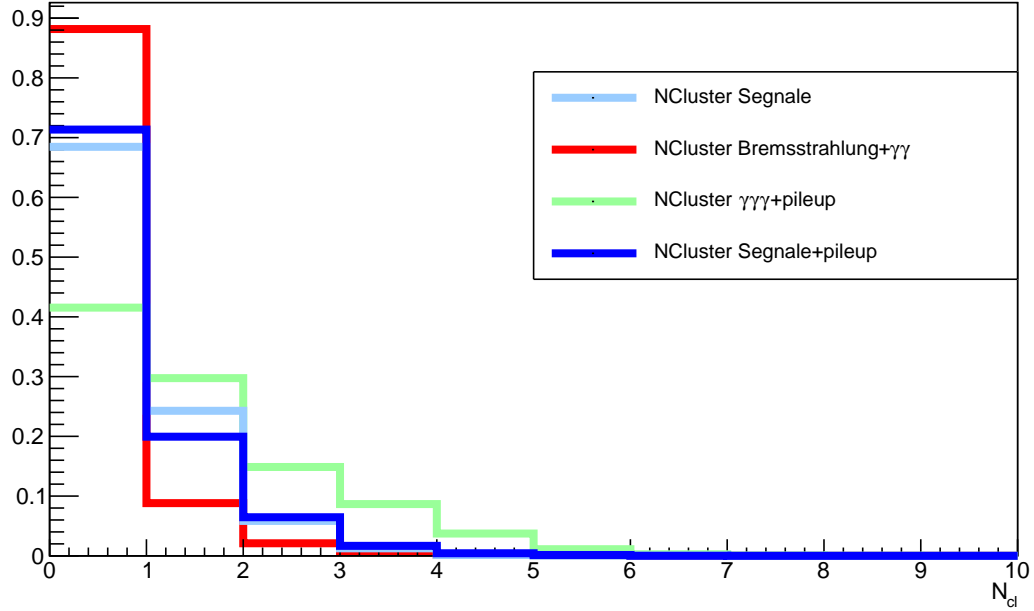


Figura 4.6: Distribuzione della molteplicità di cluster in ECAL per i diversi campioni prodotti: segnale (azzurro), segnale immerso nel pileup (blu), fondo da bremsstrahlung e annichilazione in due fotoni (rosso) ed infine per lo stato finale di tre fotoni immerso nel pileup (verde).

contano 2, 3 o più cluster indipendentemente dall'energia e dopo l'applicazione di una soglia in energia pari a 33MeV . Questi conteggi di eventi sono effettuati per il campione di segnale con

Tabella 4.3: Molteplicità di cluster per evento. I campioni di segnale sono relativi a $M_{A'} = 10\text{MeV}$

Numero di eventi:	Processi				
	Segnale	Segnale +Pie-Up	Bremsstrahlung +2 γ	3 γ	3 γ +Pile-Up
generati	50000	50000	2580000	99994	100000
$N_{cl} > 1$	9376	14391	317647	52697	58454
$N_{cl} = 1$	7310	3413	243939	28621	29743
$N_{cl} = 2$	1651	2742	49771	12711	14870
$N_{cl} = 3$	344	825	17108	7644	8662
$N_{cl} > 3$	61	246	5145	2909	3729
$N_{cl}(E > 33\text{MeV}) = 1$	9028	10978	142828	19339	21023
$N_{cl}(E > 33\text{MeV}) = 2$	92	866	31419	18536	20281
$N_{cl}(E > 33\text{MeV}) = 3$	2	99	1931	1075	2242
$N_{cl}(E > 33\text{MeV}) > 3$	0	5	247	17	294

e senza pileup e per i campioni di fondo. Dal momento che molteplicità di cluster superiore a uno per eventi di segnale senza pileup sono chiaramente un artefatto, si è ridefinita l'energia del cluster più energetico come la somma delle energie di tutti i cluster nel calorimetro. La correlazione tra raggio del cluster ed energia così ottenuta è mostrata in figura 4.7.

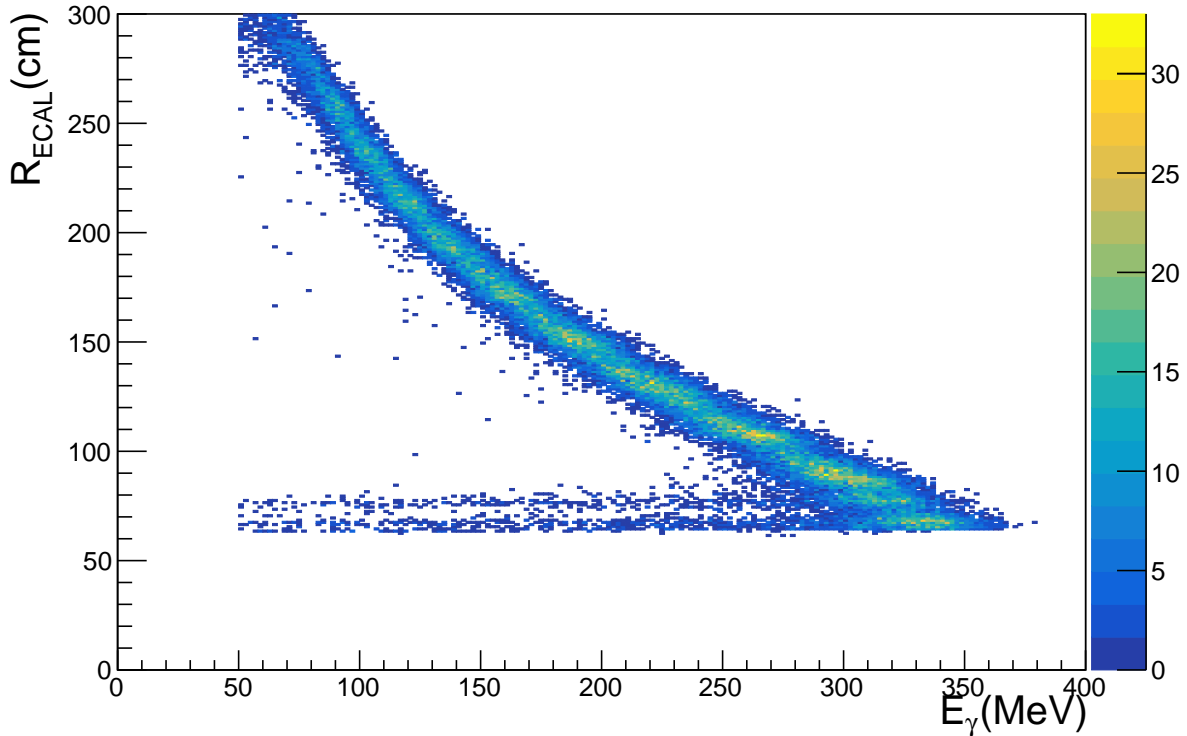


Figura 4.7: Correlazione tra l'energia ricostruita utilizzando la somma delle energie di tutti i cluster del calorimetro e la posizione radiale del cluster principale in eventi di segnali con fascio di singola particella ($M_{A'} = 10\text{MeV}$).

Inoltre, dopo questa ridefinizione dell'energia del cluster, è stata ricalcolata la massa mancante. Lo spettro di quest'ultima variabile, come si può osservare in figura 4.8 presenta solo il picco atteso attorno al valore $M_{A'}^2 = 100\text{MeV}^2$.

La figura 4.9 mostra il confronto tra lo spettro di energia di tutti i cluster e lo spettro di energia totale in ECAL per il campione formato da eventi di fondo, si osserva che la distribuzione si abbassa a piccole energie ma conserva lo stesso andamento. Nel caso del campione puro il picchetto a piccole energie scompare, come si può osservare in figura 4.10. In questa distribuzione si può anche notare che, nel caso in cui si consideri la somma delle energie dei cluster, il numero di eventi di più alta energia cresce. Ciò suggerisce che gli sciami che vengono ricostruiti come cluster separati dall'algoritmo sono quelli in cui l'energia della particella incidente è elevata. Infine questa distribuzione mostra che per eventi di segnale con $M_{A'} = 10\text{MeV}$ i cluster da fotoni di segnale hanno un'energia ricostruita superiore ai 50MeV .

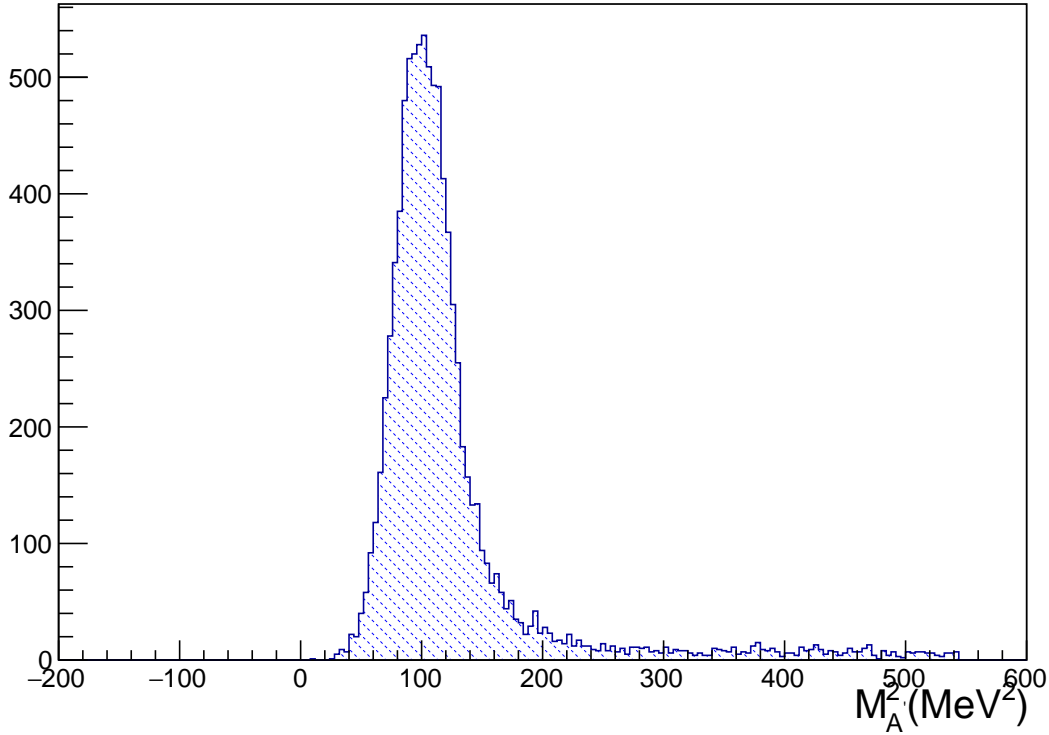


Figura 4.8: Distribuzione della variabile $M_{A'}^2$, calcolata per un solo cluster per evento a cui si attribuisce energia pari all'energia totale in ECAL e la posizione del cluster più energetico. Il campione corrisponde a eventi di segnale senza pileup con $M_{A'} = 10\text{MeV}$.

4.2.3 Definizione del volume fiduciale del calorimetro

I generatori di eventi utilizzati in PADMEMC producono le particelle dello stato finale senza vincoli sullo spazio delle fasi per cui non tutti gli eventi generati (per esempio nel caso del segnale) avranno le particelle dello stato finale (il fotone per $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$) entro l'accettanza dei rivelatori. Sarà quindi necessario valutare, nel paragrafo 4.4, quale frazione di eventi prodotti può essere utilmente rivelata dall'apparato. Le dimensioni del calorimetro e la sua distanza dal bersaglio riportati in tabella 4.4 sono naturalmente gli elementi più importanti. E' utile osservare le distribuzioni delle posizioni radiali dei cluster ricostruiti in eventi di segnale e di fondo (si veda la figura 4.11).

Inoltre dobbiamo fare una considerazione riguardo gli eventi in cui il fotone interagisce con il calorimetro sul bordo. Questi fotoni, come osservato in precedenza, producono uno sciame che non viene raccolto interamente dal rivelatore e la misura dell'energia diventa inaccurata. Occorre pertanto definire una zona fiduciale interna al calorimetro in cui gli effetti di non contenimento dello sciame siano limitati. Si è scelto di definire il volume fiduciale del calorimetro con quello delimitato da $R_{min} = 94.5\text{mm}$ e $R_{max} = 262.5\text{mm}$. Questi valori corrispondono all'esclusione di eventi in cui l'asse dello sciame cade nei due anelli più interni o più esterni

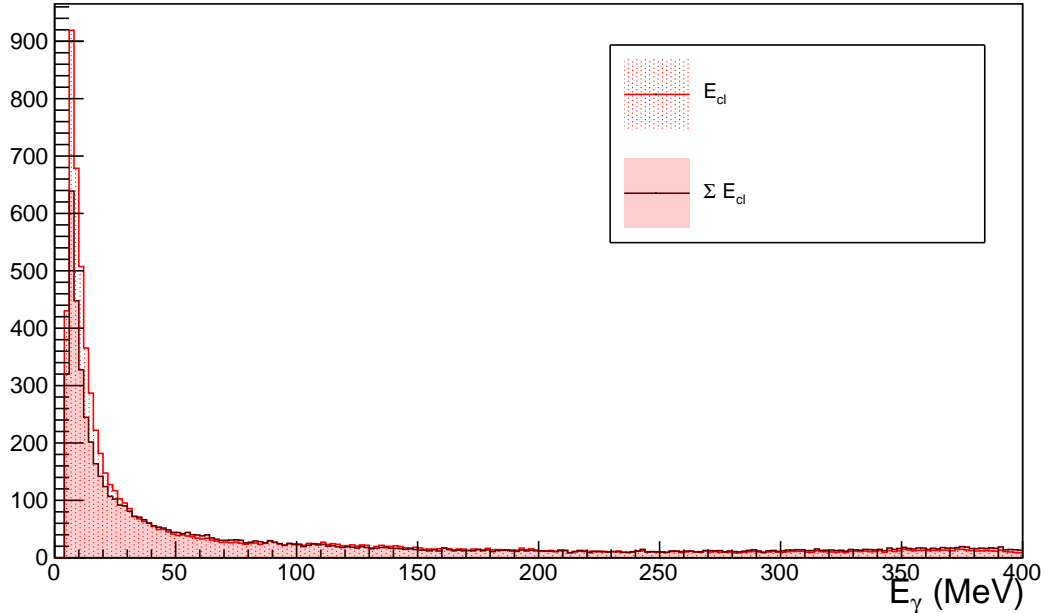


Figura 4.9: Spettro di energia di tutti i cluster e spettro di energia totale misurato in ECAL per eventi di fondo (bremsstrahlung e $\gamma\gamma$).

di cristalli del calorimetro come illustrato in figura 4.12. In figura 4.13 si osserva come nello spettro di massa mancante al quadrato per gli eventi di segnale senza pileup ($M_{A'} = 10\text{MeV}$) la posizione del picco si modifica se si considerano tutti i cluster nel calorimetro oppure solo i cluster contenuti nella regione fiduciale.

4.3 Segnali da processi di fondo nell'apparato di PADME

4.3.1 Eventi di fondo da bremsstrahlung

L'esperimento PADME è stato sviluppato con una serie di rivelatori di veto per particelle cariche per far sì che eventi di fondo con un comportamento nel calorimetro simile a quello del segnale siano riconoscibili grazie alle coincidenze con segnali in altri rivelatori. Ci concentreremo quindi sugli eventi di bremsstrahlung che sono i più abbondanti e quindi più pericolosi. In figura 4.14 è schematicamente illustrata la logica con cui essi potrebbero essere taggati.

Infatti se un positrone incide sulla targhetta a causa dell'interazione con il nucleo, può "rallentare" ed emettere un fotone. Quest'ultimo potrebbe ricadere nell'accettazione del calorimetro e quindi fornire un segnale elettromagnetico, in maniera analoga a quello che succederebbe se il positrone del fascio interagisse con l'elettrone della targhetta e producesse oltre il bosone che si sta ricercando anche il fotone associato. Per discriminare i due eventi ci viene d'aiuto il sistema di scintillatori che funge da veto per i positroni. Nell'interazione di bremsstrahlung

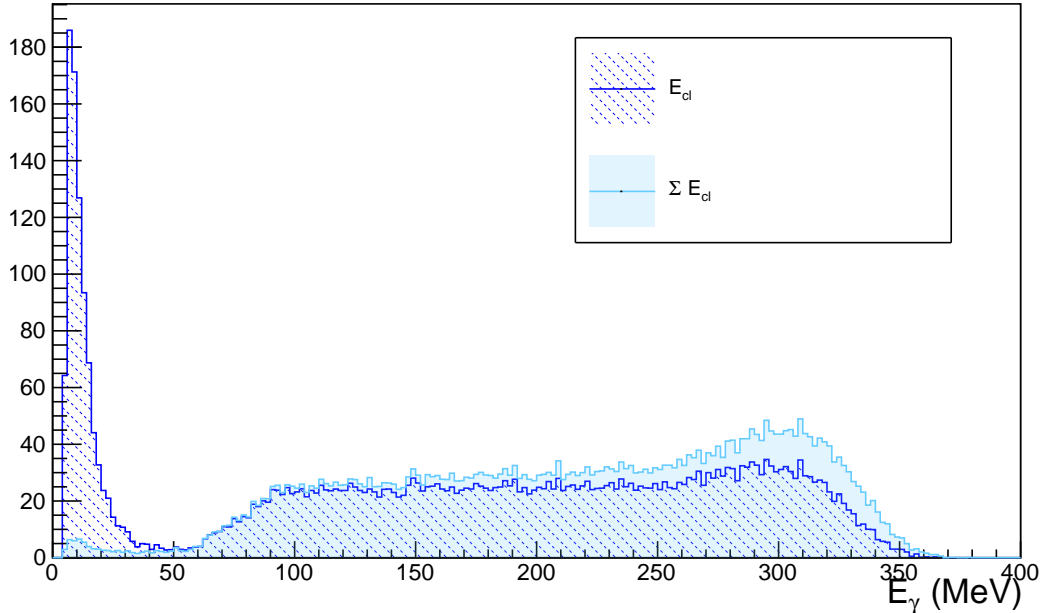


Figura 4.10: Spettro di energia di tutti i cluster in ECAL (blu) e della loro somma (azzurro) per eventi $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ con $M_{A'} = 10\text{MeV}$ in assenza di pileup.

il positrone che viene intercettato dagli scintillatori e il cluster nel calorimetro generato dal fotone sono correlati temporalmente. Inoltre in prima approssimazione, la somma dell'energia del positrone dopo il bremsstrahlung e del fotone nel calorimetro è pari all'energia del fascio.

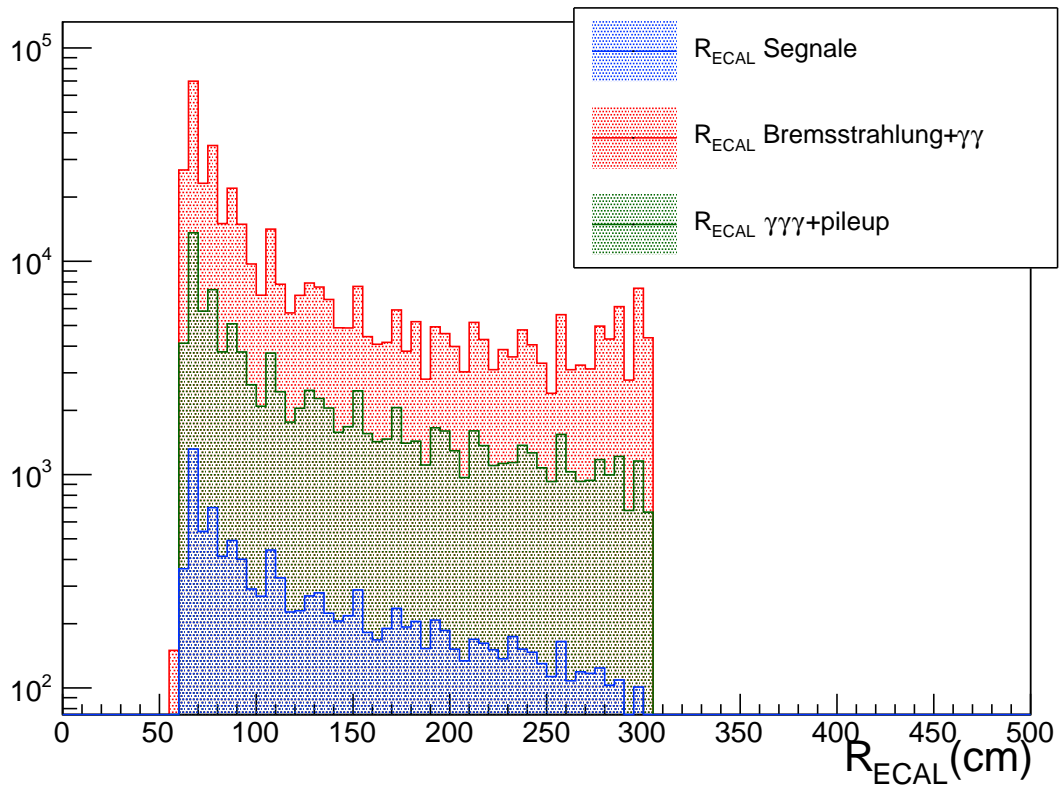
Correlazione temporale

Studiamo la coincidenza temporale del positrone rivelato con gli scintillatori e il fotone ricostruito nel calorimetro. Tra le informazioni che si ricavano dall'apparato c'è quella relativa al tempo in cui si sono registrati dei rilasci di energia. Tutti i rivelatori di PADME infatti saranno letti da un digitalizzatore di forme d'onda multicanale con risoluzione di 1ns proprio allo scopo di registrare i tempi dei segnali con precisione e stabilire coincidenze tra segnali prodotti da un' unica interazione. Osserviamo in figura 4.15 come appare la correlazione temporale tra i cluster registrati nel calorimetro e gli hit registrati dagli scintillatori.

Come si può osservare entrambi i tempi sono distribuiti su intervalli ampi 40ns , durata del pacchetto di particelle del fascio. Tuttavia esiste una relazione tra queste due variabili che corrisponde a depositi di energia in coincidenza. Attraverso questa osservazione si ricavano i parametri che caratterizzano questa correlazione. Stimando per ogni hit del positrone il tempo a cui si aspetterebbe di osservare il corrispondente fotone di bremsstrahlung in ECAL e confrontandolo con il tempo del cluster selezionato come fotone di segnale nel calorimetro si riesce a stabilire se è probabile che il fotone in ECAL sia un fotone da bremsstrahlung.

Tabella 4.4: *Caratteristiche fisiche del calorimetro elettromagnetico ECAL.*

Caratteristiche	Valori
Distanza con il bersaglio	3000mm
Raggio interno	50mm
Raggio esterno	300mm
Profondità	230mm
N di cristalli	656
Dim cristallo	$21 \times 21 \times 230\text{mm}^3$
Materiale	BGO

**Figura 4.11:** *Distribuzione del raggio di tutti i cluster in ECAL per i tre differenti campioni prodotti. Le normalizzazioni delle distribuzioni sono arbitrarie.*

Correlazione in energia

Un altro studio che si effettua per stabilire criteri di identificazione di eventi di bremsstrahlung riguarda l'energia. Infatti grazie alla conservazione dell'energia, si può affermare che l'energia del fascio deve essere circa uguale alla somma delle energie di particelle dello stato finale pro-

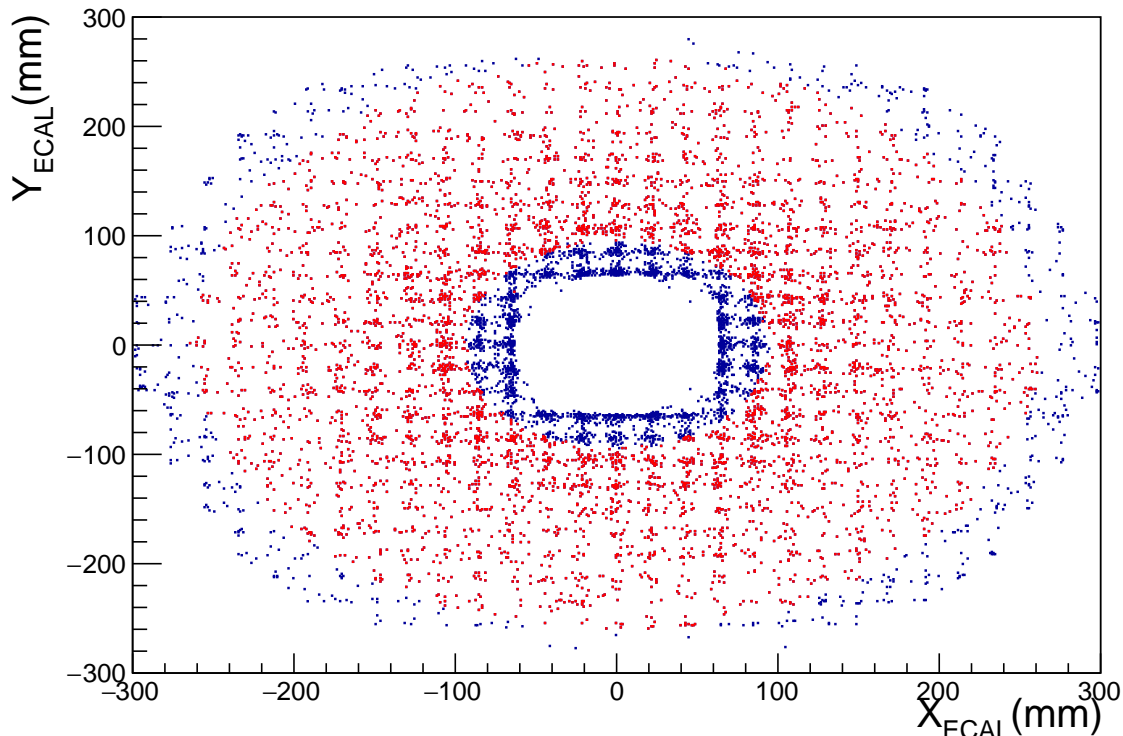


Figura 4.12: *Rappresentazione bidimensionale della posizione dei cluster in ECAL. In blu sono rappresentati tutti i cluster, mentre in rosso solo quelli che hanno superato il taglio definito per il volume fiduciale.*

dotta da un'unica interazione. Nell'interazione di bremsstrahlung il positrone interagisce nel campo del nucleo e, cedendo energia al fotone, devia dalla direzione del fascio e colpisce uno scintillatore del veto per positroni.

La figura 4.16 mostra come è possibile misurare l'energia del positrone dopo l'interazione con il bersaglio. Infatti esiste una chiara correlazione tra lo scintillatore colpito dal positrone, ossia la sua coordinata z (lungo l'asse del fascio), e l'energia cinetica del positrone. Questo perché il veto per positroni è costruito da una successione di barrette di scintillatori $1 \times 1 \times 10 \text{ cm}^3$ letti individualmente nella catena di readout e DAQ. Esso si trova a ricevere positroni le cui traiettorie sono curvate dal campo magnetico a causa della forza di Lorentz, perciò funge da spettrometro con risoluzione in z (direzione del fascio) di circa 1 cm . A piccole energie del positrone corrispondono hit negli scintillatori più vicini alla targhetta, mentre ad energie maggiori, la traiettoria del positrone ha un raggio di curvatura sempre più ampio e la particella è rivelata da scintillatori a grande Z . Da questa correlazione si possono ricavare i parametri di calibrazione dello spettrometro (si consulti la figura 4.17) che ci consentono di stimare l'energia del positrone in funzione della posizione dello scintillatore che ha prodotto il segnale rivelato.

In figura 4.18 è riportata la distribuzione delle differenze tra l'energia del fascio e la somma

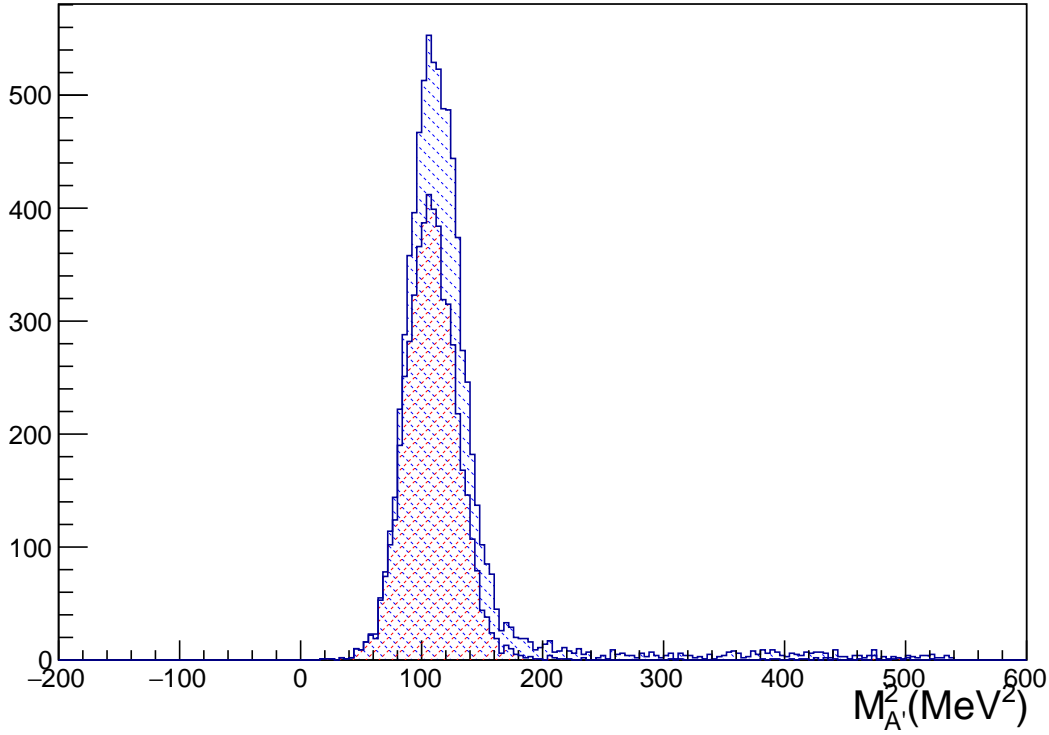


Figura 4.13: *Distribuzione della massa mancante al quadrato per tutti gli eventi che superano la soglia e per quelli che superano il taglio relativo alla regione fiduciale (distribuzione più bassa) per il campione di segnale.*

dell'energia del fotone ricostruito nel calorimetro e dell'energia del positrone stimata mediante la curva di calibrazione di figura 4.17. La distribuzione è ottenuta per coppie *hit* - γ in coincidenza temporale di $2ns$. Si nota un largo picco intorno a zero, come atteso, a cui si somma un eccesso di eventi attorno a $50MeV$. Questo effetto deriva dal fatto che l'accettazione del PVeto termina per energie del positrone di $\sim 500MeV$. Studiando la correlazione tra la variabile in figura 4.18 e l'energia del fotone si osserva che questo eccesso è relativo a eventi con $E_\gamma \leq 50MeV$ ai quali è stato accidentalmente associato un hit in coincidenza temporale nel PVeto. Dal momento che la regione maggiormente popolata del PVeto è quella a cui corrispondono energie del positrone dell'ordine di $500MeV$, l'eccesso di associazioni spurie si concentra attorno al valore di $E_{beam} - E_\gamma - E_{e^+} \sim 50MeV$. Le coppie di hit nel PVeto e cluster in ECAL che risultano simultanee entro $2ns$ e che soddisfano la correlazione in energia attesa per eventi di bremsstrahlung possono essere considerati interazioni di bremsstrahlung e pertanto saranno rigettate. Gli eventi per i quali in corrispondenza di un cluster nella regione fiduciale del calorimetro non si troverà nessun hit nel veto per positroni in correlazione temporale ed energetica saranno classificati come candidati eventi di segnale.

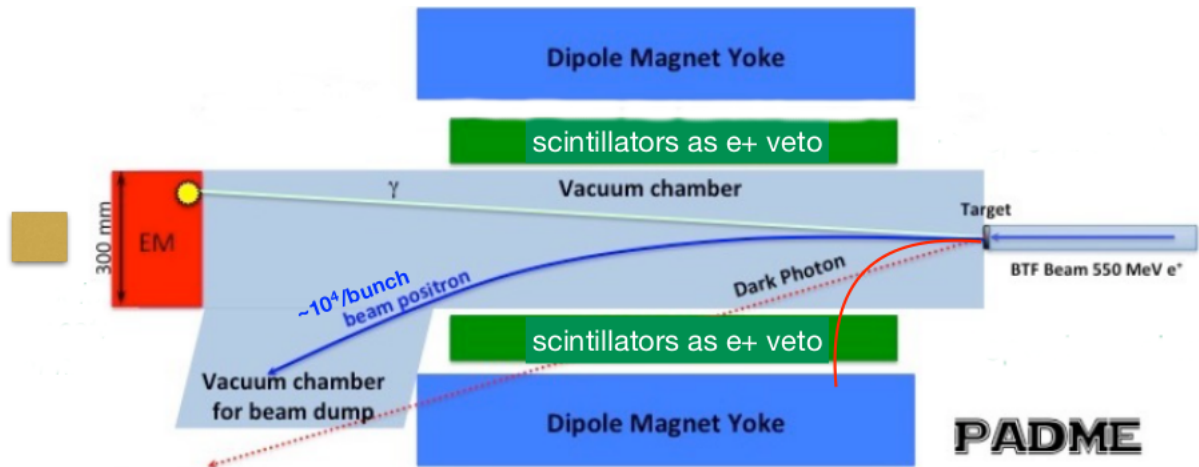


Figura 4.14: Rappresentazione di un evento da bremsstrahlung nell'esperimento PADME. Come si può osservare il positrone che rallenta liberando un fotone, viene fatto deviare dal campo magnetico presente e incide sul veto, composto da scintillatori affiancati. Il fotone prodotto riuscirà a raggiungere il calorimetro elettromagnetico.

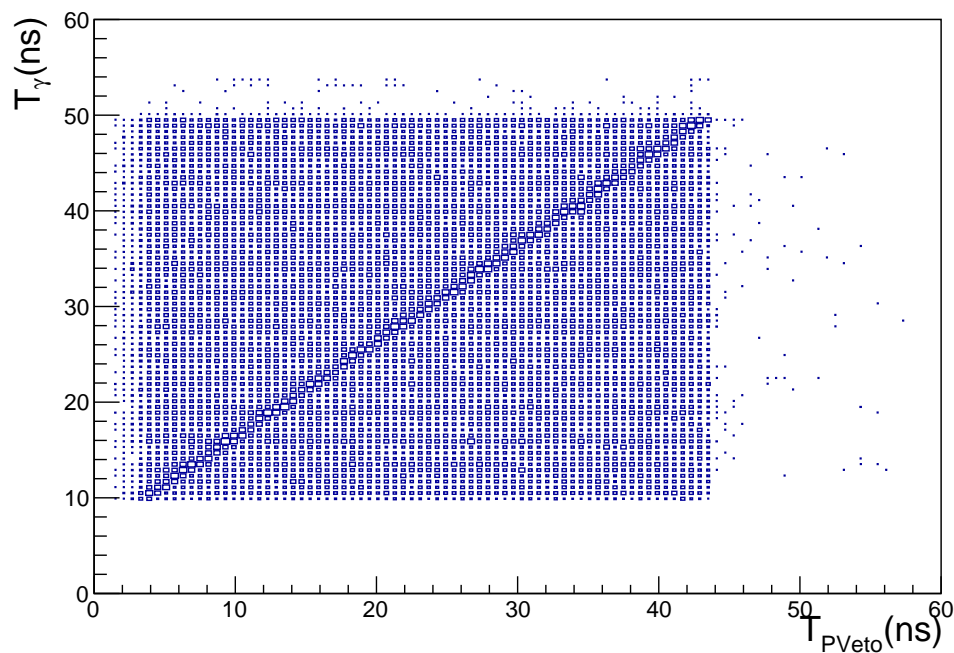


Figura 4.15: In figura si rappresenta la correlazione esistente tra il tempo del cluster registrato nel calorimetro e il tempo in cui si registra un cluster negli scintillatori che fungono da veto per eventi di bremsstrahlung.

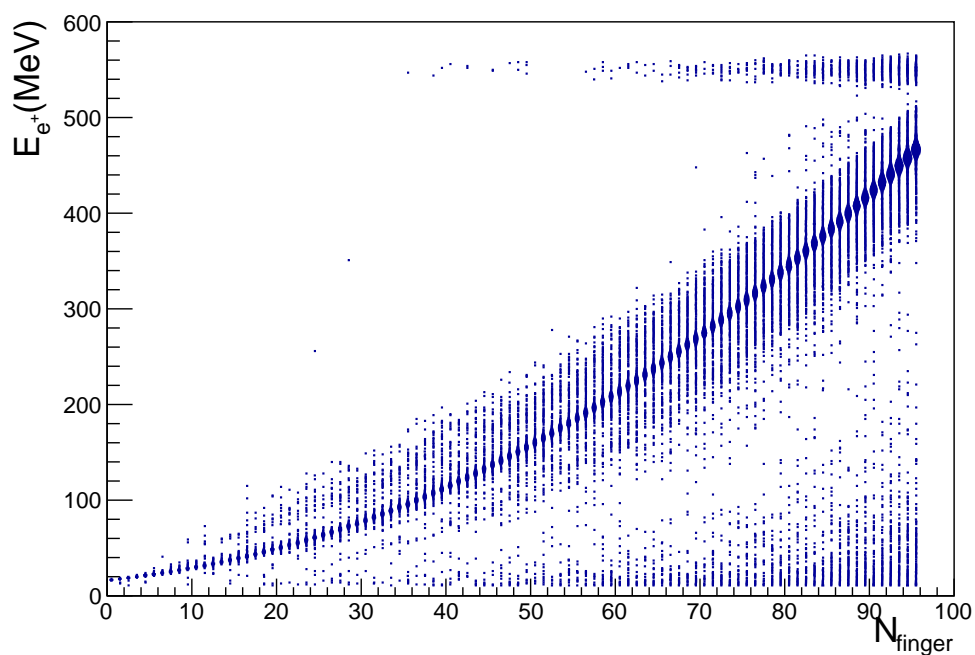


Figura 4.16: In figura si rappresenta l'energia cinetica dei positroni, nota dalla verità MC, in funzione del numero di ordine progressivo (crescente con z) dello scintillatore del PVeto in cui si registra l'hit del positrone.

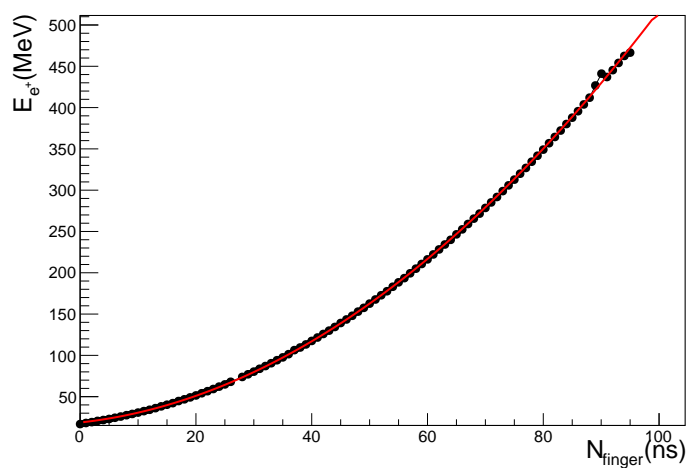


Figura 4.17: In figura si rappresenta la funzione di best fit dell'andamento dell'energia del positrone dopo bremsstrahlung e il numero di ordine progressivo dello scintillatore del PVeto in cui si registra l'hit del positrone.

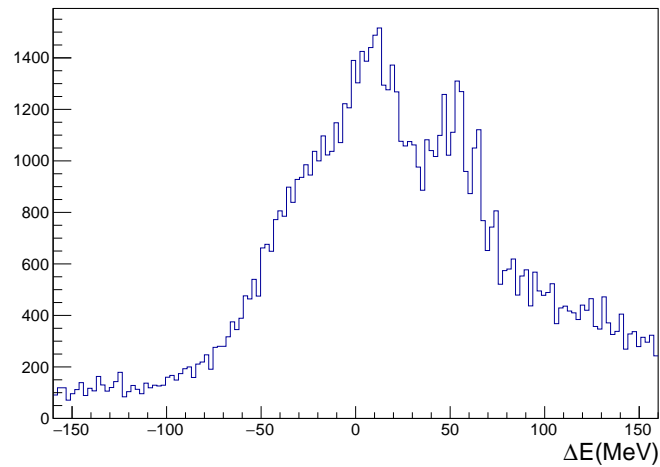


Figura 4.18: *Distribuzione della differenza tra l'energia del fascio e la somma dell'energia del fotone ricostruito nel calorimetro e del valore di energia del positrone corrispondente, secondo la calibrazione in figura 4.17, allo scintillatore del PVeto colpito. Tra il fotone e il positrone è richiesta la condizione di contemporaneità secondo la correlazione lineare mostrata in figura 4.15.*

4.3.2 Eventi $\gamma\gamma\gamma$

Come è stato già detto, la produzione di eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ è generata attraverso l'utilizzo di CALCHEP.

Lo spettro energetico relativo a tutti i cluster osservato nel calorimetro elettromagnetico ECAL è riportato in figura 4.19. Utilizzando il colore verde chiaro si è voluto rappresentare la

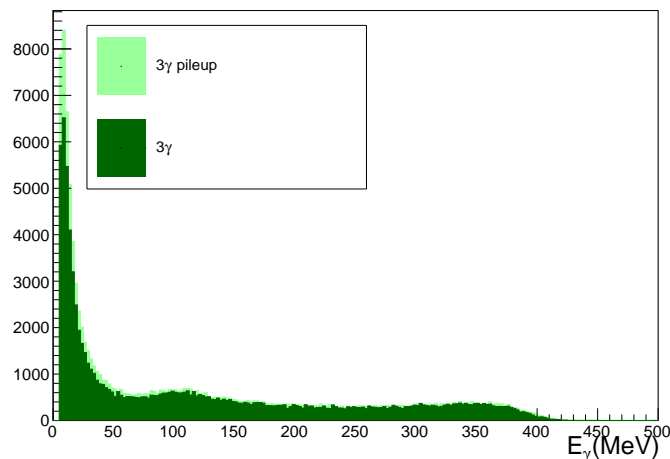


Figura 4.19: *Distribuzione dell'energia raccolta in ECAL relativa a tutti i cluster per eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ senza pileup (verde scuro) e con pileup (verde chiaro).*

distribuzione dell'energia relativa alla produzione del campione con stato finale $\gamma\gamma\gamma$ immerso nel pileup, al contrario quello scuro è lo spettro dei soli eventi con tre fotoni. Come si può osservare le distribuzioni hanno lo stesso andamento, ma, come atteso, la produzione con pileup ha un numero di eventi maggiore a basse energie. Infatti quello che producono i positroni del pacchetto interagendo con il bersaglio è un fotone per bremsstrahlung, quindi caratterizzato da basse energie.

Si può anche osservare la distribuzione bidimensionale dell'energia e il raggio del cluster in figura 4.20. Come è evidente, al contrario del campione di segnale, in questo tipo di fondo non

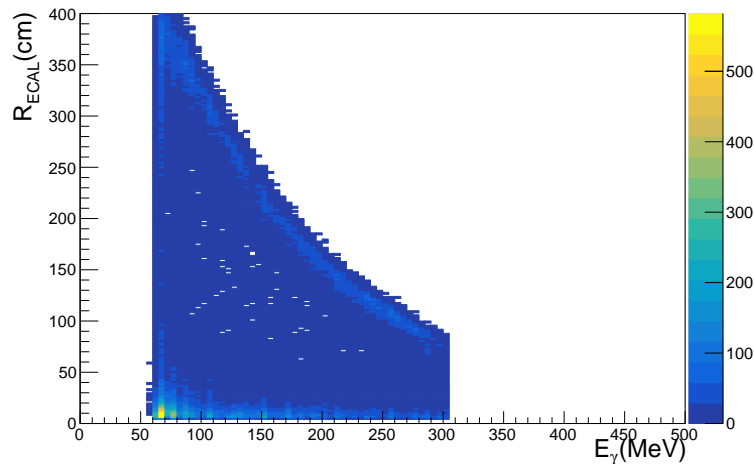


Figura 4.20: Correlazione tra l'energia di tutti i cluster nel calorimetro e la loro posizione radiale per il campione che simula l'interazione $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.

c'è una chiara correlazione tra le due variabili. Infine possiamo osservare la distribuzione della massa mancante al quadrato prodotta da questi eventi (figura 4.21).

Anche per questa distribuzione si può notare come i due spettri relativi alle due produzioni (con e senza pileup) abbiano lo stesso andamento.

4.4 Criteri di selezione degli eventi di segnale

Finora si è dimostrato come una opportuna richiesta sull'energia minima di un fotone, ricostruito nella regione fiduciale del calorimetro e che non sia in coincidenza temporale con un hit nel veto per positroni compatibile con la cinematica di un positrone che lo abbia prodotto per bremsstrahlung, possa selezionare eventi di segnale riducendo i fondi più importanti.

In questa sezione confronteremo diverse implementazioni possibili di questi criteri di selezione considerando come segnale la produzione di A' di massa $10MeV$ e scegliendo quella più efficace. Infine ci assicureremo che la scelta sia valida per ogni valore della massa del fotone oscuro nell'intervallo che va da $2.5MeV$ a $22.5MeV$.

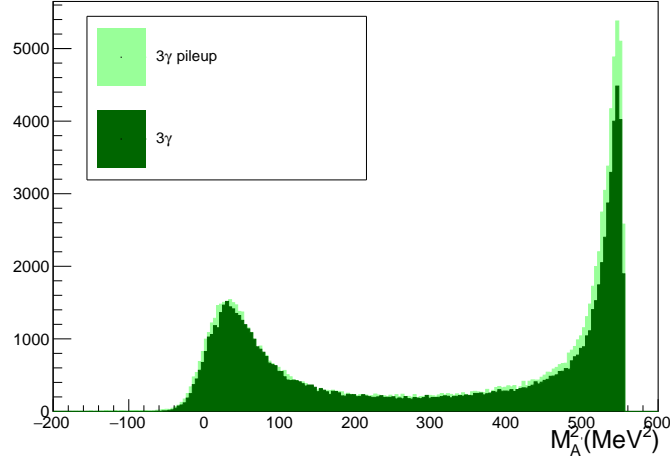


Figura 4.21: Distribuzione della massa mancante ottenuta dall'energia di tutti i cluster per eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ senza pileup (verde scuro) e con pileup (verde chiaro).

4.4.1 Scelta della definizione di fotone associato a A'

Il primo metodo utilizzato nell'analisi consiste nel considerare tutti gli eventi con un unico cluster nel calorimetro. Questo perché si suppone che quando il pacchetto di positroni incide sulla targhetta, al più solo uno di essi produrrà un bosone A' , quindi il segnale ricercato è quello di un solo fotone che genera segnale in ECAL. Questi eventi sono poi sottoposti alla successione di tagli di selezione riportata in tabella 4.5.

Tabella 4.5: Elenco dei tagli di selezione.

Tagli	Commenti
$E_\gamma > 50 MeV$	E_γ : energia del fotone ricostruito
$94.5 mm < R_\gamma < 262.5 mm$	volume fiduciale di ECAL R_γ : distanza tra fotone ricostruito e asse di ECAL
E_γ in $[E_\gamma^s - \sigma(E_\gamma), E_\gamma^s + \sigma(E_\gamma)]$	energia compatibile con quella attesa per il segnale (E_γ^s) al raggio R_γ e per il valore di massa $M_{A'}$
$ t_\gamma^{ECAL} - t_\gamma^{expected}(t_{e^+}^{PVeto}) < 2.5 ns$	criteri di selezione per gli eventi di bremsstrahlung
$500 MeV < E_\gamma + E_{e^+}(N_{scint.}^{PVeto}) < 650 MeV$	

Si noti che il terzo criterio di selezione descritto dipende dall'ipotesi di massa sul fotone oscuro. Un taglio di questo tipo può aiutare l'ottimizzazione della selezione, in particolare quando ci sia nei dati un'indicazione del valore probabile del parametro della nuova fisica ricer-

cata, ma toglie generalità alla strategia di analisi. Perciò i risultati relativi a ogni variante della selezione studiata saranno presentati con e senza l'applicazione di questo criterio di selezione.

A titolo di riferimento in tabella 4.6 si riporta il numero degli eventi che superano il flusso dei tagli (cut-flow) per i diversi campioni: segnale per $M_{A'} = 10MeV$, con e senza pileup, bremstrahlung più due fotoni, e tre fotoni, con e senza pileup. Dal momento che gli eventi di

Tabella 4.6: Numero di eventi che superano i tagli descritti per i campioni di segnale ($M_{A'} = 10MeV$) con e senza pileup e per i campioni di fondo. Al fotone sono attribuite le caratteristiche cinematiche dell'unico cluster registrato in ECAL. Vengono rigettati eventi in cui nel calorimetro ci sia più di un cluster.

Numero di eventi degli eventi:	Processi				
	Segnale	Segnale + pileup	$e^+\gamma + \gamma\gamma$	$\gamma\gamma\gamma$	$\gamma\gamma\gamma$ + pileup
dimensione del campione	29666	50000	2580000	99994	100000
$E_\gamma > 50MeV$	6923	7089	62176	10889	10869
$R_{min} < R_\gamma < R_{max}$	4742	4563	24169	5139	5084
bremstrahlung-like(t)	0	2474	20326	42	2827
bremstrahlung-like(t,E)	0	1483	16846	7	1506
bremstrahlung veto	4742	3075	7266	5132	3531
$M_{miss}^2 = M_{A'}(3sigma)$	4662	2900	149	284	185
$M_{miss}^2 = M_{A'}(2sigma)$	4239	2583	101	178	121

segnale si addensano attorno a valori particolari della massa mancante al quadrato, al contrario degli eventi di fondo, è stato anche stimato il numero di eventi che si trovano in prossimità (entro 3 e 2 sigma) del picco di massa mancante osservabile nel campione di segnale. In particolare la larghezza dell'intervallo è determinata dalla sigma di un fit gaussiano della distribuzione di segnale.

Questa prima semplice definizione di fotone implica la scelta di sacrificare gli eventi di segnale in cui l'algoritmo di clusterizzazione ha artificialmente ricostruito più di un cluster con lo scopo di rimuovere quanto più fondo possibile. Inoltre, dal momento che gli eventi di segnale in PADME saranno prodotti assieme ad altre interazioni elettromagnetiche standard a causa della struttura del fascio, questo criterio di definizione del fotone sacrifica anche quella frazione degli eventi di segnale in cui il calorimetro registra attività di bassa energia relativa a fotoni soffici da pileup.

Un'altra strategia che si può seguire è quella di considerare una soglia energetica per il fotone di segnale ($E_\gamma > 50MeV$) e accettare tutti quegli eventi che hanno nel calorimetro un solo cluster con $E_{Cl} > E_{threshold}$, consentendo quindi che esistano altri depositi di energia più bassa. Allo stesso modo è possibile considerare gli effetti della selezione su eventi che contengano 2 o 3 clusters sopra soglia, considerando come fotone di segnale il cluster più energetico.

Pertanto i campioni simulati sono stati processati selezionando eventi con un unico cluster nel calorimetro (1Cl), con un solo cluster sopra soglia (1Cl con $E > E_{thr}$) o con fino a tre

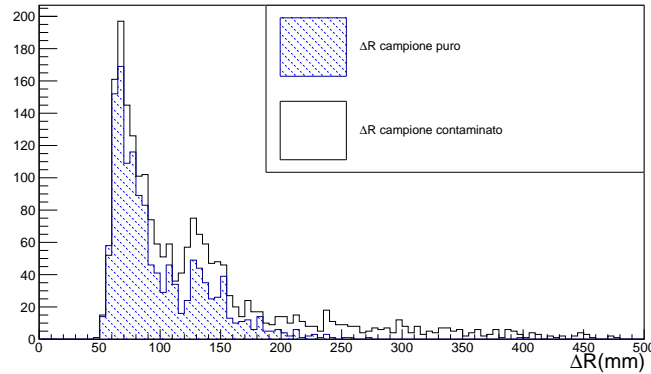


Figura 4.22: Distribuzione della variabile $\Delta R = |R_{lead} - R_i|$ per il campione di puro segnale e per quello immerso nel pileup. Utile all'analisi per comprendere quale sia il raggio entro il quale vengono prodotti i diversi cluster generati da un unico segnale.

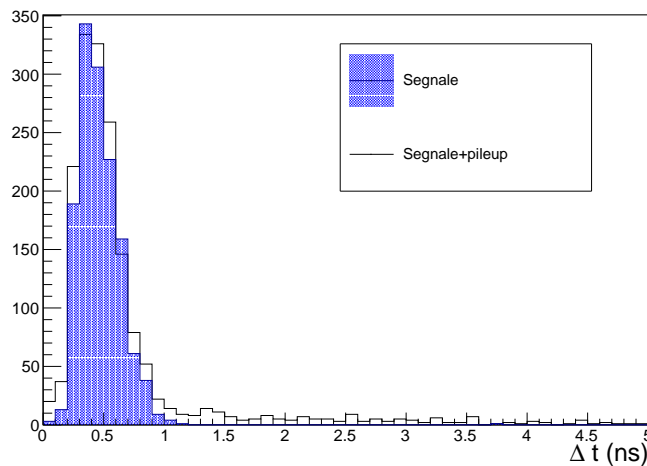


Figura 4.23: Distribuzione della variabile $\Delta t = |t_{lead} - t_i|$ per il campione di puro segnale e per quello immerso nel pileup.

cluster sopra soglia (fino a 3Cl con $E > E_{thr}$). Questi eventi sono stati processati con la sequenza di tagli riportati in tabella 4.5; le efficienze di selezione per gli eventi di segnale (nel caso ideale di assenza di pileup e nel caso realistico di 5000 positroni per bunch) sono riportate in tabella 4.7 assieme alla reiezione ($1/\text{efficienza}$) per gli eventi provenienti dai due campioni di fondo, quello simulato con Geant4 che contiene nello stato finale $e^+\gamma$ e $\gamma\gamma$ (quest'ultimo stato finale con abbondanza molto minore del primo).

Considerato che nello svolgere lo studio dei cluster nel calorimetro per il campione di segnale abbiamo osservato molto spesso che l'algoritmo di clustering talvolta produce più di un solo cluster e ciò modifica lo spettro di diverse variabili, ci si chiede se ha senso introdurre una nuova definizione del fotone che corregga questo effetto. Si è quindi studiata la distribuzione di $\Delta R =$

$\sqrt{(x_{lead} - x_i)^2 + (y_{lead} - y_i)^2}$, si osservi la figura 4.22, dove x_{lead}, y_{lead} sono le coordinate del cluster più energetico all'interno del rivelatore, mentre x_i, y_i del cluster i -simo. Analogamente è interessante osservare la distribuzione $\Delta t = t_{leading} - t_i$, figura 4.23, cioè la differenza in tempo tra il cluster più energetico e gli altri. Queste due distribuzioni sono riportate in figura per il campione con e senza pileup.

Come si può osservare negli eventi di segnale puro la distribuzione di Δt è concentrata entro un nanosecondo, mentre nel campione di segnale con pileup essa è molto più ampia. Questo comportamento risulta naturale considerando che nel primo campione i segnali sono generati da un unico fotone che incide sul calorimetro, quindi la distanza temporale tra questi deve essere molto piccola. Nel caso del secondo campione invece la larghezza è maggiore in quanto vengono registrati nel calorimetro anche fotoni dovuti al bremsstrahlung da parte di positroni del fascio. Dalla distribuzione della distanza radiale dei cluster da quello più energetico si può osservare che gran parte degli cluster sono entro una distanza di $10cm$ da quello più energetico.

Queste considerazioni portano a definire il fotone candidato come il cluster più energetico dell'evento, con energia, posizione e tempo corretti come segue:

- E_γ : l'energia del fotone è data dalla somma dell'energia del cluster più energetico (leading) e l'energia dei cluster che distano da esso meno di $2.5ns$ in tempo ($|\Delta T| < 2.5ns$) e meno di $10cm$ in posizione ($\Delta R < 100mm$);
- le coordinate spaziali (X_γ, Y_γ) e il tempo (T_γ) vengono ridefiniti facendo una media pesata con l'energia delle corrispondenti variabili per tutti i cluster che contribuiscono al fotone candidato.

Ridefinite così le coordinate spaziali e l'energia del fotone candidato (che sarà indicato nel seguito con $\gamma^{candidate}$) nel calorimetro, si può determinare l'angolo formato dalla direzione di volo del fotone con la direzione del fascio. Infine da E_γ e θ_γ con la formula 4.7 si può ricalcolare la massa mancante al quadrato M_{miss}^2 .

A questo punto si è applicata la sequenza dei tagli di selezione descritti in tabella 4.5 a tutte le preselezioni di eventi elencate di seguito:

- solo $1\gamma^{candidate}$: eventi con un $E_{\gamma^{candidate}}$ di energia $> 50MeV$ e nessun altro cluster nel calorimetro;
- $1\gamma^{candidate}$ (+Cl. distanti $E < 30MeV$): eventi con un $E_{\gamma^{candidate}}$ di energia $> 50MeV$, in cui si permette la presenza di altri cluster di $E < 30MeV$ se distanti in tempo da $\gamma^{candidate}$ più di $2.5ns$ e $10cm$;
- $1\gamma^{candidate}$ ($+ \leq 2Cl$ $E > 50MeV$): eventi con un $\gamma^{candidate}$ di energia $> 50MeV$, in cui si permette la presenza al massimo di 2 altri cluster di $E > 50MeV$;
- $1\gamma^{candidate}$ ($+ \leq 2Cl$ distanti, $E > 50MeV$): eventi con un $\gamma^{candidate}$ di energia $> 50MeV$, in cui si permette la presenza al massimo di 2 altri cluster di $E > 50MeV$, se distanti da $\gamma^{candidate}$ più di $2.5ns$ e $10cm$.

Tabella 4.7: Efficienza di identificazione di eventi di segnale e reiezione del fondo di bremsstrahlung e due fotoni per le varie ipotesi di definizione del fotone discusse nel testo. Selezioni etichettate con \star sono uguali a quelle dello stesso nome, ma non implementano il taglio sulla combinazione $(E_\gamma, \theta_\gamma)$ dipendente dall'ipotesi di massa. E_{thr} è fissata a 50MeV

Metodo	ϵ Puro	ϵ Pile-Up	Reiezione del fondo
1 Cl	0.092	0.058	2183.12
1 Cl*	0.094	0.062	324.59
1Cl con $E > E_{thr}$	0.11	0.073	1607.11
1Cl con $E > E_{thr}^*$	0.111	0.058	250.96
fino a 3Cl con $E > E_{thr}$	0.092	0.062	569.73
fino a 3Cl con $E > E_{thr}^*$	0.107	0.073	134.11
solo $1\gamma^{candidate}$	0.112	0.079	1762.08
solo $1\gamma^{candidate}^*$	0.107	0.076	254.58
$1\gamma^{candidate}$ (+Cl. distanti $E < 0.6 \times E_{thr}$)	0.111	0.084	1840.98
$1\gamma^{candidate}$ (+Cl. distanti $E < 0.6 \times E_{thr}$)*	0.107	0.072	267.71
$1\gamma^{candidate}$ (+ $\leq 2Cl$ $E > E_{thr}$)	0.111	0.078	607.61
$1\gamma^{candidate}$ (+ $\leq 2Cl$ $E > E_{thr}$)*	0.105	0.070	133.78
$1\gamma^{candidate}$ (+ $\leq 2Cl$ distanti, $E > E_{thr}$)	0.108	0.075	1794.12
$1\gamma^{candidate}$ (+ $\leq 2Cl$ distanti, $E > E_{thr}$)*	0.108	0.076	258.86

In tabella 4.7 sono riportati, per ogni metodo appena descritto, l'efficienza di selezione per il segnale, nel caso ideale senza pileup e con pileup, e la reiezione (1/efficienza) per il campione di fondo totale (bremsstrahlung, annichilazione in due fotoni e produzione di tre fotoni nello stato finale). Per ciascuno dei metodi è stimato il risultato della selezione con l'applicazione e senza l'applicazione del taglio dipendente dall'ipotesi di massa. Nel secondo caso il nome della selezione è accompagnata da un asterisco.

Il grafico della reiezione del fondo per i diversi metodi in funzione dell'efficienza in assenza del pileup è riportato in figura 4.24.

Le stime di efficienza che più sono utili sono quelle che si ottengono per eventi di segnale sovrapposti alle interazioni elettromagnetiche attese dovute agli altri positroni nello stesso pacchetto del fascio. Queste sono riportate graficamente in figura 4.25.

Il metodo più adatto è quello che massimizza $\epsilon \cdot \sqrt{reiezione}$. Questa variabile è illustrata in figura 4.26 in funzione del metodo di definizione del segnale. Si osserva che il metodo di selezione degli eventi che massimizza il prodotto tra reiezione ed efficienza è quello in cui il fotone è identificato come il cluster più energetico, corretto per eventuali depositi di energia satelliti vicini spazialmente e temporalmente, e inoltre si permette che l'evento contenga altri cluster di bassa energia che non siano in tempo con quello più energetico. Questo criterio sarà quindi utilizzato nel seguito.

Si fa inoltre la scelta di non applicare il taglio basato sulla correlazione tra E_γ e θ_γ che risulta ridondante rispetto alla richiesta di stimare gli eventi di fondo (e di segnale) solo nella

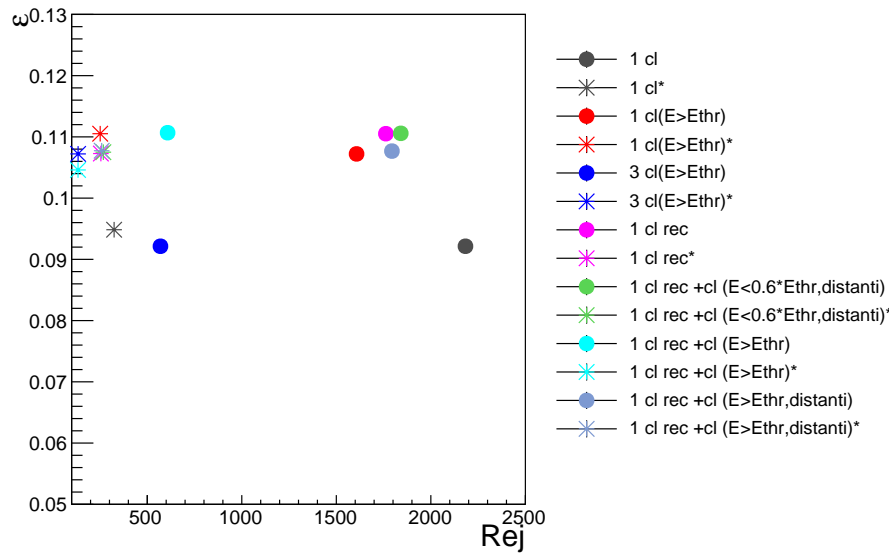


Figura 4.24: Grafico rappresentante per i diversi metodi l'efficienza di selezione del segnale per il campione, generato con l'ipotesi di massa di 10MeV in funzione della reiezione del fondo.

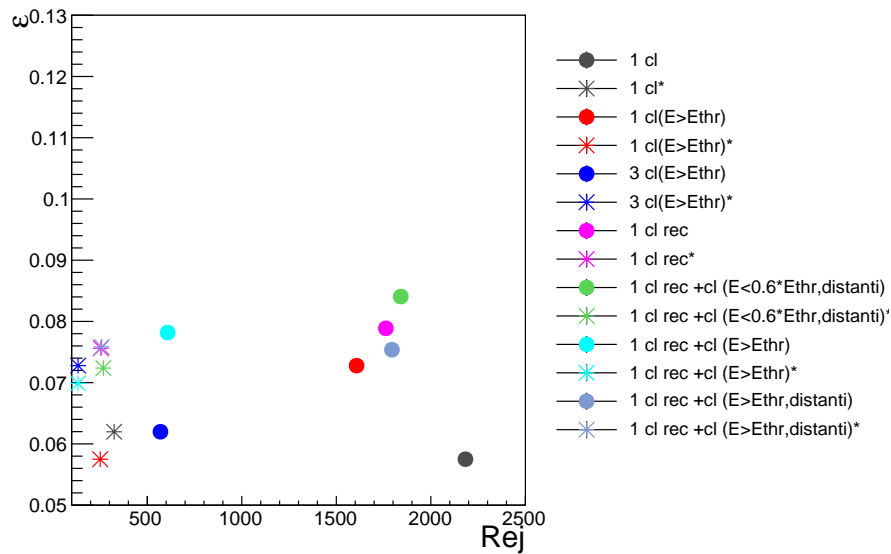


Figura 4.25: Grafico rappresentante per i diversi metodi l'efficienza di selezione del segnale per il campione, generato con l'ipotesi di massa di 10MeV, con pileup, in funzione della reiezione del fondo.

regione del picco di massa mancante al quadrato.

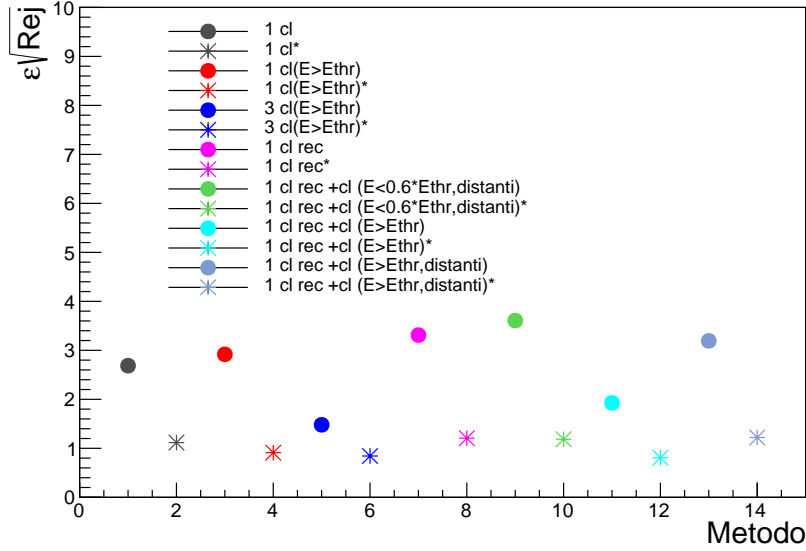


Figura 4.26: Per ognuno dei diversi metodi viene graficato il prodotto $\epsilon\sqrt{|reiezione|}$ per l'analisi effettuata sul campione di segnale con pileup per l'ipotesi di massa di $10MeV$.

4.4.2 Scelta della soglia sull'energia del fotone

Nella produzione del campione di segnale c'è la possibilità di scegliere la massa che deve avere il bosone oscuro generato. In vista del raggiungimento dell'obiettivo di questa tesi di trovare i limiti di esistenza nella distribuzione di massa per questa particella, si è generato un set di campioni di segnale con masse comprese nell'intervallo $[2.5, 22.5]MeV$ con $\Delta M = M_{i+1} - M_i = 2.5MeV$. L'estremo superiore dell'intervallo è determinato da un limite cinematico proprio dell'esperimento PADME.

Prima di procedere con l'analisi, è necessario assicurarsi che i parametri e le soglie fissate per il campione generato con massa a $10MeV$ siano validi anche per le altre masse.

In figura 4.27 si può osservare lo spettro di energia per tutti i cluster nel calorimetro per le diverse ipotesi di massa.

Si può osservare che la richiesta di avere $E_\gamma > 50MeV$ non è adatta a tutte le masse di A' . In particolare questa soglia determina una perdita di efficienza contenuta a $17.5MeV$, più importante a $20MeV$ e abbatte quasi completamente il segnale se $M_{A'} = 22.5MeV$. Pertanto nel seguito si è scelto di applicare la soglia di energia di $20MeV$ al fotone candidato, definito dal metodo $1\gamma^{candidate} (+Cl. \text{distanti } E < 12MeV)$, in cui nel calorimetro esiste un solo fotone corretto per cluster satelliti vicini in spazio e tempo con $E > E_{threshold} = 20MeV$ ma si permette la presenza di altri cluster di energia $< 12MeV$ ($0.6 \times E_{threshold}$) se distanti in tempo e spazio da quello principale.

Per valutare se il metodo selezionato è adeguato per questo valore di $E_{threshold}$, si decide di effettuare la medesima analisi comparativa dei metodi di definizione del fotone anche per il campione con $M_{A'} = 20MeV$. Nella tabella 4.8 si possono osservare i valori di efficienza ottenuti

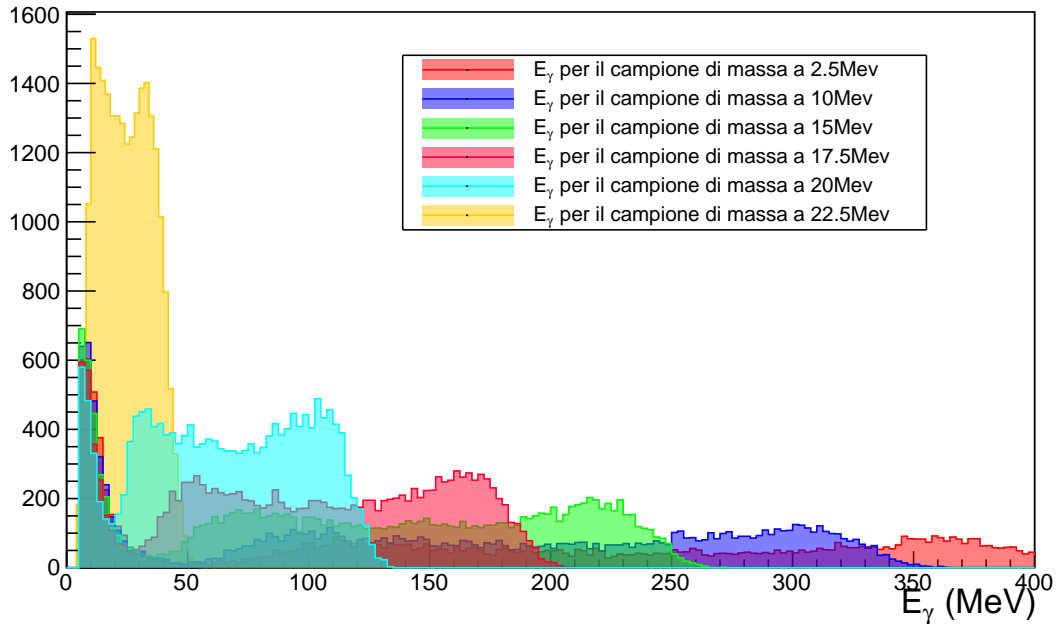


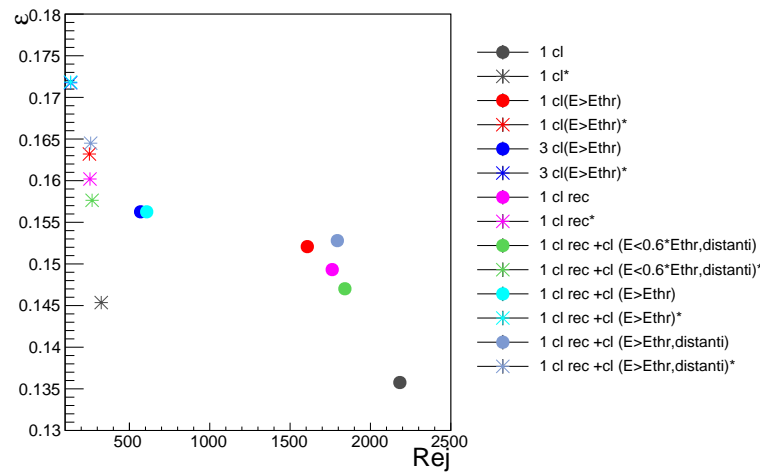
Figura 4.27: Spettro dell'energia del fotone di segnale nel calorimetro. Attraverso i vari colori vengono riportate le distribuzioni relative alle diverse ipotesi di massa.

per i due campioni di segnale: puro e immerso nel pile-up. Per ognuno dei due campioni e per i diversi metodi descritti nella sezione precedente sono riportate le efficienze contando gli eventi entro 3σ e 2σ dalla media della distribuzione della massa al quadrato a 20MeV . In figura 4.28 sono riportati grafici di efficienza in funzione di reiezione per segnale con e senza pileup e del loro prodotto in funzione del metodo. Anche per questo campione il metodo che massimizza $\epsilon\sqrt{Rej}$ è quello in cui viene ricostruito il fotone di segnale come il cluster “corretto” e si permette che esistano altri piccoli depositi di energia scorrelati da quello principale.

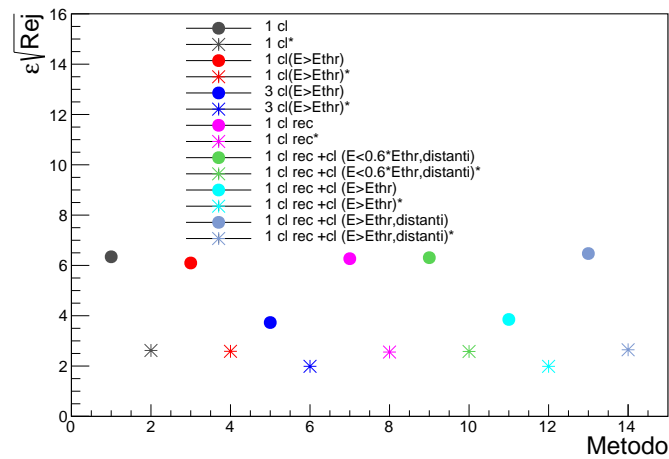
Il taglio descritto con la parametrizzazione di eq. 4.8 non è implementato. Questa selezione del fotone sarà quindi utilizzata universalmente, per ogni campione di segnale e per i processi di fondo.

Tabella 4.8: Efficienza di identificazione di eventi di segnale con $M_{A'} = 20\text{MeV}$ per le varie ipotesi di definizione del fotone discusse nel testo. Selezioni etichettate con \star sono uguali a quelle dello stesso nome, ma non implementano il taglio sulla combinazione $(E_\gamma, \theta_\gamma)$ dipendente dall'ipotesi di massa. E_{thr} è fissata a 20MeV

Metodi	ϵ Puro			ϵ Pile-Up		
	NSignal	3σ	2σ	NSignal	3σ	2σ
1Cl	0.264	0.262	0.252	0.136	0.132	0.126
1Cl*	0.276	0.273	0.260	0.145	0.138	0.131
1Cl con $E > E_{thr}$	0.278	0.274	0.260	0.152	0.147	0.139
1Cl con $E > E_{thr}^*$	0.291	0.284	0.268	0.163	0.153	0.144
fino a 3Cl con $E > E_{thr}$	0.278	0.274	0.260	0.156	0.151	0.142
fino a 3Cl con $E > E_{thr}^*$	0.291	0.285	0.268	0.172	0.157	0.147
solo $1\gamma^{candidate}$	0.278	0.274	0.260	0.149	0.144	0.137
solo $1\gamma^{candidate*}$	0.290	0.284	0.269	0.160	0.151	0.142
$1\gamma^{candidate} (+\text{Cl. distanti } E < 0.6 \times E_{thr})$	0.274	0.271	0.258	0.147	0.142	0.135
$1\gamma^{candidate} (+\text{Cl. distanti } E < 0.6 \times E_{thr})^*$	0.287	0.282	0.267	0.158	0.149	0.140
$1\gamma^{candidate} (+\leq 2Cl. E > E_{thr})$	0.279	0.275	0.261	0.156	0.151	0.143
$1\gamma^{candidate} (+\leq 2Cl. E > E_{thr})^*$	0.292	0.286	0.270	0.172	0.157	0.148
$1\gamma^{candidate} (+\leq 2Cl. \text{ distanti } E > E_{thr})$	0.276	0.272	0.259	0.153	0.148	0.140
$1\gamma^{candidate} (+\leq 2Cl. \text{ distanti } E > E_{thr})^*$	0.288	0.283	0.268	0.164	0.154	0.145



(a) Grafico rappresentante per i diversi metodi l'efficienza di selezione del segnale per il campione, generato con l'ipotesi di massa di 20MeV e con pileup, in funzione della radice della reiezione del fondo.



(b) Per ognuno dei diversi metodi viene graficato il prodotto $\epsilon\sqrt{reiezione}$, per l'analisi effettuata sul campione di segnale per l'ipotesi di massa di 20MeV con pileup.

Figura 4.28: Plot relativi allo studio di efficienze per il campione relativo all'ipotesi di massa di 20MeV.

4.5 La performance della selezione

In tabella 4.9 è riportato il numero di eventi sopravvissuti ad ogni criterio della selezione adottata in successione per i campioni di fondo e per il campione di segnale relativo all'ipotesi di massa $M'_A = 10MeV$.

Tabella 4.9: Numero di eventi che superano i tagli descritti (*bremmstrahlung – like(t)* e *bremmstrahlung – like(t, E)* rappresentano invece un conteggio degli eventi aventi caratteristiche temporali ed energetiche che li inquadrano come eventi di *bremmstrahlung*) per il metodo di selezione definitivo applicato ai campioni di segnale ($M_{A'} = 10MeV$) con e senza *pileup* e ai campioni di fondo.

Numero di eventi degli eventi:	Processi				
	Segnale	Segnale + <i>pileup</i>	$e^+\gamma + \gamma\gamma$	$\gamma\gamma\gamma$	$\gamma\gamma\gamma$ + <i>pileup</i>
dimensione del campione	29666	50000	2580000	99994	100000
$E_\gamma > 20MeV$	7856	9115	119622	19828	20880
$R_{min} < R_\gamma < R_{max}$	5267	5482	44996	10335	10555
<i>bremmstrahlung – like(t)</i>	0	2986	33005	92	5776
<i>bremmstrahlung – like(t, E)</i>	0	1725	21169	8	2155
<i>bremmstrahlung veto</i>	5267	3751	23724	10327	8375
$M_{miss}^2 = M_{A'}(3sigma)$	5179	3373	172	278	181
$M_{miss}^2 = M_{A'}(2sigma)$	4944	3195	112	175	119

A questo punto il comportamento della procedura di selezione deve essere studiato in funzione della massa dell'ipotetico fotone oscuro. A questo scopo sono stati utilizzati i campioni di eventi di segnale per $M_{A'} = 2.5, 5, 7.5, 10, 12.5, 15, 17.5$ e $20MeV$, ciascuno composto da 50000 eventi nelle due versioni in cui il fascio è costituito da un unico positrone o da 5000 positroni distribuiti in $40ns$.

4.5.1 L'efficienza

L'efficienza per la selezione degli eventi di segnale è valutata nelle condizioni realistiche del fascio previsto a PADME, ossia tenendo conto che il bunch contiene 5000 positroni distribuiti uniformemente in $40ns$. I risultati sono riportati in figura 4.29 in cui si ha, per ogni massa del bosone oscuro, l'efficienza nel taglio iniziale in cui si fissa la soglia energetica a $E_{thr} = 20MeV$ (riportato in legenda dalla dicitura “EffEnergyCut”), quella relativa al taglio sul raggio del cluster affinché sia interno al volume fiduciale del calorimetro (“EffRadiusCut”) e l'efficienza rispetto ai tagli di reiezione degli eventi di *bremmstrahlung*. Quest'ultimo valore di efficienza complessiva della selezione è ulteriormente raffinato considerando quanti degli eventi sopravvissuti alla selezione hanno un valore della massa mancante al quadrato che dista dal valore di picco meno di 3σ o di 2σ . E' interessante confrontare questo grafico con quello rappresentato in figura 4.30 ottenuto

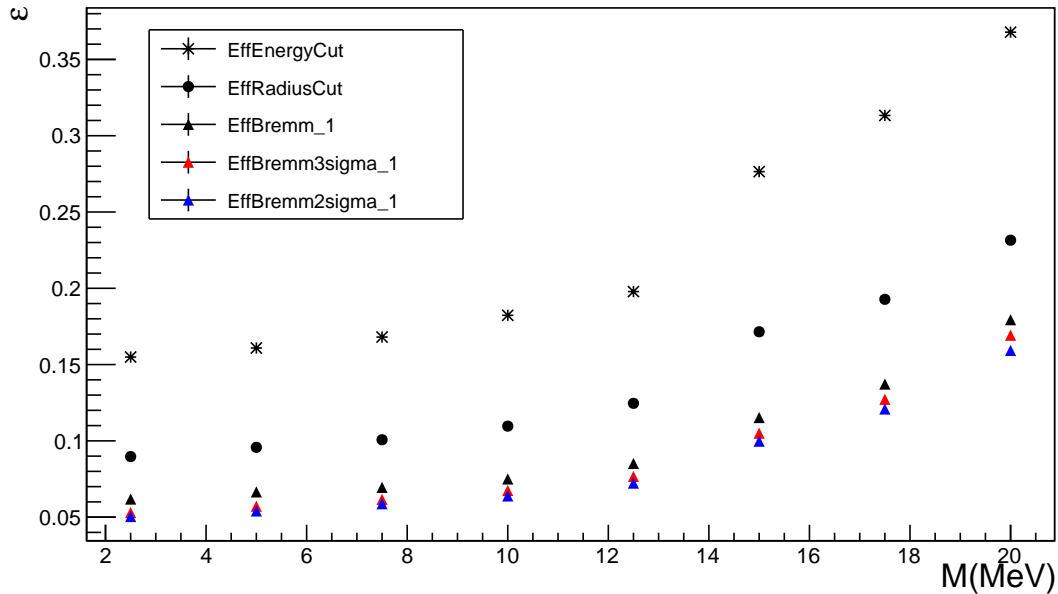


Figura 4.29: Nel grafico vengono riportate per il campione di segnale immerso nel pileup, per ogni ipotesi di massa del bosone oscuro, le diverse efficienze ottenute dall’analisi effettuata. In legenda si possono trovare le nomenclature relative ai diversi tagli: con “EffEnergyCut” si è rappresentato l’efficienza ottenuta applicando il taglio iniziale in cui si determina la soglia energetica a $E_{thr} = 20\text{MeV}$; “EffRadiusCut” rappresenta quella relativa al taglio sul raggio del cluster affinché sia interno al calorimetro e infine “EffBremm” riguarda l’efficienza rispetto al taglio che rigetta gli eventi di bremsstrahlung. Infine si riporta l’efficienza per eventi di segnale che avendo superato tutti i tagli di selezione hanno un valore di M_{miss} ricostruito all’interno dell’intervallo di 3σ e di 2σ .

dalle stesse variabili analizzando però un campione generato con 50000 eventi caratterizzati da un fascio composto da un solo positrone, che genera, nell’interazione con l’elettrone della targhetta, il bosone oscuro. Si osserva, in questo caso, che le efficienze sono più alte e, come ci si aspetta, il taglio implementato per gli eventi di bremsstrahlung non ha alcun effetto sul campione.

4.5.2 Spettro di massa mancante

Possiamo osservare, infine, la distribuzione della variabile M_{miss}^2 ricostruita negli eventi selezionati in ciascuno dei campioni relativi a diversi valori di massa del bosone oscuro (figura 4.31). Per gli eventi SM lo spettro di massa mancante al quadrato ricostruito è mostrato in figura 4.32.

Esso si estende nell’intervallo $[-200, 550]\text{MeV}$ ed ha un andamento crescente al crescere della massa mancante, ossia in corrispondenza di piccole energie del fotone osservato nel calorimetro. I due contributi relativi a eventi di bremsstrahlung e annichilazione in coppie di

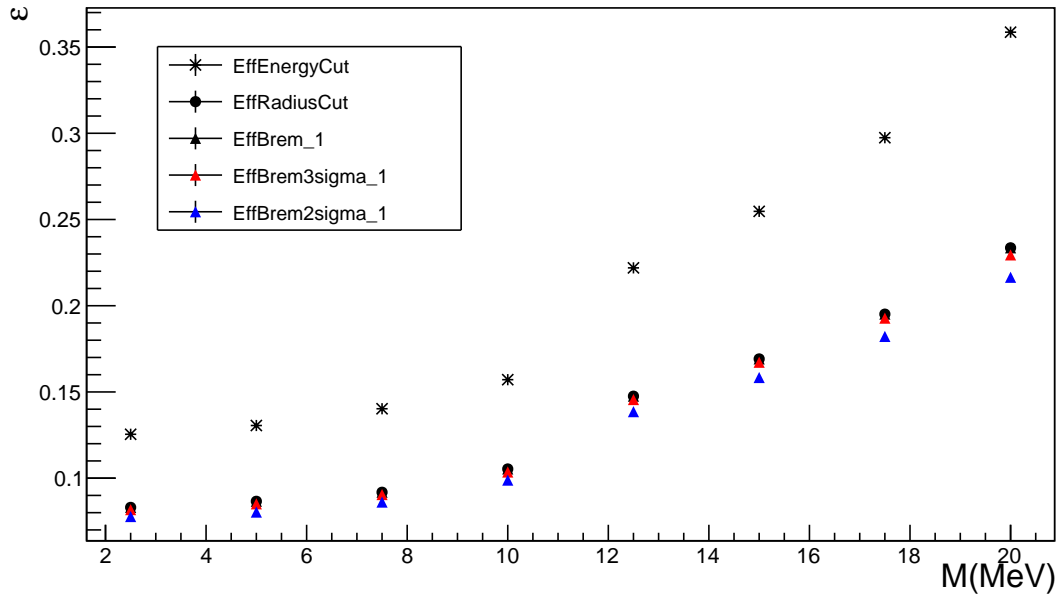


Figura 4.30: Efficienza di selezione ideali, stimate applicando la selezione al campione di segnale senza pileup. Il codice dei tagli è uguale a quello utilizzato in figura 4.29.

fotoni (in bianco) e a eventi con 3γ nello stato finale (in rosso) sono normalizzati entrambi al numero di positroni accumulati su targhetta $N_{POT} = 1.3 \times 10^{10}$. A scopo illustrativo in figura 4.32 alla distribuzione degli eventi SM è stato sovrapposto anche lo spettro di massa mancante al quadrato che si misurerebbe in presenza di segnale per $M_{A'} = 17.5 MeV$. Tuttavia la normalizzazione dell'istogramma di segnale è arbitraria e corrisponderebbe a una sezione d'urto di produzione del segnale molto grande.

4.5.3 Studio di ulteriori tagli di reiezione degli eventi di fondo

Allo scopo di ridurre ulteriormente il numero degli eventi di fondo che passano i criteri di selezione del segnale, si sono ricercate ulteriori correlazioni tra le variabili più interessanti nell'evento. In particolare, in figura 4.33(a) si può osservare la correlazione esistente tra M_{miss}^2 e l'energia del fotone in eventi di bremsstrahlung (istogramma nero) e per alcuni esempi di campioni di segnale corrispondenti a diverse masse (rosa: $M_{A'} = 17.5 MeV$, blu: $M_{A'} = 10 MeV$ e verde: $M_{A'} = 5 MeV$). In maniera analoga in figura 4.33(b) si può osservare la correlazione tra le variabili caratteristiche del fotone ricostruito, l'angolo con cui incide nel calorimetro ECAL e la sua energia ricostruita all'interno dello stesso rivelatore. La figura 4.33(a) mostra, ancora una volta, che gli eventi di bremsstrahlung tendono ad addensarsi verso valori di bassa energia del fotone, mentre la distribuzione dell'energia del fotone è all'incirca piatta per gli eventi di segnale. Ciò suggerisce di studiare l'efficacia di tagli su E_γ , ottimizzati per ogni ipotesi di massa del fotone oscuro, che sacrificando una parte del segnale abbattano una frazione consistente degli

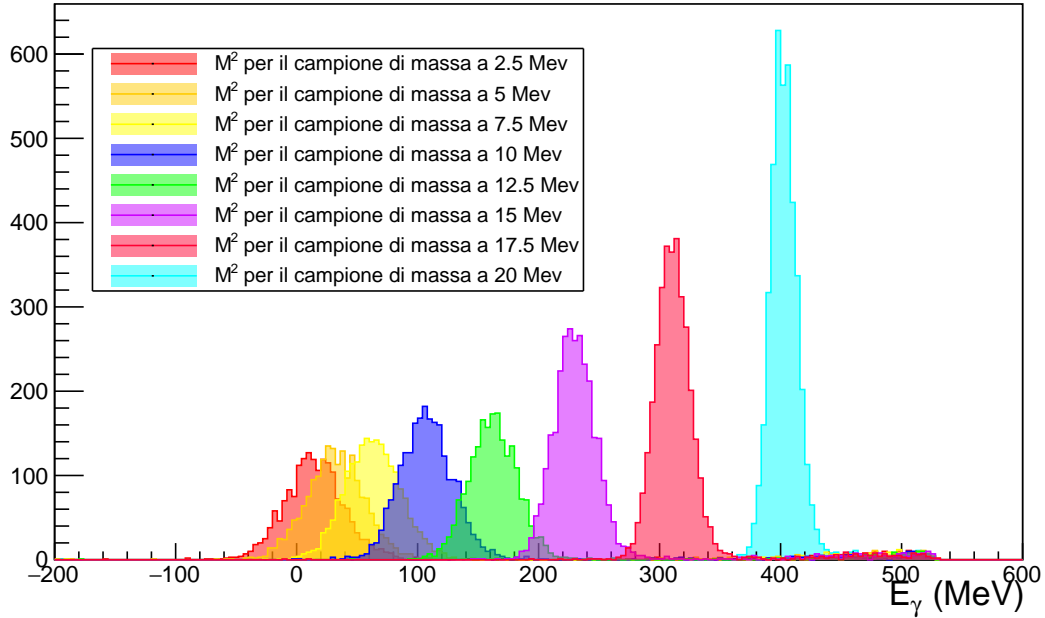


Figura 4.31: Distribuzione della variabile $M^2_{A'}$, ricostruita per diversi campioni di segnale corrispondenti a varie masse del bosone A' .

eventi di fondo migliorando complessivamente il rapporto segnale-rumore. Questo studio è descritto in appendice C. I risultati mostrano un guadagno in sensibilità interessante, tuttavia nel seguito ci si atterrà alla selezione descritta finora.

4.6 Stima del numero di eventi di segnale e di fondo attesi

La simulazione dei processi SM su cui si è sviluppata la tecnica di analisi è composta da due tipologie di campione. Il primo è formato da 2580000 eventi in cui vengono generati interazioni di bremsstrahlung ed annichilazione in due fotoni ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) con abbondanze relative dei due processi predette dalla teoria delle interazioni elettromagnetiche. Il campione corrisponde a $1.29 \times 10^{10} POT$ (*Positron On Target*). Il secondo invece è composto da 100000 eventi in cui si ha la generazione del fondo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, quindi $1.33 \times 10^{11} POT$ se si considera la sezione d'urto $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = 7.5 \times 10^{-5} b$ e lo spessore del bersaglio in diamante che corrisponde a un numero di elettroni per unità di superficie pari a $N_e^-/S = 0.0105b^{-1}$.

Il campione di segnale, per ogni ipotesi di massa, è caratterizzato invece da 50000 eventi in cui si ha l'interazione di un positrone del fascio che con l'elettrone della targhetta che produce un bosone oscuro e un fotone e la produzione di interazioni di fondo generate dagli altri 5000 positroni del pacchetto. Dal momento che la sezione d'urto di produzione di $A'\gamma$, per energia del fascio di positroni fissata a $550 MeV$, dipende dalla massa di A' , i vari campioni corrispondono a un numero di positroni accumulati leggermente diverso. I valori per ogni campione sono

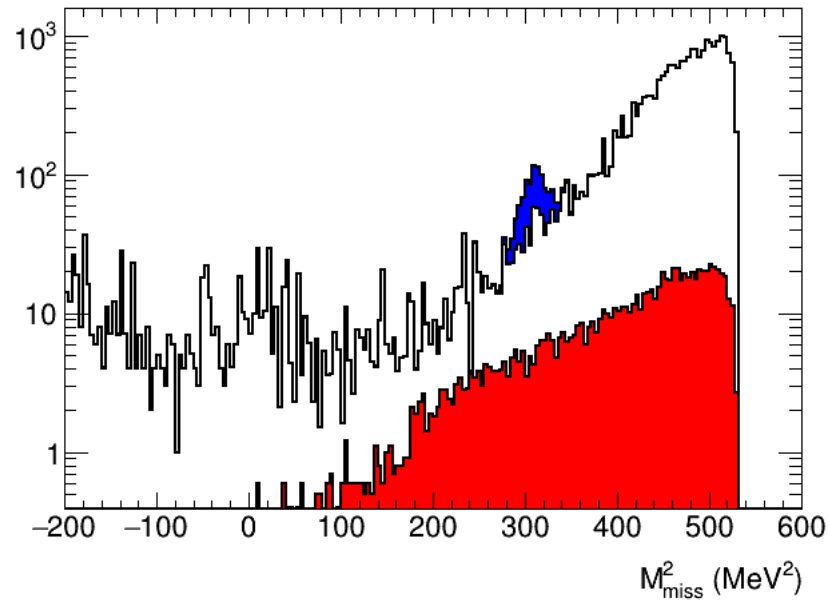


Figura 4.32: Distribuzione della variabile M_{miss}^2 per gli eventi selezionati dai tagli nel campione di segnale immerso nel pileup con $M_{A'} = 17.5 \text{ MeV}$ (blu) (a cui è stata applicata una normalizzazione arbitraria); in quello di bremsstrahlung e $\gamma\gamma$ (bianco) e in quello relativo allo stato finale di tre fotoni (rosso). Le distribuzioni dei processi di fondo corrispondono ad un numero di POT = 1.3×10^{10} .

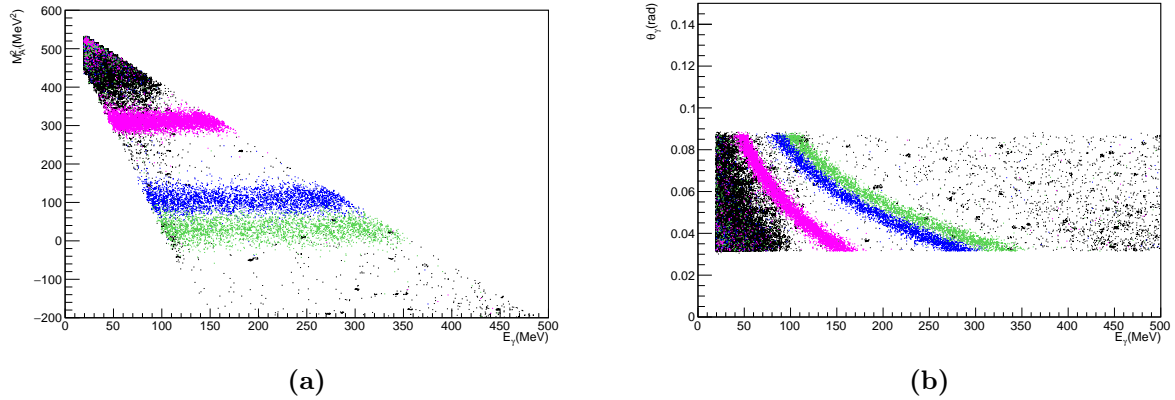


Figura 4.33: Le distribuzioni di M_{miss}^2 in funzione di E_γ (a sinistra) e di θ_γ in funzione di E_γ in eventi che superano la selezione per vari campioni (rosa: $M_{A'} = 17.5 \text{ MeV}$, blu: $M_{A'} = 10.0 \text{ MeV}$, verde: $M_{A'} = 5.0 \text{ MeV}$).

elencati in tabella 4.10 e tengono conto del fattore $\delta = \sigma(e^+e^- \rightarrow A'\gamma) / [\sigma(e^+e^- \rightarrow A'\gamma)\epsilon^2]$ per le diverse masse, che correla questa sezione d'urto alla sezione d'urto del processo SM di annichilazione in due fotoni.

A questo punto dell'analisi, si può stimare la distribuzione di massa mancante al quadrato

Tabella 4.10: Rapporto tra le sezioni d'urto $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)$ e $\sigma(e^+e^- \rightarrow A'\gamma)$ (per $\epsilon = 1$), sezioni d'urto di produzione del fotone oscuro (per $\epsilon = 10^{-3}$) e numeri di positroni su targhetta corrispondenti ai vari campioni simulati ciascuno costituito di 50000 eventi.

$M_{A'}(MeV)$	δ	$\sigma(e^+e^- \rightarrow A'\gamma)$ $nb (\epsilon = 10^{-3})$	$POT(\times 10^{15})$ $(per 5 \times 10^4 \text{ eventi})$
2.5	2.0	31	1.54
5.0	2.0	31	1.54
7.5	2.0	34	1.40
10.0	2.3	37	1.28
12.5	3.0	47	1.02
15.0	3.8	62	0.77
17.5	6.5	91	0.53
20.0	10.5	160	0.30

ottenibile per gli eventi di segnale e di fondo in una presa dati di PADME assumendo come riferimento un run corrispondente a $4 \times 10^{13} POT$. In figura 4.34 è riportata la sovrapposizione di tre distribuzioni corrispondenti ai tre campioni prodotti dal Monte Carlo. L'istogramma rosso corrisponde a fondo di bremsstrahlung e di annichilazione in due fotoni, il blu è relativo al fondo di tre fotoni, e infine il nero corrisponde al campione di segnale in presenza di pileup. Il campione di segnale è normalizzato assumendo $\epsilon^2 = 10^{-4}$. L'istogramma complessivo relativo ai processi di fondo è stato ottenuto a partire dalla distribuzione corrispondente riportata in figura 4.32. Per ottenere fluttuazioni nella popolazione dei bin consistenti con l'ipotesi di $4 \times 10^{13} POT$, l'istogramma di figura 4.32 è stato fittato con un andamento funzionale adeguato alla regione compresa tra $0 MeV^2$ e $450 MeV^2$. La funzione di best fit è stata scalata per il fattore complessivo di $4 \times 10^{13} / 1.3 \times 10^{10}$ e il contenuto di ciascun bin della distribuzione in figura 4.34 è stato fissato a un valore estratto casualmente da una gaussiana con media μ uguale al valore della funzione scalato in quel bin e $\sigma = \sqrt{\mu}$.

Attraverso queste considerazioni si può osservare come varia il numero di eventi di fondo selezionati in funzione della massa del fotone oscuro. In figura 4.35 questa dipendenza è illustrata per gli eventi SM in cui il valore del quadrato della massa mancante cade entro 3 o 2 sigma dal valore di picco che si avrebbe per eventi di segnale, in funzione della massa del fotone oscuro. Il plot si riferisce ad un campione di $10^{11} POT$, per confronto con i risultati presentati in [48]. Nella selezione nessun criterio si basa esplicitamente sull'ipotesi di massa del fotone oscuro, tuttavia il numero di eventi di fondo accettati dipende dalla massa del bosone a causa della risoluzione in M_{miss}^2 , variabile con $M_{A'}$, e dalla crescita marcata della frequenza di eventi di fondo al crescere di M_{miss}^2 . Nella figura è mostrato, oltre al numero di eventi di fondo totali (indicato in legenda con “NBkg1_3sigma” o “N3gamma1_2sigma”), il numero di eventi relativi al processo 3gamma (“N3gamma1_3sigma” o “N3gamma1_2sigma”) per evidenziare il peso relativo di questo processo di fondo al variare della massa del bosone oscuro.

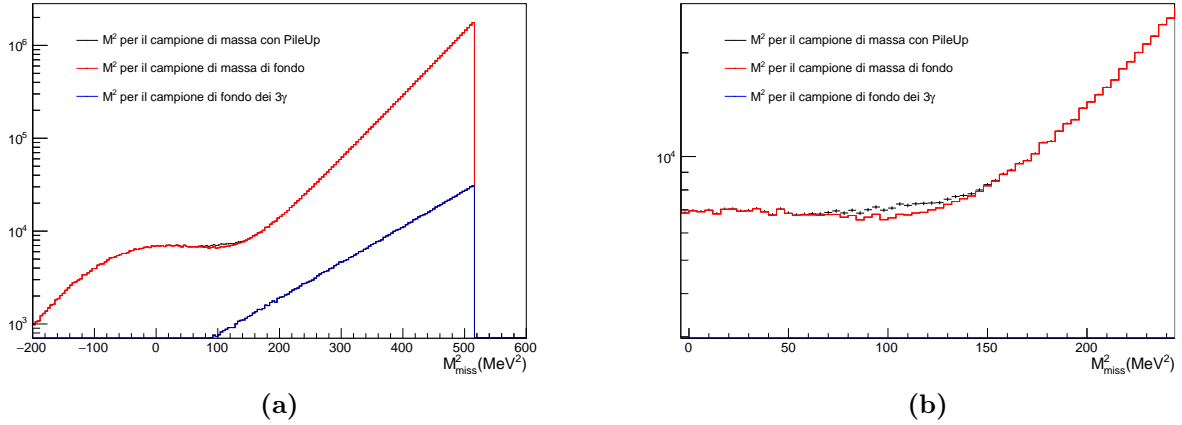


Figura 4.34: Distribuzione di massa mancante al quadrato ricostruita con gli eventi che hanno superato tutti i tagli. L'istogramma rosso corrisponde al campione di fondo per il campione di bremsstrahlung e dei due fotoni, il blu è relativo al fondo di tre fotoni, e infine il nero corrisponde al campione di segnale con l'aggiunta del pileup. La normalizzazione delle distribuzioni corrispondono a 4^{13} Positron On Target. Il campione di segnale è normalizzato per avere $\epsilon^2 = 10^{-4}$.

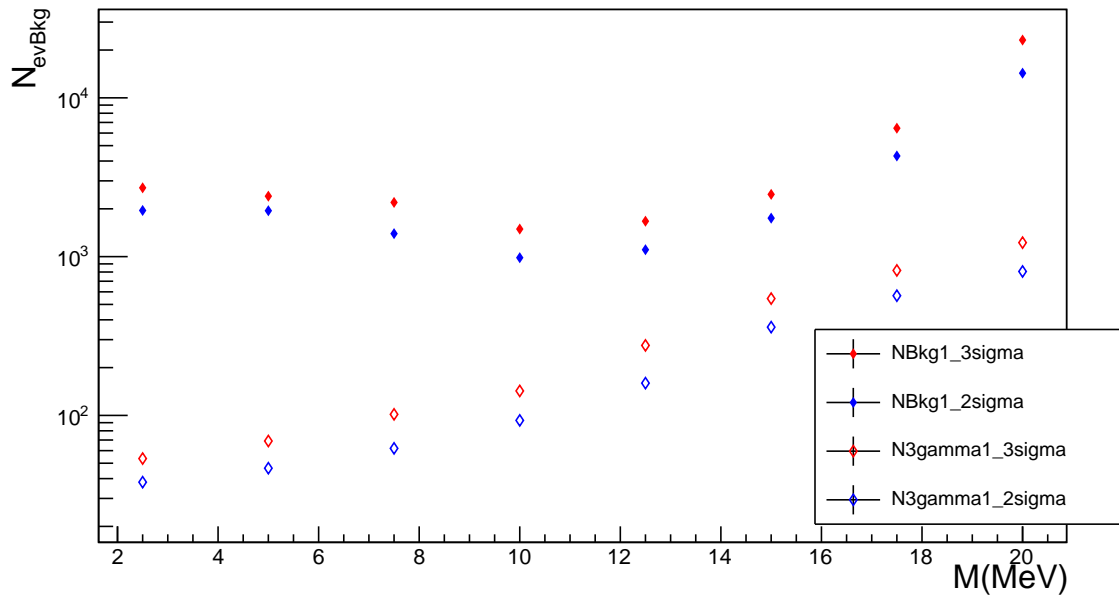


Figura 4.35: Numero di eventi di fondo accettati dalla selezione per $N_{POT} = 10^{11}$ in funzione dell'ipotesi di massa. Nella legenda vengono descritti i diversi tipi di campione rappresentati: $N_{Bkg1_3sigma(2sigma)}$ è il numero di eventi di fondo totale che supera i tagli di selezione; $N_{3gamma1_3sigma(2sigma)}$ invece rappresenta il numero di eventi di fondo derivanti da $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.

4.7 Limiti attesi sul modello in assenza del segnale

4.7.1 Stima dei limiti su ϵ^2 al livello di confidenza del 68%

Affinché i dati di PADME possano dare un'indicazione statistica sulla produzione di A' attraverso il canale studiato in questo lavoro, occorre che il numero di eventi di segnale acquisito e selezionato, N_{segnale} , sia maggiore o almeno uguale a qualche valore che dipende dall'incertezza statistica sul numero di eventi SM attesi e dal livello di confidenza con cui vogliamo affermare l'eccesso di eventi o escluderlo. Selezionando gli eventi entro piccoli intervalli di M_{miss}^2 centrati attorno al valore di picco per il segnale, abbiamo approssimato il risultato dell'esperimento con un semplice conteggio di eventi. Il numero di eventi di fondo atteso è grande, pertanto possiamo utilizzare l'approssimazione gaussiana per la statistica che descrive la misura. Pertanto, dal momento che la probabilità che, in assenza di segnale, il numero di eventi di fondo superi il valore atteso di una quantità δ tale che $\delta/\sqrt{N_{\text{bkg}}} > 0.47$ è inferiore al 32%, possiamo dire che valori dei parametri del modello di nuova fisica che producano un numero di eventi $\delta > 0.47\sqrt{N_{\text{bkg}}}$ sono esclusi al 68% di livello di confidenza.

Il numero di eventi di segnale può essere espresso in funzione dei parametri del modello, con la relazione seguente:

$$N_{\text{sig}} = \epsilon^2 \delta \sigma(e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma) N_{\text{POT}} \epsilon_{\text{sig}} \cdot N_{e^-}/S \quad (4.9)$$

in cui ϵ è il coefficiente di mixing tra il fotone oscuro e il settore elettromagnetico standard, N_{POT} rappresenta il numero di positroni incidenti sulla targhetta, N_{e^-}/S è il numero di elettroni per unità di superficie, ϵ_{sig} è l'efficienza dei tagli sul segnale e infine δ è il fattore cinematico calcolato come rapporto tra la sezione d'urto del processo di produzione del segnale e quella SM di annichilazione di due fotoni.

Allora in assenza di segnale, si possono considerare esclusi al 68% di C.L. valori di ϵ che soddisfano la condizione:

$$\epsilon^2 \geq 0.47 \cdot \sqrt{N_{\text{bkg}}} / (\delta \cdot N_{\text{POT}} \cdot \sigma(e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma) N_{e^-}/S) \quad (4.10)$$

I limiti su ϵ^2 al 68% di C.L. in funzione della massa di A' ottenuti con questo semplice calcolo sono illustrati in figura 4.36 dove si fa la distinzione con le stime ottenute utilizzando i conteggi di eventi di fondo accettati entro 3σ e 2σ dal valore di picco, e tenendo conto delle corrispondenti efficienze per eventi di segnale.

4.7.2 Limiti ottenibili con il metodo CLs

Il problema del confronto dei dati con le predizioni corrispondenti a processi noti o con le predizioni corrispondenti alla presenza di un segnale di nuova fisica sovrapposto ai processi di fondo è molto comune nella ricerca in fisica delle alte energie.

Alcune procedure statistiche sofisticate si sono affermate a partire dagli anni '90 ai tempi della ricerca del bosone di Higgs nei dati di LEP [90] [89], e sono state ulteriormente raffinate al Tevatron [91] e negli anni più recenti a LHC [92]. Oggi, esistono diverse implementazioni di tali procedure in software di ampio utilizzo negli esperimenti di fisica delle particelle, come

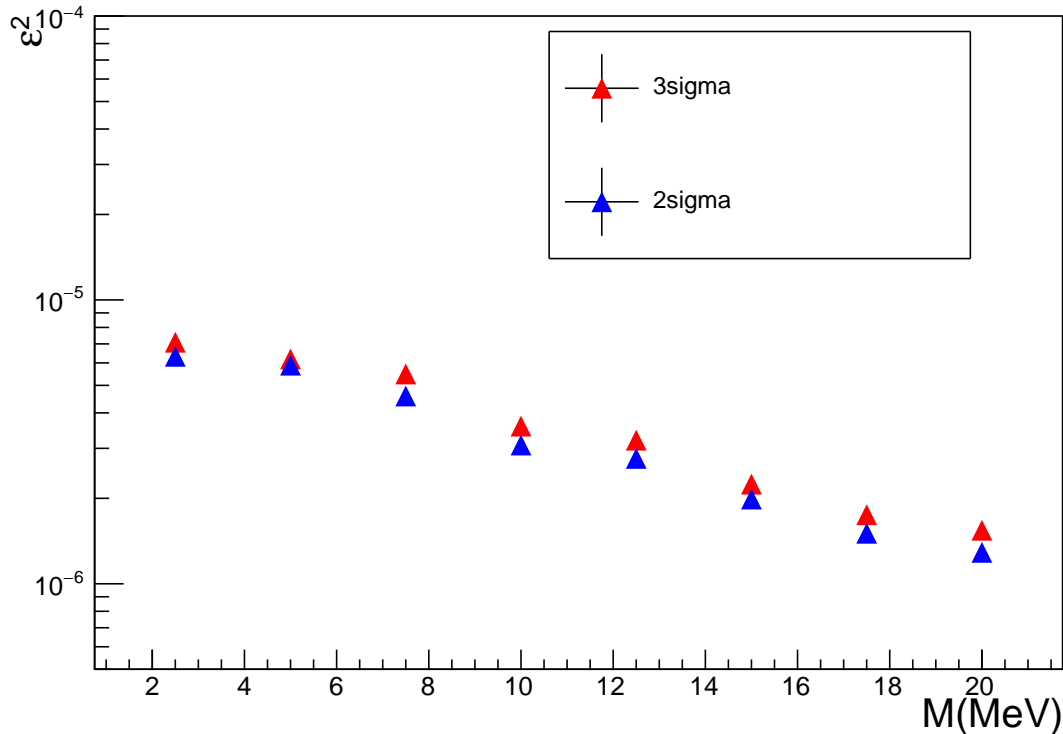


Figura 4.36: Limiti al 68% di confidence level sul parametro ϵ^2 in funzione della massa del fotone oscuro, ottenuti dal conteggio di eventi entro 3σ e 2σ dal valore di picco atteso per M_{miss}^2 .

RooStat [98] [99] estensione del software ROOT [97], adattabili a varie categorie di problemi: esperimenti di conteggio di eventi, esperimenti che selezionano distribuzioni binnate di variabili discriminanti per il segnale e il fondo, esperimenti che misurano un insieme di variabili cinematiche per ogni evento selezionato.

Esistono in generale due approcci distinti alla interpretazione statistica dei dati, quella basata sull'approccio Bayesiano e quello definito "frequentista" [93]. In quest'ultimo non si attribuiscono mai probabilità ai modelli o alle ipotesi teoriche, ma si valutano le probabilità degli esiti delle misure sotto le varie ipotesi rilevanti. Di conseguenza si utilizzano test d'ipotesi per valutare la compatibilità dei dati con i processi di fondo o con eventuali nuovi modelli teorici a un certo livello di confidenza fissato arbitrariamente in anticipo. Una descrizione sintetica delle procedure statistiche utilizzate nella fisica delle alte energie è riportata nella rassegna sulla statistica in [94].

In esperimenti di ricerca di nuovi fenomeni, come PADME, le ipotesi che vengono confrontate sono, l'ipotesi di solo background $H(b)$ e l'ipotesi di segnale con background $H(s + b)$. Per compendiare l'informazione contenuta in osservabili complesse (distribuzioni o variabili non binnate) in un'unica osservabile, solitamente si utilizza come variabile casuale (test-statistics) per il test d'ipotesi la likelihood (o una grandezza da essa derivata).

La likelihood è la probabilità di ottenere un certo insieme di risultati per le osservabili oggetto di misura. Nel caso di un esperimento di conteggio, la misura è una sola (il numero di eventi osservati) e la probabilità del risultato della misura n è calcolabile con la statistica di Poisson come

$$P(n|\mu) = \mu^n \exp(-\mu)/n! \quad (4.11)$$

dove μ è il valore “vero” del conteggio, ossia quello ottenibile come media dei risultati di un numero estremamente elevato di esperimenti identici. In casi più complessi, in cui si ottiene un insieme di misure di variabili diverse, la Likelihood è il prodotto delle probabilità degli esiti di ogni misura, dove ciascuna di queste probabilità è calcolata con la distribuzione di probabilità adatta a descrivere le fluttuazioni di misure di quella grandezza rispetto al valore reale. I valori reali delle grandezze misurate sono solitamente quantità non note, che dipendono dall’esistenza e dall’abbondanza del processo di nuova fisica che si sta ricercando. Nel caso della ricerca di eventi prodotti da un nuovo tipo di processo predetto teoricamente con sezione d’urto nominale σ_0 , la Likelihood può essere vista come una funzione del parametro μ che rappresenta l’intensità dell’interazione; μ quindi costituisce un fattore di scala per la sezione d’urto nominale del modello teorico. Nel nostro caso μ è rappresentato dal quadrato della costante di mixing ϵ^2 . Il primo passo nell’interpretazione statistica dei dati è la massimizzazione della Likelihood rispetto al parametro incognito μ^3 . In assenza di segnale il valore di μ di best fit, $\hat{\mu}$, risulta vicino a 0 (entro l’incertezza con cui si determina $\hat{\mu}$).

A questo punto la determinazione del limite su μ si effettua con i seguenti passi. Come test-statistics si sceglie il doppio del logaritmo cambiato di segno del rapporto tra la likelihood dei dati sotto l’ipotesi $H(s(\mu) + b)$ e la likelihood dei dati sotto l’ipotesi $H(s(\hat{\mu}) + b)$, cioè:

$$q(\text{dati}, \mu) = -2\ln[L(\text{dati}|s(\mu) + b)/L(\text{dati}|s(\hat{\mu}) + b)] \quad (4.12)$$

Questa definizione di test statistics è dettata dal Lemma di Neyman-Pearson che stabilisce che $q(\text{dati}, \mu)$ è la variabile casuale ottimale per il test di compatibilità dei dati con l’ipotesi nulla $H_0 = H(b)$, in quanto, fissato un livello di confidenza per il test, essa minimizza la probabilità di accettare l’ipotesi $H(b)$ nel caso che un’ipotesi alternativa $H(s + b)$ sia vera. Ottenute per mezzo delle simulazioni MC le densità di probabilità per q sotto l’ipotesi di segnale più fondo $P(q|s(\mu) + b)$ e sotto l’ipotesi di solo fondo $P(q|b)$ nell’approccio frequentista tradizionale, ampiamente utilizzato fino agli anni ’90, si stabilisce che, fissato un certo livello di confidenza (CL) [95] [96], risultano esclusi i valori di intensità del segnale $\mu \geq \mu_{CL}$ dove μ_{CL} è definito dalla condizione:

$$CL_{s+b} = p(q > q(\text{dati})|s(\mu_{CL}) + b) < 1 - CL. \quad (4.13)$$

In pratica, noto dai risultati dell’esperimento il valore $q(\text{dati})$, si considera la famiglia di densità di probabilità che si ottiene al variare di μ e si sceglie il valore di $\mu = \mu_{CL}$ a cui corrisponde la densità di probabilità che verifica la condizione

$$CL_{s+b} = p(q > q(\text{dati})|s(\mu_{CL}) + b) = \int_{q(\text{dati})}^{\infty} P(q|s(\mu_{CL}) + b)dq = 1 - CL. \quad (4.14)$$

³Talvolta in questa massimizzazione si impone il vincolo $\mu > 0$

CL_{s+b} talvolta è indicato con p_μ e rappresenta la probabilità che l'esito di un esperimento identico a quello effettuato produca un valore di q meno compatibile con l'ipotesi $H(s(\mu_{CL}) + b)$ rispetto a $q(dati)$, cioè ai risultati ottenuti. Pertanto, se si vuole quotare il limite di esclusione al 95% di CL , si escludono valori dell'intensità del segnale $\mu \geq \mu_{CL}$, dove μ_{CL} è definito da:

$$CL_{s+b} = p(q > q(dati) | s(\mu_{CL}) + b) < 0.05. \tag{4.15}$$

In corrispondenza dei risultati ottenuti nei dati, $q(dati)$, è possibile valutare la probabilità $1 - CL_b$, spesso indicata con p_b e denominata p-valore (p-value in inglese), che q (risultato ipotetico di un nuovo esperimento identico) sia meno compatibile con l'ipotesi di solo fondo rispetto a $q(dati)$, ossia che q sia minore di $q(dati)$, sotto l'ipotesi di solo fondo:

$$1 - CL_b = p(q < q(dati) | b). \tag{4.16}$$

Il significato di CL_{s+b} e $1 - CL_b$ è illustrato in figura 4.37.

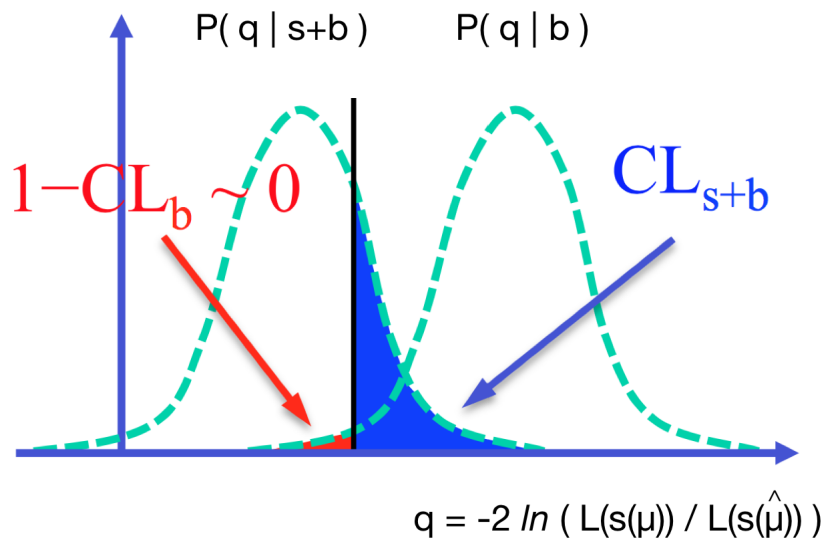


Figura 4.37: Rappresentazioni delle densità di probabilità P per la variabile aleatoria q (definita nel testo) nelle ipotesi di fondo (a destra) e di segnale+fondo. Quando μ , intensità del segnale, diminuisce la $P(q | s + b)$ si sposta verso destra avvicinandosi alla $P(q | b)$.

Quando l'analisi non ha una grande capacità di discriminazione tra segnale e fondo, le distribuzioni di probabilità di q nelle ipotesi di fondo e di segnale+fondo sono poco separate. Questa condizione è indicata da un valore piuttosto grande di $1 - CL_b$, cioè un valore piccolo di CL_b .

In questo caso, l'applicazione del criterio 4.15 comporta l'esclusione immotivata di alcune regioni di valori di μ , un'esclusione a cui non corrisponde una reale sensibilità dei dati al segnale.

Per curare questo problema è stato introdotto il metodo CL_s , chiamato metodo frequentista modificato, che comporta la derivazione di limiti generalmente conservativi rispetto al metodo

CL_{s+b} . Nel metodo CL_s i valori di μ esclusi al livello di confidenza prescelto, CL , sono quelli superiori a μ_{CL} definito dalla condizione:

$$CL_s = CL_{s+b}/CL_b = p_\mu/(1 - p_b) < 1 - CL. \quad (4.17)$$

In presenza di incertezze sistematiche sulle misure i limiti sui parametri del modello risultano diluiti. Si dimostra che un modo di trattare consistentemente le incertezze sistematiche è quello di estendere la likelihood moltiplicandola per densità di probabilità gaussiane per ciascuna delle sorgenti di errore sistematico con media uguale al valore atteso del parametro sorgente di errore e sigma uguale all'errore sistematico su di esso.

4.7.3 Limiti attesi per PADME con il metodo CLs

Nell'analisi per l'esperimento PADME, il parametro su cui si vogliono determinare i limiti è ϵ^2 , cioè la costante di accoppiamento tra il campo elettromagnetico standard e quello oscuro che costituisce l'intensità del segnale ricercato. Nel paragrafo 4.7.1 è stata fatta una prima stima dei limiti al 68% di livello di confidenza basandoci sul numero di eventi di segnale e di fondo osservati entro 3σ o 2σ rispetto al valore di picco atteso per M_{miss}^2 sotto l'ipotesi di $4 \times 10^{13} POT$. In questo caso, quindi, i limiti sono stati derivati per un "esperimento di conteggio" anche se l'intervallo di massa mancante al quadrato in cui il conteggio è effettuato, è stato ottimizzato per ogni ipotesi di massa del fotone oscuro. In questa sezione valuteremo i limiti attesi su ϵ^2 dall'applicazione del metodo CL_s alla distribuzione binnata della distribuzione di massa mancante al quadrato. Le distribuzioni che sono utilizzate nell'analisi sono quelle relative agli eventi che superano la selezione per i campioni di segnale con diverse ipotesi di massa, e quella che corrisponde agli eventi prodotti da tutti i processi SM. Tutti gli istogrammi sono normalizzati ad un numero di $POT = 4 \times 10^{13}$. La distribuzione del fondo è rappresentata dall'istogramma rosso in figura 4.34. Le distribuzioni relative al modello di nuova fisica sono rappresentate in figura 4.38 per i valori di massa $[2.5, 20] MeV$ con $\Delta M_A = 2.5 MeV$ e per il valore di $\epsilon^2 = 10^{-6}$. Pertanto, i limiti sull'intensità di segnale μ che saranno ottenuti sono limiti su $\epsilon^2/10^{-6}$.

L'analisi è stata condotta utilizzando macro implementate per la determinazione dei limiti su modelli di nuova fisica in esperimenti LHC basate su RooFit[98] e RooStat [98] [99].

Il risultato è riportato in figura 4.39. In nero sono riportati i valori dei limiti su μ al livello di confidenza del 95% attesi, cioè quelli che si otterrebbero se i dati di PADME risultassero perfettamente compatibili (senza fluttuazioni statistiche) con le predizioni per i processi SM. Fluttuazioni statistiche nei dati entro una deviazione standard potranno determinare variazioni di questi limiti entro la banda verde, mentre fluttuazioni entro due deviazioni standard determineranno limiti contenuti entro la banda gialla. Per ottenere il limite su ϵ^2 per un certo valore di massa del bosone oscuro basta moltiplicare il limite su μ per 10^{-6} . Come si può osservare l'andamento in funzione della massa del limite atteso è in accordo con quello stimato precedentemente in figura 4.36.

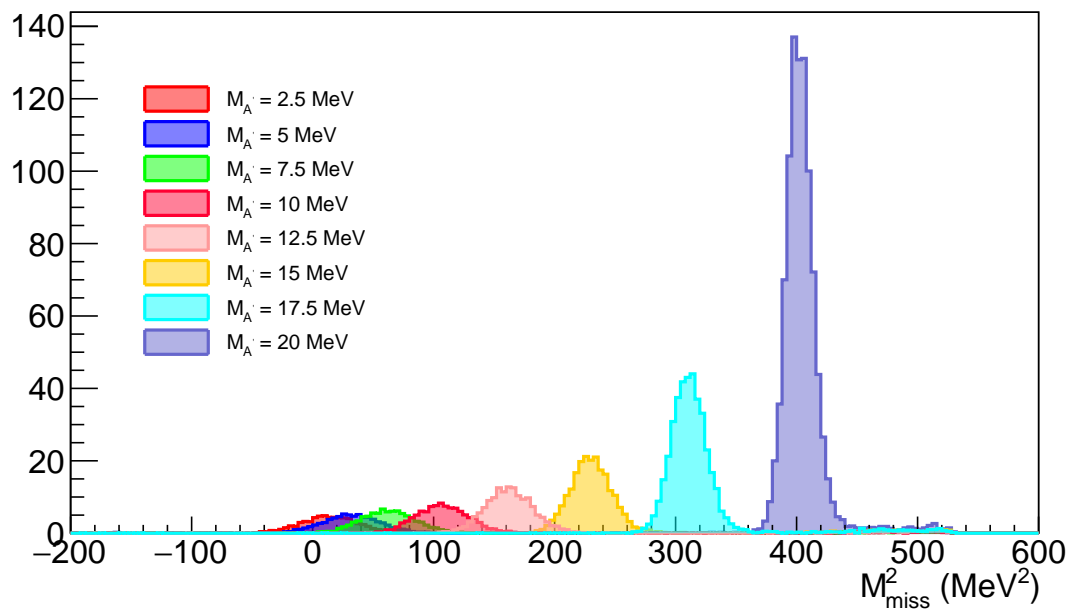


Figura 4.38: Distribuzione della massa mancante per le diverse ipotesi di massa analizzate normalizzate a $N_{POT} = 4 \times 10^{13}$ all'ipotesi che $\epsilon = 10^{-3}$.

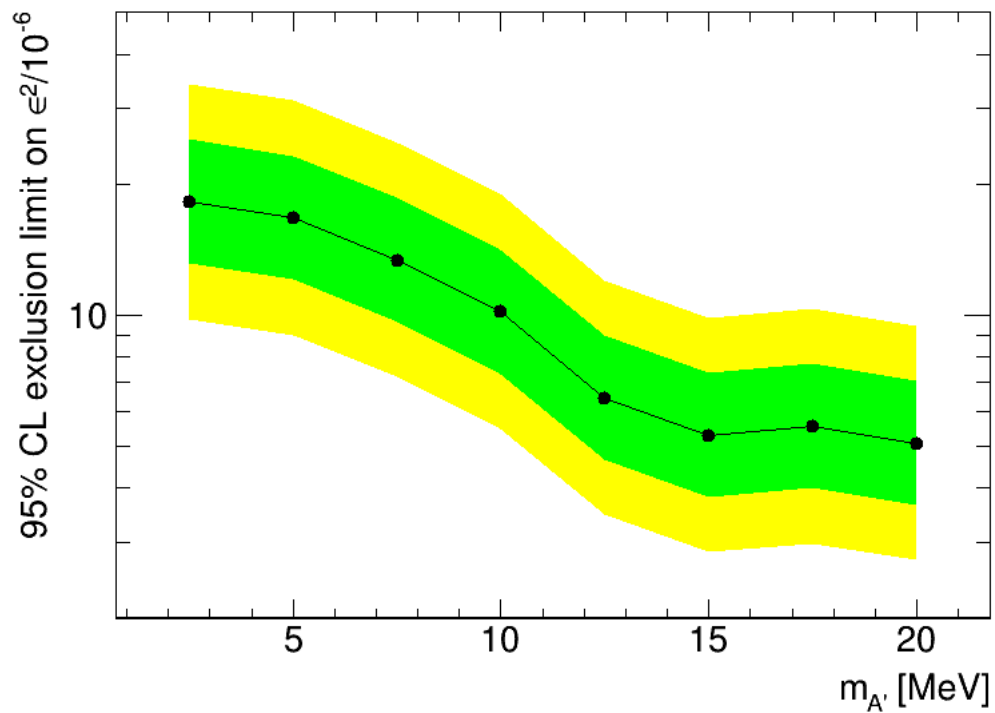


Figura 4.39: Limiti attesi sull'intensità del segnale di produzione di un bosone oscuro a PADME per 4×10^{13} POT al livello di confidenza del 95% ottenuti con il metodo CL_s . La banda verde (gialla) corrisponde alla variazione possibile del limite per effetto di fluttuazioni statistiche entro una (due) deviazioni standard nei dati.

Discriminazione segnale-fondo del fotone oscuro con una rete neurale artificiale

In questo capitolo si descrive l'applicazione ad eventi simulati di PADME di una rete neurale profonda (ossia con più di uno strato interno di neuroni) implementata utilizzando un insieme di pacchetti software open source. Tra questi i principali sono Theano[100], una libreria di manipolazione efficiente di matrici multidimensionali che rappresenta lo strumento matematico di calcolo utilizzato nel modello di rete neurale, e Keras[101][102], una libreria python che fornisce metodi per l'implementazione di un'ampia serie di modelli di rete neurale. L'obiettivo che ci prefiggiamo è di valutare la capacità di migliorare la discriminazione tra eventi di segnale per $M_{A'} = 10MeV$ e eventi fondo nei dati di PADME usando metodologie di intelligenza artificiale (AI) che sfruttino al meglio tutte le correlazioni esistenti tra le diverse osservabili dell'evento, anche quelle non immediatamente chiare e quindi non facilmente esplicitabili in un'analisi basata su tagli cinematici.

5.1 Cosa è una rete neurale

Nel campo dell'apprendimento automatico, una rete neurale artificiale (“neural network”) è un modello matematico, software o hardware composto da “neuroni” artificiali, che si ispira al funzionamento del cervello umano schematizzato come una rete di neuroni biologici interconnessi.

Questi modelli possono essere utilizzati sia per ottenere una comprensione delle reti neurali biologiche, ma molto più comunemente per risolvere problemi mediante algoritmi basati su intelligenza artificiale. Questo secondo utilizzo si è affermato rapidamente negli ultimi anni nella fisica sperimentale delle particelle a causa della complessità degli stati finali che si analizzano o dei modelli teorici che si confrontano con i dati.

Nella maggior parte dei casi una rete neurale artificiale è un sistema adattivo che cambia la sua struttura sulla base di informazioni esterne o interne che scorrono attraverso la rete durante la fase di apprendimento. In termini pratici le reti neurali sono strutture non-lineari in grado di modellare insiemi complessi di dati aleatori. Esse possono essere utilizzate per simulare la risposta a dati in ingresso legati da relazioni complesse che funzioni analitiche non riescono a

rappresentare. Una rete neurale artificiale riceve segnali esterni su uno strato di nodi (neuroni artificiali) d'ingresso, ciascuno dei quali è collegato con numerosi nodi interni, organizzati in più livelli, ogni nodo elabora i segnali ricevuti dai nodi degli strati precedenti e trasmette il risultato ai nodi dello strato successivo.

Il segnale di connessione tra due neuroni artificiali è un numero reale calcolato mediante una funzione non lineare degli input. Le connessioni tra i neuroni artificiali hanno tipicamente un peso che regola il processo di apprendimento, questo aumenta o diminuisce la forza del segnale di connessione. I neuroni possono avere una soglia che determina quali segnali devono essere elaborati nella risposta trasmessa allo strato successivo.

L'unità base della rete neurale è perciò il neurone (unità di elaborazione), che riceve l'input dai neuroni precedenti e, se il segnale di quest'ultimi supera la soglia, attraverso una funzione di uscita (funzione di attivazione), elabora il risultato finale. Fondamentali sono quindi le connessioni, che consentono il trasferimento delle informazioni da un neurone ad un altro, e il peso che viene assegnato per l'appunto a questo trasferimento.

In figura 5.1 è riportato uno schema della struttura che caratterizza una rete neurale. Si può osservare come il primo strato di neuroni viene riempito con le variabili che si forniscono in input alla rete, questo elaborerà dei risultati che saranno forniti al secondo strato di neuroni attraverso un peso che viene opportunamente elaborato dalla rete stessa. I valori dell'ultimo strato interno di neuroni verranno, infine, elaborati da un neurone d'uscita per ottenere il risultato in output dalla rete.

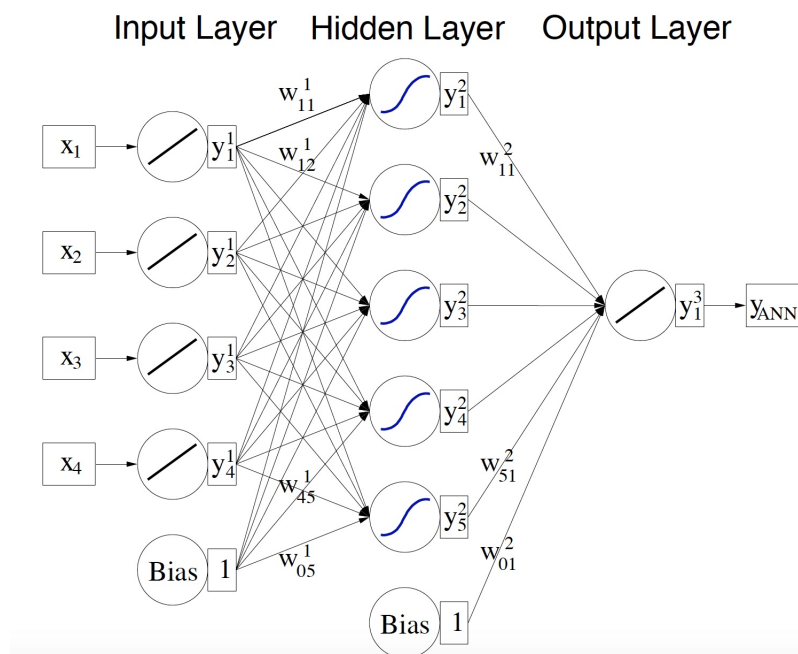


Figura 5.1: Schematizzazione di una rete neurale. A sinistra è rappresentato lo strato di neuroni iniziale a cui vengono forniti i valori in ingresso; al centro uno o più strati di neuroni elaborano l'informazione; a destra lo strato di output restituisce il risultato complessivo dell'elaborazione.

5.2 Organizzazione dei dati di segnale e fondo simulati

Il primo passo consiste nel preparare i dati simulati di segnale e fondo in modo tale che possano essere usati dai pacchetti software per reti neurali adottato. In questo lavoro si è utilizzato il framework software Keras [101]. Keras è un insieme di interfacce per l'utilizzo di modelli di reti neurali di alto livello, scritta in Python e in grado di funzionare su TensorFlow, CNTK o Theano, cioè diversi software specializzati in calcolo matriciale, comunemente utilizzati in ambito AI. Keras è stato sviluppato con l'obiettivo di facilitare l'implementazione di reti neurali per applicazioni generiche, fornendo strumenti pronti per l'utilizzo che gestiscono la complessa matematica alla base degli algoritmi di AI.

Nel caso di PADME i dati in ingresso, gli eventi, sono organizzati in un tree di una N-tupla di ROOT che contiene le informazioni del calorimetro ECAL e del veto dei positroni, cioè le stesse variabili che sono state utilizzate nell'analisi tradizionale, descritta nel capitolo 4. Si considerano solo quegli eventi che superano il seguente criterio di preselezione: nel calorimetro elettromagnetico deve essere ricostruito almeno un cluster con energia $E > 20MeV$ e baricentro entro il volume fiduciale ($94.5 < R < 262.5mm$). Le variabili utilizzate sono energia, tempo e vettore posizione per ogni cluster con $E > E_{thr}$ nel ECAL, numero totale di cluster nel calorimetro sopra-soglia, numero di finger del sistema di veto dei positroni che rivela un segnale e tempo corrispondente dell'hit. Affinchè il numero di variabili da dare in input alla rete evento per evento sia fisso, si è scelto di registrare fino a tre cluster elettromagnetici e fino a venti hit nel PVeto. In eventi in cui il numero di cluster elettromagnetici sopra soglia è inferiore a tre l'energia, il vettore posizione e il tempo dei cluster mancanti sono inizializzati a zero. Lo stesso avviene per il tempo e la posizione degli hit nel PVeto. I dati simulati vengono generati includendo il pileup sia nel caso del segnale, che nel caso del processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$. Il campione di fondo con due fotoni e bremsstrahlung comprende naturalmente la corretta molteplicità di interazioni corrispondente all'intensità del fascio. Per ogni tipologia di campione è necessario creare una variabile definita evento per evento che discrimini il fondo dal segnale; il suo valore sarà 1 (classe Positiva) nel caso di eventi di segnale e 0 (classe Negativa) nel caso di eventi di fondo. Sarà questa la variabile che il processo di apprendimento (training) userà per addestrare la rete a distinguere eventi di segnale da quelli di fondo. Ad addestramento ultimato la distinzione tra fondo e segnale avverrà su base statistica applicando una soglia al numero reale, denominato "score", compreso tra 0 e 1 prodotto in uscita della rete per ciascun evento in ingresso.

Tecnicamente il file da sottoporre al procedimento di addestramento della rete deve essere unico, per cui i tre file dei campioni di dati simulati vengono unificati in modo tale da ottenere un unico campione, costituito da eventi di segnale e di fondo miscelati fra loro in proporzioni uguali. Questo lavoro di preparazione ed organizzazione dei dati è gestito dal software Keras.

5.3 Addestramento e test del modello di rete neurale

Nell'apprendimento automatico lo scopo è lo studio e la costruzione di algoritmi in grado di apprendere da un campione rappresentativo dei dati e fare previsioni su un altro campione di dati [77].

I dati utilizzati per costruire il modello finale, cioè la rete con i valori finali dei pesi che determinano il comportamento delle varie connessioni, sono comunemente divisi in modo casuale in tre gruppi, utilizzati poi in diverse fasi della ottimizzazione della rete.

Il modello è inizialmente addestrato con il primo gruppo di dati, detto set di training [78], applicando l'algoritmo di addestramento. In questa fase i pesi delle connessioni tra i neuroni del modello vengono modificati per ridurre la funzione errore tra il valore vero e quello predetto dall'uscita della rete sugli stessi dati di training [79] (apprendimento supervisionato). In pratica, il set di dati viene organizzato in coppie costituite da un vettore, le variabili di input, ed una variabile reale, il corrispondente score, il quale deve avvicinarsi il più possibile alla classificazione nota (0 o 1) negli eventi del set di training.

Il secondo set di dati è quello di test, utilizzato per fornire una valutazione obiettiva del modello finale [80]. Questo set è statisticamente uguale a quello di training, ma indipendente. Se il modello adattato al set di training si adatta bene anche al set di test allora l'addestramento è andato a buon fine. E' importante osservare che talvolta la rete può produrre un risultato non soddisfacente sul campione di test perchè è stata allenata eccessivamente, cioè è stata allenata a riconoscere come distintive del segnale alcune caratteristiche del campione di training che derivano solo da fluttuazioni statistiche. Un cattivo adattamento del modello al campione di test può quindi indicare un'incapacità della rete di distinguere segnale da fondo oppure un overfitting del modello sul set di training [81] [82].

Per evitare l'overfitting del modello sul set di training, e perdere quindi precisione nella risposta della rete, è utile disporre di un set di dati di convalida oltre al set di dati di training da impiegare durante la fase di addestramento. Lo scopo del set di dati di convalida è quello di monitorare il progresso nel processo di addestramento della rete, consentendo una valutazione della funzione di errore su dati indipendenti da quelli di training. Pertanto il set di dati di convalida è utilizzato per stabilire quando il processo di addestramento deve essere interrotto in corrispondenza della condizione in cui l'errore sul set di dati di convalida aumenta dopo essere progressivamente diminuito. Ciò infatti è un segno del sovradattamento della rete al set di dati di training [85] [87] [82]. Nel caso della rete neurale esercitata sui dati di PADME, il set di validazione è stato utilizzato esclusivamente a questo scopo.

Talvolta diverse varianti della rete possono essere addestrate in parallelo sul set di training minimizzando per ciascuna la funzione di errore appropriata. Le prestazioni delle varie reti vengono quindi confrontate valutando la funzione di errore sul set di convalida. Quella che produce l'errore più piccolo rispetto al set di convalida è quindi selezionata. Questo approccio è chiamato hold-out validation. Poiché questa procedura può di per sé portare a un overfitting sul set di validazione, le prestazioni della rete selezionata dovrebbero essere comunque confermate misurando le sue prestazioni sul set di test.

5.4 Il modello di rete neurale addestrata sui dati di PADME

La rete costruita è composta da un numero predefinito di piani che contengono N neuroni collegati tra loro sequenzialmente. L'apprendimento viene fatto su un campione di dati di training con un numero di eventi stabilito ripetendo la procedura N volte; ogni iterazione è chiamata "epoca". L'addestramento della rete è realizzato utilizzando la tecnica denominata "dropout" che permette di limitare il rischio di overfitting. Essa consiste nel fissare a zero il segnale in uscita da una frazione di nodi scelti casualmente ad ogni epoca. La scelta della funzione di attivazione solitamente ha poca influenza sull'efficienza del processo di addestramento. In questo lavoro si è deciso di utilizzare la funzione "relu", definita uguale a x per $x > 0$ e 0 per $x \leq 0$.

Le reti neurali costruite per l'analisi del campione di PADME sono caratterizzate da 2 strati interni formati da 100 neuroni e iterando l'apprendimento fino ad un massimo di 200 epoche, inoltre la frazione di neuroni sottoposta al dropout è del 20%.

5.5 Risultati sulla selezione segnale-fondo di PADME con la rete neurale

Nella fase di apprendimento è fondamentale comprendere come la rete stia elaborando i dati. Per far ciò è necessario monitorare l'attività di adattamento ad ogni epoca.

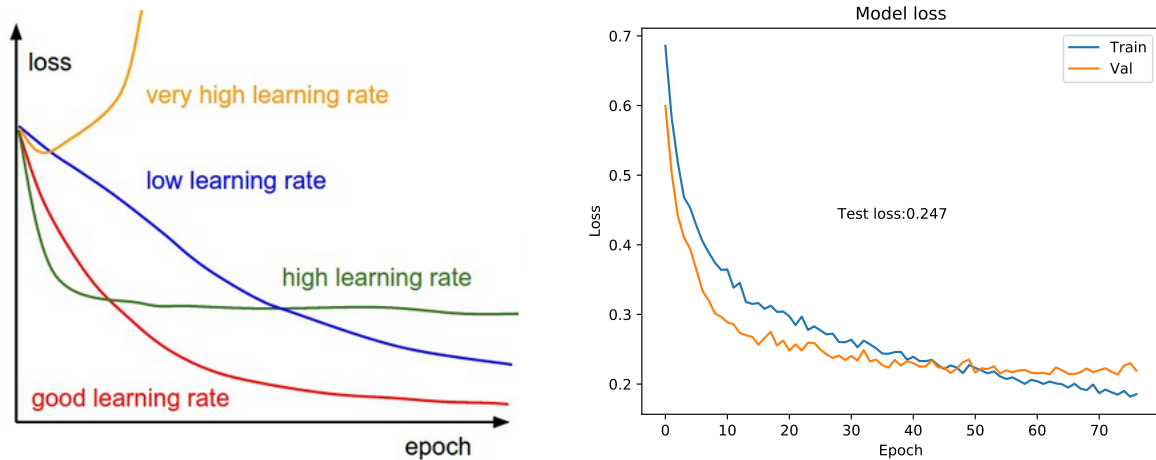
5.5.1 Funzione di perdita

La quantità che guida il processo di apprendimento è la funzione di perdita o loss function. La loss function esprime quanto la predizione della rete sul campione si discosta dal valore vero. Durante il processo di apprendimento è proprio questa funzione che viene minimizzata. L'andamento in funzione dell'epoca, che chiameremo curva di apprendimento, dipende dalla velocità con la quale la rete apprende.

Ci sono diverse funzioni che possono essere utilizzate come funzione di perdita, nel caso specifico si utilizza la cosiddetta funzione cross-entropy:

$$L(y_i, \bar{y}_i) = -\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [y_i \log(\bar{y}_i) + (1 - y_i) \log(1 - \bar{y}_i)] \quad (5.1)$$

in cui N è il numero di eventi, $\bar{y}_i \in [0, 1]$ è l'output che restituisce la rete, cioè lo score DNN, e infine $y_i \in \{0, 1\}$ è il valore di riferimento per la tipologia di evento, cioè 1 per segnale e 0 per fondo. E' utile osservare come la funzione di perdita è definita positiva ed è più vicina a zero per \bar{y}_i vicino a y_i . La performance della rete dipende naturalmente anche dalla strategia di minimizzazione della funzione di perdita. Esistono infatti molte diverse tecniche numeriche per la ricerca del minimo di una funzione che, nel linguaggio comunemente utilizzato in ambito AI, sono definite dalla scelta di alcuni iperparametri della rete. Nel caso di PADME l'adattamento



(a) Andamenti possibili della funzione di perdita in funzione del numero di iterazioni o epoche durante la fase di apprendimento di una rete neurale.

(b) Andamento della funzione di perdita in funzione del numero di iterazioni o epoche durante l'addestramento della rete neurale sui dati di PADME.

Figura 5.2: Plot relativi allo studio della funzione di perdita.

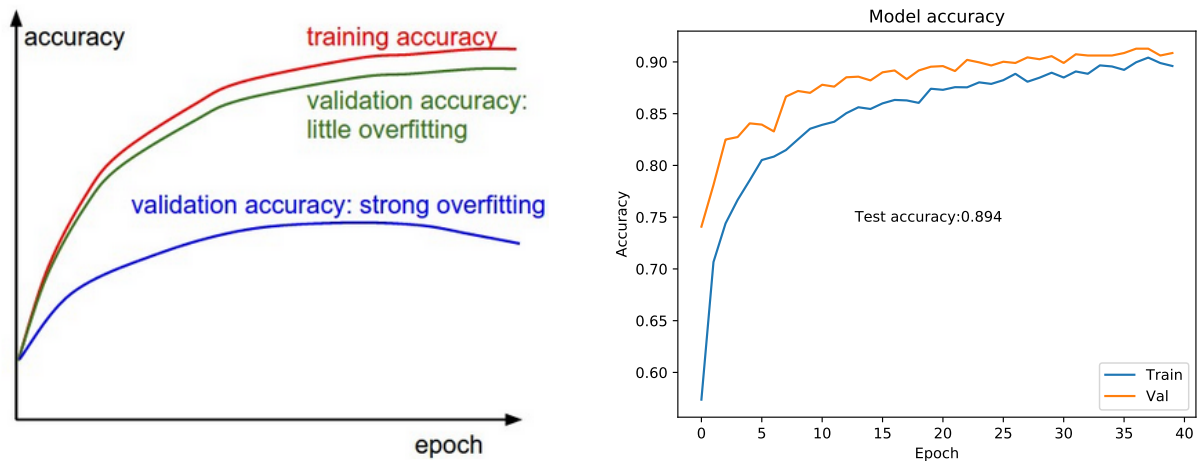
avviene minimizzando la funzione di perdita sul campione di training mediante il metodo del gradiente discendente ottimizzato con l'algoritmo di rmsprop con il parametro learning rate fissato a 0.005.

In figura 5.2(a) sono rappresentati diversi esempi di curva di apprendimento. Si può osservare come un apprendimento lento comporta una funzione di perdita che decresce linearmente (curva blu). Con un alto rate di apprendimento si avrebbe invece una funzione di perdita simile ad un esponenziale decrescente (curva rossa). Una rete che apprende troppo velocemente ridurrà il valore della funzione di perdita molto rapidamente, ma resterà bloccata su valori non ottimali della perdita o potrà addirittura divergere perchè la rete ha un entropia troppo alta (curva verde e gialla).

In figura 5.2(b) si può osservare la curva di apprendimento della rete costruita per l'analisi del campione di PADME. Qui viene rappresentata la funzione di perdita anche per il campione di convalida ("Val"), mentre per il campione di test è riportato il valore ottenuto alla fine del training. Come si può osservare l'apprendimento sul campione di convalida è più veloce rispetto a quello con il quale avviene l'apprendimento. Ciò accade perchè il dropout è utilizzato nel valutare la performance della rete sul campione di training, invece i neuroni sono tutti utilizzati sul campione di validazione. Il punto di incontro della curva indica l'epoca oltre la quale la rete è sovra-adattata ai dati di training quindi rappresenta il punto in cui si definiscono i pesi migliori del modello.

5.5.2 Accuratezza del modello

L'altra quantità fondamentale per studiare le performance della rete è l'accuratezza. Questa grandezza è valutata alla fine del processo di addestramento della rete sui dati del campione di test. L'accuratezza della rete è definita come il rapporto tra il numero di eventi classificati correttamente dalla rete (cioè la somma del numero di eventi di segnale riconosciuti come segnale e del numero di eventi di fondo riconosciuti come tali) e il numero di eventi totali del campione. In figura 5.3(a) sono riportati esempi di curve per il campione di training e di convalida nel caso di reti adeguate al problema di classificazione che occorre affrontare. Attraverso lo studio dell'andamento della accuratezza durante il training si può comprendere se il modello manifesta o meno problemi o meno di overfitting. La curva in blu, per esempio,



(a) Rappresentazione della funzione di accuratezza in funzione del numero di iterazioni o epoche che si effettuano per compiere l'apprendimento della rete.

(b) Rappresentazione della funzione di accuratezza in funzione del numero di iterazioni o epoche che si effettuano per compiere l'apprendimento della rete ottenuto analizzando i dati di PADME.

Figura 5.3: Plot relativi allo studio della funzione di accuratezza.

rappresenta una situazione in cui la rete ha una accuratezza sul campione di convalida molto piccola rispetto a quella del campione di training, questo è indice del fatto che il modello è entrato in overfitting. Per il caso specifico della rete addestrata sui dati simulati di PADME si ottiene la curva riportata in figura 5.3(b). Si può osservare come la curva di accuratezza ottenuta con il campione di convalida si trovi poco sopra la curva di accuratezza del campione di test. Un'accuratezza migliore nel campione di validazione rispetto a quella ottenuta nel training può apparire sorprendente. Tuttavia questa caratteristica discende dall'uso della tecnica di dropout. Con questa opzione si spengono una certa frazione di nodi scelti casualmente per contrastare l'overfitting. Di conseguenza la funzione di perdita e la accuratezza sul set di training sono calcolate solo con la frazione di nodi attiva, mentre sul set di convalida si impiegano tutti i nodi sfruttando la piena potenza della rete e quindi ottenendo una accuratezza migliore di quella

stimata sui dati di training. L'andamento dell'accuratezza non mostra mai un calo e satura allo stesso valore ottenuto sul set di training, pertanto non ci sono indicazioni di overfitting.

5.5.3 Curva ROC

In una tipica rete neurale binaria la classificazione degli eventi utilizza due sole classi, formalmente ogni classe è caratterizzata da un elemento del set $\{P, N\}$ etichettato come positivo e negativo. Altri modelli di classificazione generano un output continuo, ad esempio una valore che indica la probabilità che un evento appartenga ad una classe o all'altra classe, alla quale poi si applica una soglia per determinare o meno l'appartenenza ad una certa classe. A questa seconda categoria appartiene la rete neurale utilizzata per l'analisi dei dati di PADME. Per valutare se il modello discrimina efficientemente gli eventi di segnale si ricorre allo studio del grafico "DNN Score", in cui viene rappresentato il valore di uscita continuo predetto dal modello per ogni evento simulato del campione di training e di test. Nel caso sotto esame la distribuzione che si ottiene è riportata in figura 5.4. Come si può osservare la discriminazione

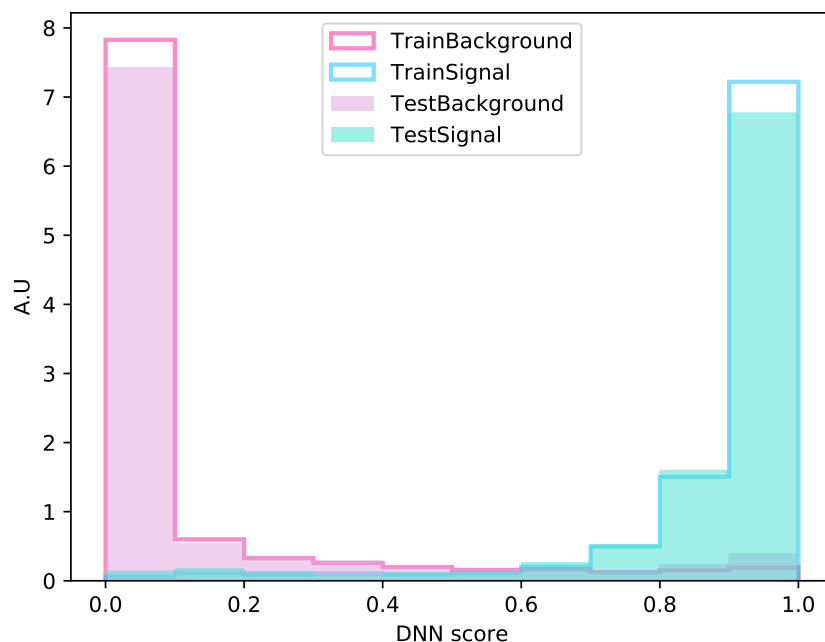


Figura 5.4: Distribuzioni delle predizioni del modello che la rete ha costruito nella fase di apprendimento sul campione di dati di PADME. La distribuzione in rosa rappresenta lo studio effettuato su eventi di fondo sia sul campione di training che su quello di test. In azzurro viene riportata la stessa distribuzione per gli eventi dei due analoghi set di dati generati per lo studio del segnale.

tra segnale e fondo è netta, questo indica che il modello (cioè il set di pesi finali che la rete ha

costruito adattandosi ricorsivamente al campione di training) ben si adatta alla selezione dei dati di fisica di PADME per la ricerca del fotone oscuro.

La distribuzione dello score e la scelta di un valore di soglia per questa variabile determinano la ripartizione in quattro gruppi degli eventi simulati: TP=Vero Positivo, TN=Vero Negativo, FP=Falso Positivo e FN=Falso Negativo. Il “Vero Positivo” e il “Vero Negativo” costituiscono decisioni corrette prese dalla rete. Due figure di merito importanti della rete sono la frazione di Veri Positivi (TP) sul campione di segnale e di Falsi Positivi (FP) sul campione di fondo, definite come segue:

$$TP = \frac{N_{TP}}{N_{segnale}} \quad (5.2)$$

$$FP = \frac{N_{FP}}{N_{fondo}}. \quad (5.3)$$

La quantità TP rappresenta quindi l’efficienza con cui la rete riconosce eventi di segnale, mentre FP rappresenta la percentuale di eventi di fondo che la rete identifica erroneamente come eventi di segnale. Il valore ideale di TP è naturalmente 1.0, così come il valore ideale di FP è zero. Nel caso dei dati di PADME, in queste condizioni tutti gli eventi $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ verrebbero etichettati come segnale, e tutti gli eventi delle categorie $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, $e^+Z \rightarrow Ze^+\gamma$ sarebbero etichettati come fondo. La performance di una rete reale è rappresentata dalla curva ROC (“Receiver Operating Characteristic”), che quantifica il compromesso tra benefici (veri positivi) e costi (falsi positivi) al variare della soglia sullo score. La scelta di una soglia produce la coppia (FP, TP) corrispondente ad un punto della curva ROC nel piano del grafico. In questa rappresentazione è importante definire il significato di alcuni punti limite. Il punto $(0, 0)$, corrispondente a soglia 1 e rappresenta una strategia che non permette di commettere errori di tipo falso positivo. Naturalmente in una rete reale a questa condizione corrisponderà anche una efficienza per il riconoscimento del segnale prossima a zero. La strategia opposta è rappresentata dal punto $(1, 1)$, che si ha per soglia 0.

In figura 5.5 viene rappresentata la curva ROC per l’analisi del campione di riferimento per PADME. Occorre osservare che nella procedura di addestramento della rete si utilizza un campione di eventi di fondo in cui ogni processo compare con la stessa abbondanza. Ciò è necessario affinché la rete impari a riconoscere le caratteristiche di eventi di fondo rari con la stessa efficacia con cui impara a riconoscere eventi di fondo abbondanti in natura. Tuttavia nel quotare l’efficienza di identificazione del fondo (o il suo complemento, cioè FP) è necessario tener conto dell’abbondanza relativa dei diversi processi che la rete può riconoscere più o meno abilmente. A tale scopo ogni evento è accompagnato da una variabile che rappresenta il peso relativo dei vari processi di fisica. Questa variabile non interviene nel processo di training, ma è utilizzata nella rappresentazione della risposta della rete, in particolare nella curva ROC. Dall’analisi descritta nel capitolo 4 basata sui tagli cinematici si ottiene un’efficienza sul segnale preselezionato di $\epsilon_{segnale} = 0.69$ mentre il fondo preselezionato è classificato come segnale con efficienza $\epsilon_{fondo} = 0.53$. Confrontando questi valori con la curva ROC in figura 5.5, si osserva che la rete neurale per un’efficienza sul segnale corrispondente a $TP = 0.69$ mostra una percentuale di errore sull’identificazione degli eventi di fondo $FP \simeq 0.10$ molto inferiore a quella prodotta dall’analisi cut-based.

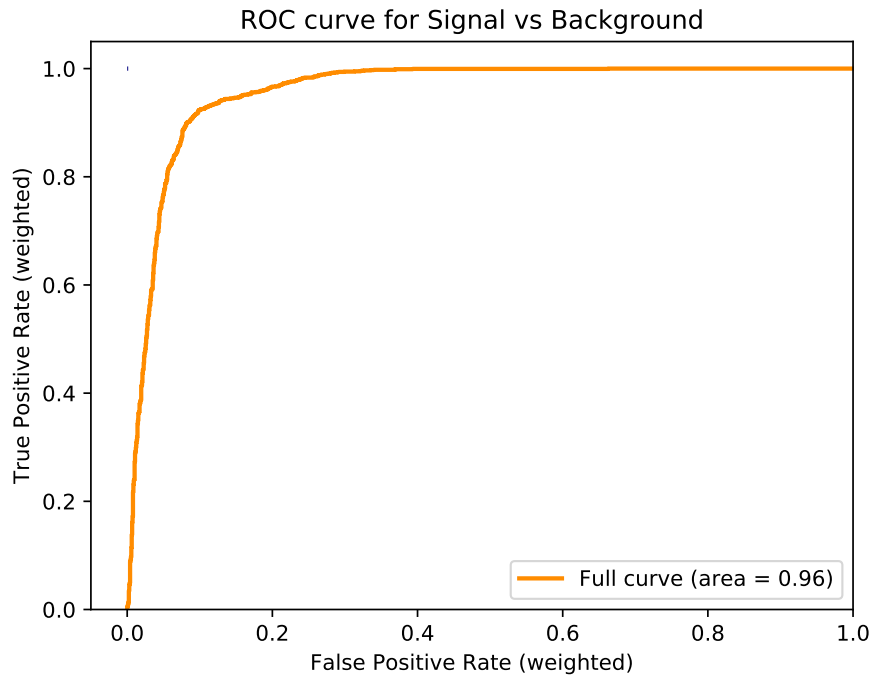


Figura 5.5: Curva ROC della rete neurale allenata con i dati simulati di PADME. Sull'asse verticale è rappresentata l'efficienza di selezione del segnale ossia TP, mentre sull'asse orizzontale è rappresentata la frazione di eventi di fondo che sono riconosciuti come segnale, cioè FP. A ogni punto della curva corrisponde un valore di soglia per lo score.

Per valutare quantitativamente la prestazione della rete complessiva si utilizza il valore rappresentato dal AUC (Area Under Curve). Dal momento che l'AUC è una porzione dell'area del quadrato unitario, il suo valore sarà sempre compreso tra 0 e 1.0 [103]. Una scelta casuale tra Positivo e Negativo produrrebbe come curva ROC la linea diagonale tra (0,0) e (1,1), a cui corrisponde un valore di AUC $A_{ROC} = 0.5$. Pertanto un classificatore efficace non può avere un AUC inferiore a A_{ROC} . L'AUC ha un'importante significato statistico: esso equivale alla probabilità che lo score di un'istanza positiva scelta casualmente sia superiore allo score di un'istanza negativa scelta casualmente. Nel caso dell'analisi eseguita si ottiene per PADME un valore di $AUC = 0.96$.

La prestazione della rete studiata, rappresentata dai grafici 5.4 e 5.5, mostra un grande potenziale di discriminazione segnale-fondo ottenibile con i metodi di AI. Uno studio più dettagliato e una ottimizzazione degli iperparametri della rete è necessario per valutare il guadagno effettivo rispetto all'analisi cut-based. Tuttavia già questa configurazione della rete mostra una performance migliore dell'analisi cut-based.

Conclusioni

Oggi alcuni risultati sperimentali non possono essere giustificati sulla base del modello teorico SM che, sino ad ora, è stato riconosciuto dalla comunità scientifica come quello che descrive la realtà minuziosamente. Così nascono nuove teorie che cercano di giustificare le anomalie osservate, tra cui quelle che prevedono l'introduzione di una nuova simmetria di gauge abeliana $U_D(1)$. Questa implica l'esistenza di una nuova particella oscura A' che, seppur debolmente, potrebbe interagire con il campo elettromagnetico standard. PADME, un esperimento ai Laboratori Nazionali di Frascati, mira a ricercare il bosone oscuro A' o altre particelle debolmente accoppiate alla materia ordinaria nell'intervallo di massa che va da pochi MeV a $\sim 23.7MeV$. In un esperimento come PADME la rivelazione avverrebbe attraverso l'osservazione di un eccesso di eventi nello spettro di massa mancante al valore di $M_{A'}$.

L'analisi condotta nel 2014 in fase di proposta dell'esperimento[48] ha permesso di definire una strategia generale di analisi che mostrava la possibilità di escludere valori del parametro di accoppiamento ϵ dell'ordine di 10^{-3} con un fascio di positroni di energia $550MeV$. Da allora sono stati fissati i parametri costruttivi dell'apparato e le caratteristiche reali del fascio ed è stato implementato un programma di simulazione dettagliato dell'esperimento.

Questo lavoro ha utilizzato la moderna simulazione di PADME per aggiornare gli studi di progetto e mettere a punto la strategia di selezione degli eventi interessanti.

Il punto di partenza è stato studiare i segnali che vengono registrati nei diversi rivelatori che compongono l'esperimento PADME. Per l'interazione di segnale $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ fondamentale è stato lo studio della risposta generata da ECAL, che ci ha consentito di definire, in maniera più efficiente, il fotone che rappresenta l'unico segnale prodotto nello stato finale. Il fascio è caratterizzato però da 5000 positroni diluiti in $40ns$ che con una frequenza di $50Hz$ incideranno sul bersaglio attivo in diamante producendo non solo il segnale di nuova fisica ricercato ma anche interazioni di fondo. Uno dei fondi più abbondanti è quello di bremsstrahlung $e^+N \rightarrow e^+N\gamma$ il cui studio diviene fondamentale in quanto il fotone prodotto potrebbe cadere nell'accettanza del calorimetro elettromagnetico e far registrare dall'esperimento un unico segnale in ECAL come nel caso della produzione di un A' . Per rigettare eventi di questo tipo si è studiata la risposta del veto per positroni definendo dei tagli capaci di ridurre questo tipo di fondo. Lo studio del fondo viene effettuato anche per il processo di annichilazione $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, facile da eliminare perchè contraddistinto da due fotoni simmetrici nello stato finale, e dal processo a tre fotoni $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, quest'ultimo, sebbene meno abbondante, potrebbe essere riconosciuto

come segnale se solo uno dei tre fotoni viene registrato in ECAL.

Attraverso questi studi si è definita una strategia di analisi applicata alle variabili dello stato finale ricostruito da PADMEMC. E' stato quindi possibile valutare il numero di eventi di fondo che sopravvivono alla selezione e l'efficienza per eventi di segnale. I risultati ottenuti sono in buon accordo con gli studi di progetto, sarà quindi possibile utilizzare l'analisi definita in questo lavoro di tesi per la discriminazione segnale-fondo da applicare agli eventi registrati dalla presa dati dell'esperimento che avverrà nel giro di pochi mesi.

Nell'ipotesi di assenza di segnale nei dati è stato stimato il limite sul parametro ϵ^2 del modello. Ad un livello di confidenza del 68% per l'ipotesi di massa di $M_{A'} = 10MeV$ si trova che PADME è in grado di escludere $\epsilon^2 > 2.9 \times 10^{-6}$. Questo studio è stato inoltre effettuato in funzione della massa del bosone oscuro utilizzando il metodo CL_s , che attualmente rappresenta la metodologia standard in fisica delle alte energie per l'estrazione di limiti su parametri di modelli di nuova fisica in presenza di fondo abbondante.

Infine, applicando un modello innovativo di rete neurale agli eventi simulati di PADME si è ottenuta un' indicazione promettente sulla possibilità di discriminare il segnale dal fondo in modo più efficiente rispetto ai metodi di analisi tradizionali.

Questo lavoro quindi ha confermato le stime di progetto della sensibilità dell'esperimento PADME. Inoltre ha suggerito vari modi per ottimizzare la strategia di analisi conducendo a una migliore sensibilità per il segnale, ossia ad una maggiore capacità di scoperta, oppure a limiti più stringenti sul modello di nuova fisica.

A

Analisi cinematica

Per ricavare la variabile $m_{A'}$ consideriamo la cinematica dell'evento $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$. Nello stato iniziale abbiamo il positrone del fascio che incide su di un elettrone della targhetta. Quest'interazione produce uno stato finale caratterizzato da un fotone e da un fotone oscuro, per cui possiamo scrivere per il quadrimomento della particella del fascio:

$$p_{e^+} = (E_{beam}, \vec{p}_{e^+}); \quad (\text{A.1})$$

mentre per gli elettroni appartenenti alla targhetta, considerandoli fermi, il momento è nullo:

$$p_{e^-} = (m_e, 0). \quad (\text{A.2})$$

Nell'interazione essi producono un fotone e un fotone oscuro di quadrimomento:

$$p_\gamma = (E_\gamma, \vec{p}_\gamma), \quad p_{A'} = (E_{A'}, \vec{p}_{A'}). \quad (\text{A.3})$$

Per la conservazione del quadrimomento possiamo affermare che

$$p_{e^+} + p_{e^-} = p_\gamma + p_{A'} \quad (\text{A.4})$$

per cui possiamo scrivere

$$p_{A'} = p_{e^+} + p_{e^-} - p_\gamma \quad (\text{A.5})$$

considerando il modulo quadro dei membri e osservando che $|p_{A'}|^2 = (E_{A'}^2 - p_{A'}^2) = m_{A'}^2$, otteniamo:

$$m_{A'}^2 = (E_{e^+} + m_e - E_\gamma)^2 - (\vec{p}_{e^+} - \vec{p}_\gamma)^2 \quad (\text{A.6})$$

$$m_{A'}^2 = E_{e^+}^2 + m_e^2 + E_\gamma^2 + 2E_{e^+}m_e - 2E_\gamma E_{e^+} - 2E_\gamma m_e - |p_{e^+}^\vec{}|^2 - E_\gamma^2 + 2|p_{e^+}^\vec{}|E_\gamma \cos\theta \quad (\text{A.7})$$

dove θ è l'angolo incluso tra la direzione del fascio e quella del fotone. Proseguendo nel calcolo:

$$m_{A'}^2 = 2m_e^2 + 2m_e E_{e^+} - 2E_\gamma m_e - 2E_\gamma E_{e^+} + 2|p_{e^+}^\vec{}|E_\gamma \cos\theta \quad (\text{A.8})$$

$$= 2m_e^2 + 2m_e E_{e^+} - 2E_\gamma m_e \left(1 + \frac{E_{e^+}}{m_e} + \frac{|p_{e^+}^\vec{}|}{m_e} \cos\theta\right) \quad (\text{A.9})$$

considerando che il momento può anche essere dato da $|p_{e^+}^{\vec{}}| = E_{e^+}\beta_{e^+}$, dove $\beta_{e^+} = v_{e^+}/c$ con v_{e^+} data dalla velocità del positrone, si può riscrivere l'equazione nella seguente maniera:

$$m_{A'}^2 = 2m_e^2 + 2m_e[E_{e^+} - E_\gamma(1 + \frac{E_{e^+}}{m_e}(1 - \beta_{e^+}\cos\theta))] \quad (\text{A.10})$$

$$\sim 2m_e[E_{e^+} - E_\gamma(1 + \frac{E_{e^+}}{m_e}(1 - (1 - \frac{\theta^2}{2})))] \quad (\text{A.11})$$

$$= 2m_e[E_{e^+} - E_\gamma(1 + \frac{E_{e^+}}{2m_e}\theta^2)]. \quad (\text{A.12})$$

Dunque si ottiene che

$$m_{A'} = \sqrt{2m_e[E_{e^+} - E_\gamma(1 + \frac{E_{e^+}}{2m_e}\theta^2)]}. \quad (\text{A.13})$$

B

Una variante del taglio di veto per bremsstrahlung

Nella sezione 4.4 è stata descritta la strategia per il riconoscimento degli eventi di bremsstrahlung utilizzando il rivelatore ECAL e il veto per i positroni. Si è osservato come in questi rivelatori esistono due correlazioni in particolare: tra i tempi in cui si registrano i segnali nel calorimetro e negli scintillatori del PVeto, si consulti la figura 4.15, e tra l'energia del positrone e quella del fotone. Nel rivelatore dedicato alla rivelazione dei positroni il numero d'ordine della barretta scintillante in cui è registrato l'hit, noto il campo magnetico, consente di ricavare l'energia cinetica del positrone, come si può osservare in figura 4.17. Se il valore di energia ricostruita del positrone sommato all'energia ricostruita del fotone restituisce un risultato in un intervallo di $[500, 650] MeV$, allora si considerano le due particelle prodotte da un'interazione di bremsstrahlung. Dalla figura 4.18 tuttavia si deduce che la correlazione tra energia del positrone ed energia del fotone è soggetta a grandi fluttuazioni. In questa appendice si riportano i risultati di uno studio in cui vengono taggati come candidati eventi di bremsstrahlung quelli in cui il fotone e l'hit nel PVeto siano in coincidenza temporale indipendentemente dalla relazione tra le loro energie. Nelle figure B.1, B.2 e B.3 si riportano efficienza per il segnale, fondo atteso per $10^{11} POT$ e il limite al livello di confidenza del 68% su ϵ^2 ottenuti da un'analisi in cui il veto per eventi di bremsstrahlung si basa esclusivamente sulla correlazione temporale confrontati con i risultati dell'analisi standard descritta nel capitolo 4. Come si può osservare i risultati sui limiti sono confrontabili nei due casi.

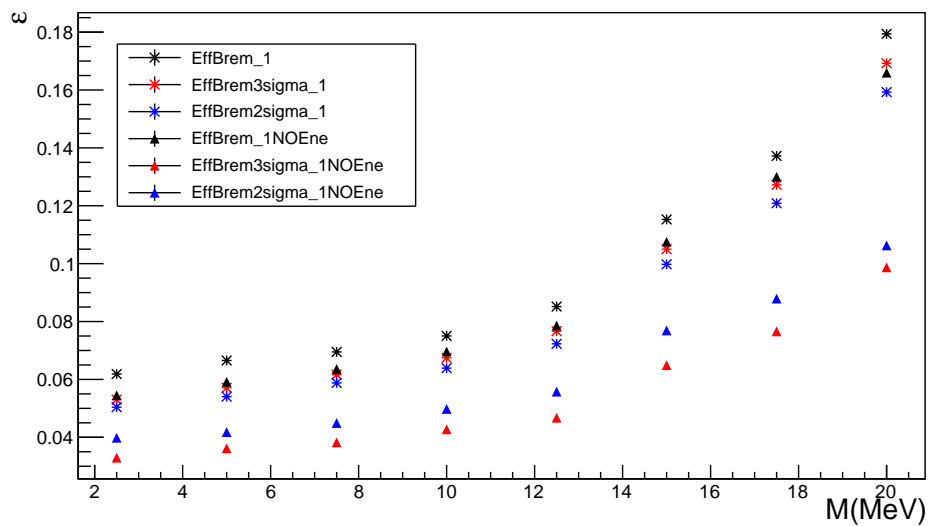


Figura B.1: *Efficienze per i campioni di segnale immersi nel pileup generati alle diverse masse di A' . Con la simbologia “*” si rappresentano le efficienze ottenute eliminando gli eventi di bremsstrahlung taggati utilizzando la correlazione in tempo ed in energia tra il fotone e il positrone (nero), gli stessi eventi ma considerando solo quelli che distano 3σ (rosso) dal picco di $M_{A'}$ e solo quelli che distano 2σ (blu). Con la simbologia “▲” invece si rappresentano le stesse efficienze ma taggando gli eventi di bremsstrahlung utilizzando solo la correlazione temporale tra fotone e positrone.*

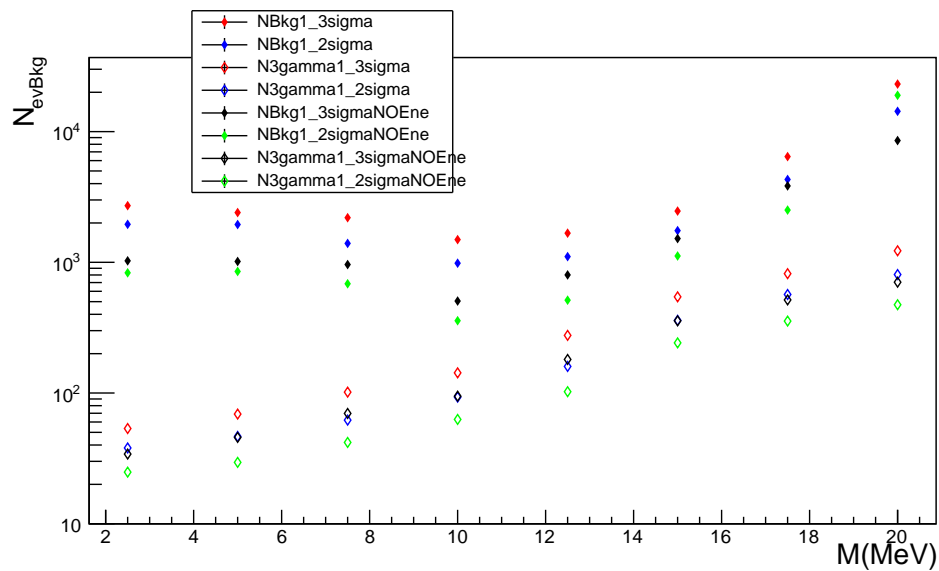


Figura B.2: Numero atteso di eventi di fondo immersi nel pileup selezionati per diverse ipotesi di massa di A' . La simbologia “ \blacklozenge ” si riferisce al fondo totale, mentre “ \diamond ” si riferisce al fondo $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$. Gli eventi di fondo ottenuti eliminando gli eventi di bremsstrahlung utilizzando la correlazione in tempo ed in energia tra il fotone e il positrone e che distano 3σ dal picco di $M_{A'}$ sono rappresentati in rosso e quelli che distano 2σ in blu. Gli eventi di fondo ottenuti eliminando gli eventi di bremsstrahlung utilizzando solo la correlazione in tempo tra il fotone e il positrone e che distano 3σ dal picco di $M_{A'}$ sono rappresentati in nero e quelli che distano 2σ in verde.

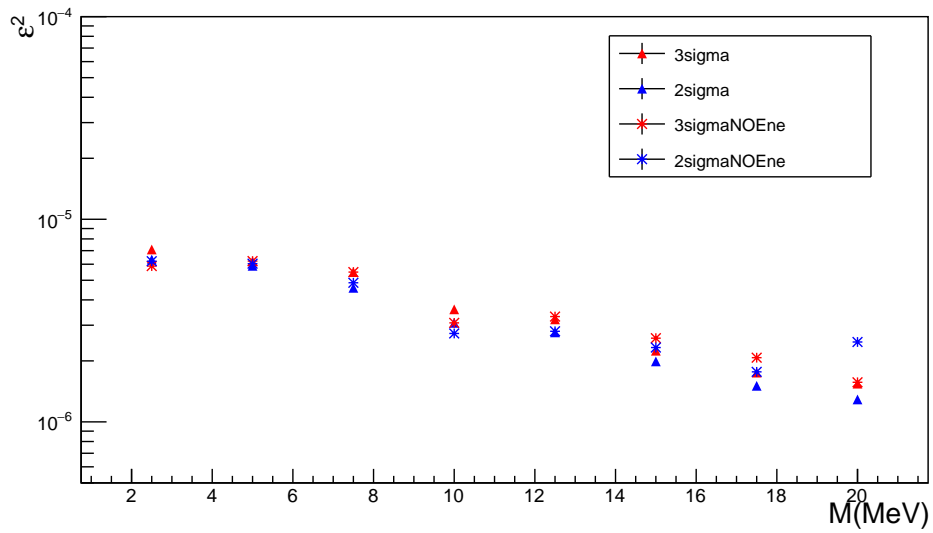
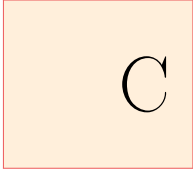


Figura B.3: Andamento del limite sul parametro di accoppiamento ϵ^2 ad un livello di confidenza del 68% al variare dell'ipotesi in massa di A' . Con la simbologia “▲” si rappresentano i limiti ottenuti eliminando gli eventi di bremsstrahlung taggati utilizzando la correlazione in tempo ed in energia tra il fotone e il positrone che distano 3σ (rosso) dal picco di $M_{A'}$ e quelli che distano 2σ (blu). Con la simbologia “*” invece si rappresentano gli stessi limiti ma taggando gli eventi di bremsstrahlung utilizzando solo la correlazione temporale tra fotone e positrone.



Un nuovo taglio dipendente dall'ipotesi di massa

In questa appendice si studia come varia il limite sul parametro ϵ^2 se oltre ai tagli descritti in tabella 4.5 si richiede che l'energia del fotone ricostruito sia superiore ad un valore minimo. La scelta di questa soglia si basa sull'assunzione che i fotoni di bremsstrahlung popolano regioni di bassa energia dello spettro. Sulla base dei plot in figura 4.33(a) si è fissato il valore do soglia in funzione dell'ipotesi di massa sul fotone oscuro basandosi sul criterio che l'efficienza per eventi di segnale sia ridotta per ogni massa di una percentuale fissa (70%, 80% oppure 90%). Il risultato sul limite atteso su ϵ^2 è riportato in figura C.1.

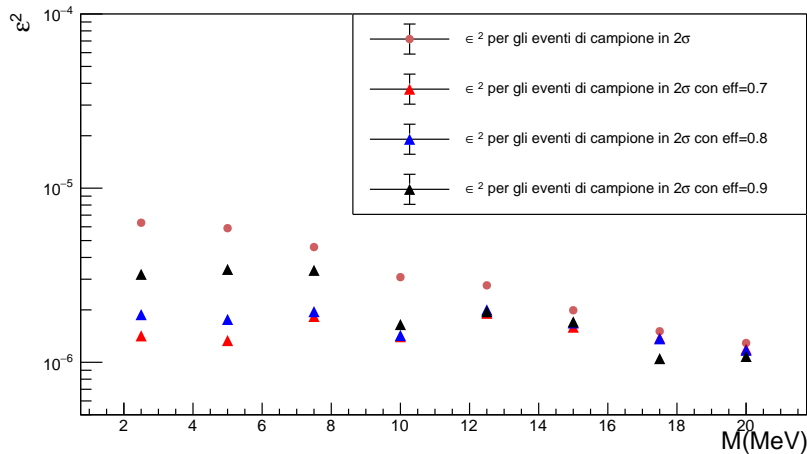


Figura C.1: Andamento del limite sul parametro di accoppiamento ϵ^2 ad un livello di confidenza del 68% al variare dell'ipotesi in massa di A' . Con la simbologia “●” (rosa scuro) si rappresentano i limiti ottenuti con l'analisi standard descritta nel capitolo 4 e che distano 2σ dal picco di $M_{A'}$. Con la simbologia “▲” si rappresentano gli stessi limiti ma applicando l'ulteriore taglio sull'energia minima del fotone corrispondente ad un'efficienza del segnale pari a 0.9 (nero), 0.8 (blu) e 0.7 (rosso).

Come si può osservare per piccole masse c'è un evidente miglioramento sul limite atteso sul parametro ϵ^2 se si richiede che l'efficienza del segnale sia il 70% di quella ottenuta con l'analisi

precedente, mentre ad alte masse il limite non si discosta da quello stimato in assenza di questo criterio di selezione.

Bibliografia

- [1] H. Bradt, *Astronomy Methods: a physical approach to astronomical observation*, Cambridge Planetary Science, January 5, 2004.
- [2] K. Garrett and G. Duda, *Dark Matter: A Primer*, arXiv:968283.
- [3] F. Zwicky, Republication of: The redshift of extragalactic nebulae, *Gen Relativ Gravit* (2009), 41:207–224 DOI 10.1007/s10714-008-0707-4.
- [4] Y. Sofue and V. Rubia, *Rotation Curves of Spiral Galaxies*, arXiv:astro-ph:0010594v2
- [5] D.A. Buote and all., Chandra evidence for a flattened triaxial dark matter halo in elliptical galaxy NGC 720, astro-ph/0205469v1
- [6] George F. Chapline and Paul H. Frampton, A new direction for dark matter research: intermediate-mass compact halo objects, arXiv:1608.04297v3
- [7] L. Van Waerbeke and all., Detection of correlated galaxy ellipticities on CFHT data: first evidence for gravitational lensing by large-scale structures, arXiv:astro-ph/0002500
- [8] Burles, Scott, and Kenneth M. Nollett, Michael S. Turner, What Is The BBN Prediction for the Baryon Density and How Reliable Is It? , FERMILAB-Pub-00-239-A, Phys.Rev. D63 (2001) 063512
- [9] Freese et al. PRD88, Drukier, Freese, Spergel PRD86.
- [10] M. Cirelli and all., Model-independent implication of the e^+, e^- , anti-proton cosmic ray spectra on properties of Dark Matter , arXiv:0809.2409
- [11] K. Chai and all., Search for neutrinos from annihilation of captured low-mass dark matter particles in the Sun by Super-Kamiokande, arXiv:150304858
- [12] O. Adriani et al., “An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5–100 GeV,” *Nature*, vol. 458

- [13] M. Ackermann et al., “Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the fermi large area telescope,” *Physical Review Letters*, vol. 108, no.1, Article ID 011103
- [14] M. Aguilar et al., “First result from the alpha magnetic spectrometer on the international space station: precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–350 GeV,” *Physical Review Letters*, vol. 110, no. 14, Article ID 141102
- [15] O. Adriani, G. C. Barbarino, and G. A. Bazilevskaya, “PAMELA results on the cosmic-ray antiproton flux from 60 MeV to 180 GeV in kinetic energy,” *Physical Review Letters*, vol. 105, Article ID 121101
- [16] R. Bouchendira et al., “New determination of the fine structure constant and test of the quantum electrodynamics,” *Physical Review Letters*, vol. 106, Article ID 080801
- [17] T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita, and M. Nio, Tenthorder QED contribution to the electron $g - 2$ and an improved value of the fine structure constant, *Physical Review Letters*, vol 111, Article ID 221803
- [18] E. Shields, J. Xu, F. Calaprice, SABRE: A New NaI(Tl) Dark Matter Direct Detection Experiment, *Physics Procedia* Volume 61, 2015
- [19] M. Diamond and P. Schuster, “Searching for light dark matter with the SLAC millicharge experiment,” *Physical Review Letters*, vol. 111, Article ID 221803
- [20] M. Pospelov, “Secluded U(1) below the weak scale,” *Physical Review D*, vol. 80, Article ID 095002
- [21] R. Essig et al., “Dark sectors and new, light, weakly-coupled particles,” arXiv:1311.0029.
- [22] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Clarendon Press, Oxford, UK
- [23] S. Abrahamyan et al. (APEX), *Phys. Rev. Lett.* 107, 191804 (2011), 1108.2750.
- [24] R. Essig, P. Schuster, N. Toro, and B. Wojtsekhowski, *JHEP* 02, 009, 1001.2557.
- [25] S. Abrahamyan et al., Search for a new gauge boson in the A' Experiment (APEX), JLAB-PHY-11-1406 / SLAC-PUB-14491.
- [26] H. Merkel et al. (A1), *Phys. Rev. Lett.* 106, 251802, 1101.4091
- [27] M. Battaglieri et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* 777, 91 (2015), 1406.6115
- [28] J. Balewski et al., In *Community Summer Study 2013: Snowmass on the Mississippi (CSS2013)* Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013 (2013), 1307.4432
- [29] J. Balewski et al., 1412.4717, URL <http://inspirehep.net/record/1334361/files/arXiv:1412.4717.pdf>.

- [30] A. Denig, AIP Conf. Proc. 1735, 020006
- [31] M. Graham, Reach estimates for future searches
- [32] T. Nelson, Thoughts on future heavy photon searches
- [33] The Cornell-BNL FFAG-ERL Test Accelerator: White Paper, arXiv:1504.00588.
- [34] B. Wojtsekhowski, AIP Conf. Proc. 1160, 149, 0906.5265
- [35] B. Wojtsekhowski, D. Nikolenko, and I. Rachek, 1207.5089.
- [36] I. Jaegle (Belle), Phys. Rev. Lett. 114, 211801 (2015), 1502.00084
- [37] A. Anastasi et al. (KLOE-2), Phys. Lett. B757, 356, 1603.06086
- [38] S. Gardner, R. J. Holt, and A. S. Tadepalli, Phys. Rev. D93, 115015, 1509.00050
- [39] M. Anelli et al. (SHiP), 1504.04956
- [40] P. Ilten et all., Phys. Rev. Lett. 116, 251803 (2016),1603.08926
- [41] P. Ilten et all., Phys. Rev. Lett. 116, 251803 (2016),1603.08926
- [42] R. Aaij et all., Phys. Rev. Lett. 115, 161802 (2015), 1508.04094
- [43] A. Blondel et all., 1301.6113
- [44] B. Echenard, R. Essig, and Y.-M. Zhong, JHEP 01, 113 (2015), 1411.1770
- [45] Joel R. Primack, Dark Matter and Structure Formation, arXiv:astro-ph/9707285v27
- [46] V. Kozhuharov, PADME: Searching for Dark Mediator at the Frascati BTF.
- [47] J. Alexander et al., Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report (2016), arXiv:1608.08632.
- [48] M.Raggi and V. Kozhuharov, Proposal to Search for a Dark Photon in Positron on Target Collisions at DAΦNE Linac, Vol.2014, Article ID 959802.
- [49] Vedi: <http://w3.lnf.infn.it/acceleratori/btf/>.
- [50] M.Raggi and V. Kozhuharov, The Frascati LINAC BEAM-TEST FACILITY (BTF) performance and upgrades,Proceedings of IBIC2016, TUPG29 .
- [51] Vedi: <http://www.lnf.infn.it/acceleratori/padme/Talks.html>.
- [52] J. P. Lees et al., Search for invisible decays of a dark photon produced in e^+e^- collisions at BABAR, BABAR-PUB-17/001, SLAC-PUB-16923.

- [53] A. Hoecker and W.J. Marciano, The muon anomalous magnetic moment, PDG, Updated August 2013.
- [54] M. Raggi and V. Kozhuharov, Results and perspectives in dark photon physics, RIVISTA DEL NUOVO CIMENTO, DOI 10.1393/ncr/i2015-10117-9, Vol. 38, N. 10.
- [55] M. Spurio “Particles and astrophysics, a multi-messenger approach”, Springer, 2015.
- [56] R. Peccei and H. Quinn, Physical Review Letters, 38(1977) p. 1440.
- [57] R. Peccei and H. Quinn, Physical Review, D16 (1977) p. 1791-1797.
- [58] S. Fiore The PADME experiment at INFN LNF, Journal of Physics: Conference Series 770(2016) 012039.
- [59] B. Holdom, Phys. Lett. B 166, 196 (1986).
- [60] A. Belyaev, N. D. Christensen, A. Pukhov, CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model, Computer Physics Communications Volume 184, Issue 7, July 2013.
- [61] P. Galison and A. Manohar, Phys. Lett. B 136.
- [62] M. Pospelov, Phys. Rev. D 80, 095002 (2009).
- [63] B. Echenard, R. Essig and Y. M. Zhong, JHEP 1501, 113 (2015).
- [64] R. Essig et al., JHEP 1311, 167 (2013).
- [65] M. Raggi and V. Kozhuharov, Riv. Nuovo Cim. 38, 449 (2015).
- [66] M. Raggi and V. Kozhuharov, AdHEP 2014, 959802 (2014).
- [67] M. Raggi, V. Kozhuharov and P. Valente, EPJ Web Conf. 96, 01025 (2015).
- [68] G. Mazzitelli et al., Nucl. Instrum. Meth. A 515, 524 (2003).
- [69] M. Raggi and V. Kozhuharov, NEW PROJECTS ON DARK PHOTON SEARCH, Frascati Physics Series Vol. 64 (2016).
- [70] M. Raggi et al., Performance of the PADME calorimeter prototype at the DAΦNE BTF, arXiv:1611.05649.
- [71] E. Leonardi, G. Piperno, M. Raggi, Evaluation of cluster algorithms at the $< 1\text{GeV}$ energy scale for the electromagnetic calorimeter of the PADME experiment, 2017 J. Phys.: Conf. Ser. 898(7)072019.
- [72] R. Assiro et al., Performance of the diamond active target prototype for the PADME experiment at the DAΦNE BTF, arXiv:1709.07081.

- [73] S. Agostinelli et al., Geant4—a simulation toolkit, Volume 506, Issue 3, 1 July 2003.
- [74] E. Leonardi et al., GEANT-4 based full simulation of the PADME experiment at the DAΦNE BTF, 2017 J.Phys.:Conf. Ser. 898(4)042025
- [75] Rene Brun, Fons Rademakers ROOT — An object oriented data analysis framework, Volume 389, Issues 1–2, 11 April 1997
- [76] Alexander Belyaev, Neil D. Christensen, Alexander Pukhov CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model, arXiv:1207.6082v2
- [77] Ron Kohavi, Glossary of terms. Machine Learning. Foster Provost (1998).
- [78] James, Gareth, An Introduction to Statistical Learning: with Applications in R. Springer. ISBN 978-1461471370.
- [79] Ripley, Brian, Pattern Recognition and Neural Networks. Cambridge University Press. ISBN 978-0521717700.
- [80] Brownlee, Jason, “What is the Difference Between Test and Validation Datasets?”. Retrieved 12 October 2017.
- [81] Ripley, Pattern Recognition and Neural Networks, Cambridge: Cambridge University Press.
- [82] Sarle, Subject: What are the population, sample, training set, design set, validation set, and test set?, Neural Network FAQ.
- [83] Bishop, Neural Networks for Pattern Recognition, Oxford: Oxford University Press.
- [84] James, Gareth, An Introduction to Statistical Learning: with Applications in R. Springer. ISBN 978-1461471370.
- [85] Brownlee, Jason, What is the Difference Between Test and Validation Datasets?. Retrieved 12 October 2017.
- [86] Grégoire Montavon; Klaus-Robert Müller, Early Stopping — But When?. Lecture Notes in Computer Science. Springer Berlin Heidelberg. ISBN:978-3-642-35289-8.
- [87] Ripley, Pattern Recognition and Neural Networks, Cambridge: Cambridge University Press
- [88] J. Neyman, Phil. Trans. Royal Soc. London, Series A, 236, 333 (1937), reprinted in A Selection of Early Statistical Papers on J. Neyman.
- [89] A.L. Read, Modified frequentist analysis of search results (the CL_s method), in F. James, L. Lyons, and Y. Perrin (eds.), Workshop on Confidence Limits, CERN Yellow Report 2000-005, available through cdsweb.cern.ch.

- [90] T. Junk, Nucl. Instrum. Methods A434, 435 (1999).
- [91] The TEVNP Working Group (for CDF and D0 collaborations), Combined cdf and d0 upper limits on standard model higgs boson production with up to 8.2 fb⁻¹ of data. FERMILAB-CONF-11-044-E, CDF Note 10441, D0 Note 6184, March 15, 2011.
- [92] The ATLAS Collaboration, The CMS Collaboration, The LHC Higgs Combination Group Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011, ATL-PHYS-PUB-2011-11 CMS NOTE-2011/005.
- [93] R.D. Cousins, Am. J. Phys. 63, 398 (1995).
- [94] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update.
- [95] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics, Eur. Phys. J. C 71 (2011) 1554, [Erratum: Eur. Phys. J.C73,2501(2013)], arXiv: 1007.1727 [physics.data-an].
- [96] A. L. Read, Presentation of search results: the CL_s technique, J. Phys. G28 (2002) 2693.
- [97] R. Brun and F. Rademakers, ROOT User's Guide, 2012.
- [98] W. Verkerke, D. Kirkby The RooFit toolkit for data modeling, arXiv:physics/0306116.
- [99] L. Moneta et al., The RooStats Project, arXiv:1009.1003.
- [100] <http://www.deeplearning.net/software/theano/index.html>
- [101] keras.io, Keras backends, Retrieved 2018-02-23.
- [102] <https://github.com/keras-team/keras>
- [103] Tom Fawcett, "An introduction to ROC analysis", Letters 27 (2006) 861–874.

Ringraziamenti

Un ringraziamento particolare va alla professoressa S.Spagnolo per i grandi insegnamenti di cui mi ha fatto dono, per la pazienza e la cura con la quale mi ha seguita in questo lavoro di tesi, permettendomi, attraverso la sua infinita passione, di crescere come fisico e di accrescere il mio bagaglio culturale.

Un grazie al professore G.Chiodini e a K.Bachas per avermi fatto conoscere nuove tecniche di studio con costanza e con dedizione.

Non potrei non ringraziare Pierpaolo, collega e grande amico, per avermi sostenuta e supportata quando pensavo di non farcela, per aver sopportato i miei sfoghi di nervoso cercando sempre di alleviarli con la sua bella personalità, per quel pensiero sempre gentile che ha avuto nei miei confronti, per la sua onestà, per la sua sincerità e soprattutto per la sua amicizia.

Un grazie immenso alle mie grandi amiche Martina, Laura e Leandra che con un tocco di follia mi hanno regalato momenti importanti. Un grazie va a tutti i ragazzi “del Fiorini”, per esserci stati e per aver rallegrato intense giornate di studio.

Infine grazie alla mia famiglia, per aver reso possibile il sogno di continuare a studiare, sostenendomi nelle scelte e nei momenti più difficili. Un grazie a te Martina, per l'amore che hai e che soprattutto mi dai, per la tua pazienza e la tua dolcezza, per la tua follia. Grazie per avermi dato la forza di rialzarmi ogni qual volta ero a terra.