

Università degli Studi di Torino



Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea Magistrale in Fisica delle Interazioni Fondamentali

Ricerca di stati di kaoni profondamente legati in nuclei con l'esperimento FINUDA

Relatrice

Prof.ssa Elena Botta

Co-relatrice

Dott.ssa Alessandra Filippi

Candidato

Marco Zoppi

Anno Accademico 2007/2008

Indice

1	Interazione K-nucleo e stati legati di K nei nuclei	3
1.1	L'interazione antikaone-nucleone	4
1.2	L'interazione antikaone-nucleo	5
1.2.1	Assorbimento di antikaoni a riposo	10
1.3	Stati profondamente legati di kaoni nei nuclei	11
1.4	Il modello di Akaishi e Yamazaki	12
1.5	Prime indicazioni sperimentali di DBKS	15
1.6	L'interpretazione di Magas, Oset, Ramos, Toki	19
2	L'esperimento FINUDA	21
2.1	L'acceleratore DAΦNE	23
2.2	Lo spettrometro FINUDA	25
2.2.1	La zona di interazione	26
2.2.2	Il tracciatore esterno	30
2.2.3	Il barile esterno di scintillatori (TOFONE)	32
2.3	La logica di trigger	33
2.4	Programma di simulazione e ricostruzione	34
2.4.1	Il programma di simulazione	34
2.4.2	Il programma di ricostruzione	35
2.4.3	Procedura di interpolazione delle tracce	37
2.5	Il programma scientifico di FINUDA	38
3	Identificazione di particelle	41
3.1	Prime selezioni	41
3.2	Identificazione delle particelle	41
3.2.1	Perdita di energia	42
3.2.2	Identificazione mediante il tempo di volo	48
3.3	Implementazione del PID definitivo	55

4	Analisi dati	59
4.1	Selezione degli eventi	59
4.2	Spettri in impulso dei protoni	60
4.3	Studio della distanza e angolo compreso $p - \pi^-$	71
4.3.1	Studio della distanza traccia-vertice di arresto del K^-	71
4.3.2	Studio dell'angolo compreso $p - \pi^-$	73
4.4	Valutazione del contributo ipernucleare	75
5	Interpretazione dei dati	81
5.1	Possibili reazioni candidate	81
5.2	Segnale interpretabile come DBKS?	82
5.3	Assorbimento sul deutone	89
5.4	Ulteriore selezione del segnale	98
5.5	Confronto con i dati simulati	101
6	Calcolo del rateo di assorbimento	107
6.1	Calcolo delle efficienze	108
6.2	Conteggio del numero di K_{stop}^-	112
6.3	Metodi di calcolo del rateo di cattura	117
6.3.1	Normalizzazione rispetto al numero di μ^+	117
6.3.2	Coincidenza con K^+	119
6.4	Conclusioni	121
A	Recenti teorie sugli stati legati di K nei nuclei	123
A.1	La teoria dinamica di Mares e Gal	123
A.2	DBKS studiati sulla base dell'interazione a tre corpi	124
A.3	La teoria unitaria chirale SU(3)	124
	Bibliografia	134

Introduzione

Il presente lavoro di tesi è stato svolto presso il gruppo di analisi dati di Torino dell'esperimento FINUDA, che ha sede ai laboratori dell'INFN di Frascati, su una delle regioni di interazione del collisionatore DAΦNE. Il programma scientifico di tale esperimento comprende tanto lo studio degli ipernuclei, quanto quello degli stati legati di kaoni nei nuclei.

Il lavoro di tesi è incentrato sull'analisi di un particolare segnale osservato negli spettri in impulso di protoni, segnale che si è cercato di associare ad una precisa reazione. La tesi si articola in sei capitoli. Nel primo capitolo verranno illustrati la teoria e i dati sperimentali riguardanti interazioni di kaoni con nucleoni e nuclei; nel secondo capitolo si presenterà una breve descrizione dell'apparato sperimentale, quindi nel capitolo terzo verrà descritto l'algoritmo di identificazione di particella che è stato implementato ed utilizzato nel corso del lavoro di analisi. Nel quarto capitolo verrà effettuata un'analisi di diverse variabili cinematiche, al fine di ottenere il maggior numero di informazioni sugli eventi di interesse, mentre nel quinto capitolo verranno affrontate possibili interpretazioni di tale segnale, fino a giungere all'assegnazione del segnale studiato ad una particolare reazione, cui seguirà un'ulteriore analisi volta a confermare tale ipotesi. Nel sesto capitolo sarà effettuato e illustrato il calcolo del rateo relativo alla reazione individuata.

Capitolo 1

Interazione K -nucleo e stati legati di K nei nuclei

La formazione di stati legati di kaoni nei nuclei è tuttora un problema aperto e le segnature sperimentali di tali stati non permettono di trarre conclusioni definitive sulla loro reale esistenza. Dal momento che, però, il fenomeno della formazione di tali stati avverrebbe solamente in una percentuale molto ristretta di eventi di interazione di kaoni con nucleoni, è necessario, preliminarmente, comprendere le differenti reazioni che possono avvenire quando questo mesone strano interagisce con un nucleo.

L'interazione dei kaoni con nuclei presenta differenti comportamenti, a seconda che ad interagire sia un kaone o un antikaone: in particolare, alla prima categoria appartengono mesoni con stranezza pari a $S = +1$, rappresentati, considerando le particelle più leggere, dal doppietto di isospin K^+ e K^0 (la cui struttura in quark è, rispettivamente, $u\bar{s}$ e $d\bar{s}$), mentre nella seconda vengono incluse particelle con stranezza pari a $S = -1$ e, per le particelle più leggere, i rappresentanti sono il doppietto K^- e \bar{K}^0 .

La differenza sostanziale tra l'interazione KN e $\bar{K}N$ è data dal fatto che, mentre per i kaoni è solo debolmente attrattiva, per gli antikaoni è di tipo fortemente attrattivo, tanto da suggerire l'idea della possibile esistenza di stati legati. Nel prosieguo, quindi, l'attenzione verrà rivolta principalmente agli antikaoni, in quanto maggiormente attinenti al presente lavoro di tesi e in particolare alle interazioni del K^- .

Nel presente capitolo verranno illustrati sia i dati sperimentali che la teoria riguardante l'interazione elementare antikaone-nucleone, quindi si passerà ad esaminare l'interazione antikaone-nucleo per poi arrivare a descrivere la teoria e le presunte evidenze sperimentali di stati profondamente legati di kaoni nei nuclei.

1.1 L'interazione antikaone-nucleone

Lo studio dell'interazione $\bar{K}N$ libera si basa principalmente sullo studio dei raggi X dell'idrogeno kaonico, vale a dire un atomo di idrogeno nel quale l'elettrone è stato sostituito da un K^- (nel seguito si parlerà anche di atomi kaonici, che sono atomi nei quali un solo elettrone è stato sostituito da un K^-) e sullo studio dello scattering libero $\bar{K}N$.

Per quanto riguarda lo studio degli atomi kaonici [1, 2, 3, 4], esso viene effettuato analizzando gli spostamenti dei livelli energetici dell'antikaone rispetto ai valori attesi nel caso di semplice interazione coulombiana, spostamenti che hanno sempre carattere repulsivo. Il legame tra tali spostamenti e l'energia di legame è regolato dalla formula di Deser: $\Delta E + i\frac{\Gamma}{2} = \alpha^3 \mu^2 a_{K^-p}$, dove $\Delta E = E^{misurata} - E^{em}$ è lo spostamento, Γ la larghezza del livello energetico, α la costante di struttura fine, μ la massa ridotta del sistema K^-p e a_{K^-p} la lunghezza di scattering K^-p , sempre individuata da una quantità complessa.

I risultati più recenti [4], indicano valori di $\Delta E = (-323 \pm 63 \pm 11)$ eV e $\Gamma = (407 \pm 208 \pm 100)$ eV, da cui, usando la formula di Deser, si ottiene $a_{K^-p} = (-0.78 \pm 0.15 \pm 0.03) + i(0.49 \pm 0.25 \pm 0.12)$ fm.

Per quanto riguarda lo scattering libero $\bar{K}N$, è presente una buona quantità di dati sperimentali riguardo soprattutto l'interazione K^-N , dati che coinvolgono misurazioni effettuate in camere a bolle [5, 6, 7], fino ad arrivare ad esperimenti che utilizzano fasci di K^- su bersagli di idrogeno [8], per lo studio dell'interazione elementare su nucleone.

Il modello di interazione $\bar{K}N$ deve, quindi, riprodurre dei rapporti di decadimento noti con estrema precisione [6, 7], quali:

$$\gamma = \frac{\Gamma(K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-)}{\Gamma(K^-p \rightarrow \pi^-\Sigma^+)} = (2.36 \pm 0.04) \quad (1.1)$$

$$R_C = \frac{\Gamma(K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-, \pi^-\Sigma^+)}{\Gamma(K^-p \rightarrow \text{canali inelastici})} = (0.664 \pm 0.011) \quad (1.2)$$

$$R_N = \frac{\Gamma(K^-p \rightarrow \pi^0\Lambda)}{\Gamma(K^-p \rightarrow \pi^0\Lambda, \pi^0\Sigma^0)} = (0.189 \pm 0.015) \quad (1.3)$$

Dati sperimentali studiati in [5] hanno permesso di calcolare la lunghezza di scattering, risultata essere pari a $a_{K^-p} = (-0.76 + i0.64)$ fm, compatibile con i dati provenienti dall'idrogeno kaonico. Misurata l'ampiezza di scattering nel caso libero o in sistemi $\bar{K}N$, è possibile passare allo studio quantitativo dell'interazione antikaone-nucleo.

1.2 L'interazione antikaone-nucleo

Lo studio sperimentale di tali interazioni è stato affrontato in maniera estesa e completa dapprima in esperimenti con particolari camere a bolle [9, 10] negli anni '70; a partire dagli inizi degli anni '80 furono studiate interazioni di fasci di K^- con impulsi di circa 200 GeV/ c su bersagli di Be, Al, Cu e W [24] e di C [25]: da tali studi è stato possibile ricavare tanto informazioni sulla natura dell'interazione dell'antikaone con il nucleone, quanto lo studio di nuove risonanze, tra tutti i mesoni D.

Per quanto riguarda interazioni antikaone-nucleo a basse energie (interazioni quasi o completamente a riposo), la maggior parte dei dati sperimentali attualmente disponibili derivano dagli studi con camere a bolle [9, 10]: in tabella 1.1 si riportano i valori ottenuti, sia per ${}^6\text{Li}$ che per ${}^{12}\text{C}$.

Reazione	${}^6\text{Li}$ [%/ K^-]	${}^{12}\text{C}$ [%/ K^-]
$K^- + p + A \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + A$	31.1	30.5
$K^- + p + A \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0 + A$	18.5	20.8
$K^- + p + A \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ + A$	10.3	13.6
$K^- + p + A \rightarrow \Lambda + \pi^0 + A$	4.8	3.6
$K^- + n + A \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + A$	4.4	2.7
$K^- + n + A \rightarrow \Sigma^- + \pi^0 + A$	4.4	2.7
$K^- + n + A \rightarrow \Lambda + \pi^- + A$	9.7	7.0
$K^- + np + A \rightarrow \Sigma^0 + n + A$	1.5	2.55
$K^- + np + A \rightarrow \Sigma^- + p + A$	1.8	1.9
$K^- + np + A \rightarrow \Lambda + n + A$	3.95	1.85
$K^- + pp + A \rightarrow \Sigma^0 + p + A$	1.5	2.55
$K^- + pp + A \rightarrow \Sigma^+ + n + A$	6.4	6.4
$K^- + pp + A \rightarrow \Lambda + p + A$	3.95	1.85
$K^- + nn + A \rightarrow \Sigma^- + n + A$	1.8	1.9

Tabella 1.1: *Tabella riassuntiva dei ratei di cattura di un K^- su ${}^6\text{Li}$ e ${}^{12}\text{C}$. Tratta da [9, 10].*

Parallelemente agli studi sperimentali, sono state formulate teorie con le quali interpretare i dati: in particolare, il modello più elementare con il quale affrontare questo studio prevede l'utilizzo del potenziale ottico più semplice possibile, vale a dire un potenziale del tipo $t\rho$, dove t è la matrice di scattering antikaone-nucleone e ρ la densità nucleare, nel calcolare la quale si effettua l'approssimazione che la distribuzione spaziale dei protoni e quella dei nucleoni siano uguali, vale dire si trascura la componente isovettoriale del nucleo:

$$V_{opt}(r) \equiv Re(V_{opt}(r)) + i \cdot Im(V_{opt}(r)) = t\rho(r) = -\frac{2\pi}{\mu} \left(1 + \frac{A-1}{A} \frac{\mu}{M}\right) b_0 \rho(r) \quad (1.4)$$

dove μ è la massa ridotta del sistema antikaone-nucleo, M la massa del nucleone con cui l'antikaone interagisce, r la distanza antikaone-centro del nucleo, $\rho(r)$ la densità nucleare normalizzata sul numero di massa A del nucleo e $b_0 = \frac{1}{2}(a_{K-p} + a_{K-n})$, anch'essa quantità complessa come le ampiezze di diffusione.

Un modello più raffinato [11] prevede un potenziale che dipende dalla densità nucleare, che implica $b_0(\rho) = b_0 + B_0 \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0}\right)^\alpha$, con B_0 e α parametri liberi da ricavare dall'interpolazione dei dati degli atomi kaonici. Rendendo il potenziale dipendente dalla densità si ottiene un sensibile miglioramento della descrizione dei dati sperimentali nel loro complesso, sia per quanto riguarda atomi kaonici con qualsiasi valore di A , che per la riproduzione dei rapporti di decadimento eq. (1.1), (1.2), (1.3). I risultati di tale calcolo sono riportati in Fig. 1.2.

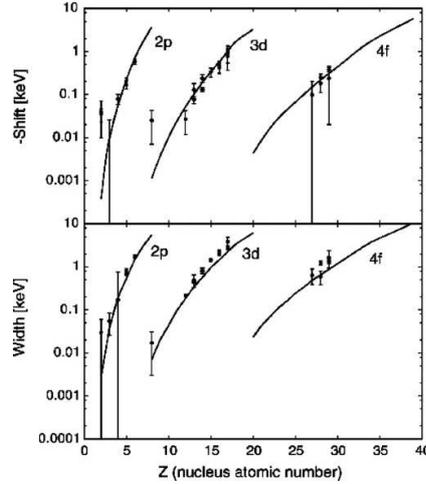


Figura 1.1: Andamento dello shift dei livelli degli atomi kaonici per diversi valori di orbitale considerato, in funzione del numero atomico del nucleo. La linea continua è la previsione teorica fornita dal modello di potenziale $t\rho$. Tratto da [26].

Secondo tali modelli fenomenologici il potenziale K^-p ha parte reale a distanza nulla (centro del nucleo) pari a $Re(V_{opt}(0)) = -183$ MeV e parte immaginaria $Im(V_{opt}(0)) = -70$ MeV: un'interazione di questo tipo è tanto forte da permettere la formazione di stati legati dotati di una larghezza sufficientemente piccola da poter permettere l'osservazione degli stessi.

Parallelamente a tale approccio fenomenologico fu intrapreso uno studio [12] che partiva dall'utilizzo di una lagrangiana di tipo chirale, con la quale venivano descritte le proprietà di diffusione di un antikaone su un protone, tanto nel caso libero quanto nei nuclei; in particolare, da tale studio emerse il ruolo cruciale della risonanza di isospin zero $\Lambda(1405)$ ¹: dal momento che il sistema K^-p ha un'energia totale pari a 1432 MeV, vale a dire solamente 27 MeV in più del valore nominale della massa di tale risonanza, un modello teorico che voglia descrivere l'interazione K^-p a basse energie deve esser anche in grado di riprodurre la $\Lambda(1405)$. In particolare, la presenza di tale risonanza nell'interazione K^-p provoca un radicale cambiamento della sezione d'urto, e quindi dell'interazione stessa, qualora avvenga all'interno di nuclei e l'energia nel centro di massa (nel seguito CM) sia prossima alla massa stessa della $\Lambda(1405)$; questo cambiamento spiega perchè gli spostamenti dei livelli dell'idrogeno kaonico indichino un'interazione repulsiva, mentre all'interno dei nuclei l'interazione sia attrattiva.

Osservando in Fig. 1.2 l'andamento della ampiezza di scattering K^-p in funzione dell'energia del CM del sistema K^-p , si può notare come la parte reale di tale ampiezza (linea continua in Fig. 1.2) risulti esser negativa in concomitanza della soglia K^-p (1432 MeV), cosa che implica un potenziale di tipo repulsivo.

In tale grafico si può anche osservare come l'interazione per il sistema K^-p possa esser di tipo attrattivo o repulsivo al variare dell'energia del CM, mentre, nel caso K^-n , l'ampiezza di scattering sia sempre pressoché costante su valori che indicano un potenziale K^-n moderatamente attrattivo. Questa differenza può essere spiegata ricordando la necessità di riprodurre la $\Lambda(1405)$ nel caso di sistemi con $I = 0$: poiché il sistema K^-p ha una terza componente di isospin totale $I_3 = 0$, esso sarà descritto dalla combinazione di un sistema con $I = 1$ e uno con $I = 0$, il quale dovrà, a basse energie, risentire della presenza della risonanza di isospin nullo $\Lambda(1405)$; lo stato K^-n , invece, ha $I_3 = -1$ e quindi isospin totale pari a 1 e non risente della presenza di alcuna risonanza, sempre nel caso di interazione a basse energie.

Se, ora, si passa a studiare l'interazione K^-p all'interno dei nuclei, la natura di tale interazione cambia completamente: infatti, se si considerano i diagrammi di Feynman dell'interazione K^-p agli ordini superiori al *tree level* [27], si nota che nei *loop* possono esser presenti nucleoni, i quali, qualora non abbiano un impulso superiore all'impulso di Fermi, vanno incontro al

¹La risonanza $\Lambda(1405)$ possiede una massa e una larghezza pari a $m_\Lambda = 1406.5 \pm 4.0$ MeV/ c^2 e $\Gamma_\Lambda = 50 \pm 2$ MeV/ c^2 , numeri quantici $I(J^P) = 0\left(\frac{1}{2}^-\right)$. Sperimentalmente venne osservata da [23] in camere a bolle a idrogeno su cui era inviato un fascio di K^- con impulso di circa ~ 1 GeV/ c .

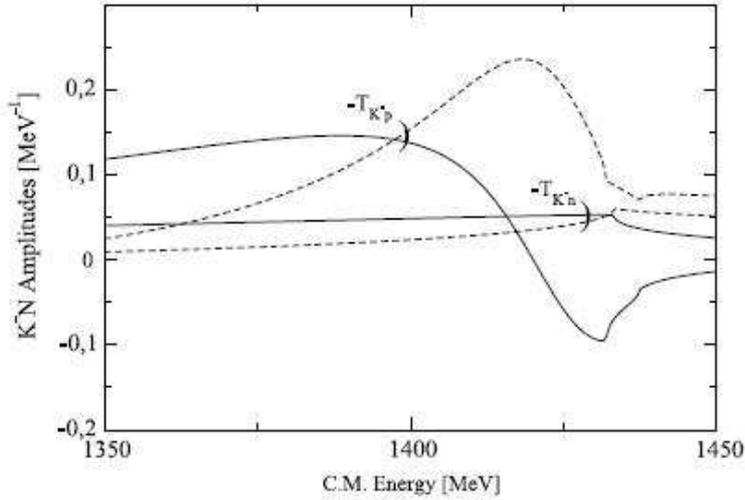


Figura 1.2: Andamento dell'ampiezza di scattering del sistema K^-N in funzione dell'energia nel centro di massa. Le curve continue rappresentano la parte reale dell'ampiezza, mentre le linee tratteggiate la parte immaginaria. Tratto da [13].

Pauli blocking: possedendo, infatti, un impulso inferiore a quello di Fermi, questi nucleoni non troveranno stati energetici disponibili, essendo già completamente occupati dai nucleoni del nucleo. Questo fenomeno comporta uno spostamento (repulsione) della risonanza verso energie più alte, come si vede in Fig. 1.2, energie alle quali i nucleoni all'interno dei loop possederanno un impulso superiore a quello di Fermi e non andranno incontro al *Pauli blocking*: in particolare, ricalcolando l'andamento dell'ampiezza di scattering K^-p considerando questo vincolo sull'impulso dei nucleoni degli stati intermedi, si è notato che, in prossimità della soglia K^-p , il potenziale K^-p diventa attrattivo e dell'ordine di circa 40-50 MeV.

Va detto che da un potenziale di questo tipo discendono stati legati di kaoni con un'energia di legame dell'ordine di $B_K \approx 30-50$ MeV [11] e con larghezza $\Gamma \approx 100$ MeV, molto distante dai valori fortemente attrattivi del potenziale indicato dallo studio dell'idrogeno kaonico ($B_K \approx 150-200$ MeV da [2]): se si confronta il valore della larghezza previsto per gli stati legati con l'energia di legame, risulta evidente come non sia più possibile distinguere sperimentalmente degli stati discreti.

L'utilizzo del modello chirale $SU(3)_f$ ha anche fornito un'ulteriore indicazione [28, 29] per quanto riguarda la natura stessa della risonanza $\Lambda(1405)$, indicazione che sarà spesso richiamata nelle obiezioni avanzate verso alcuni

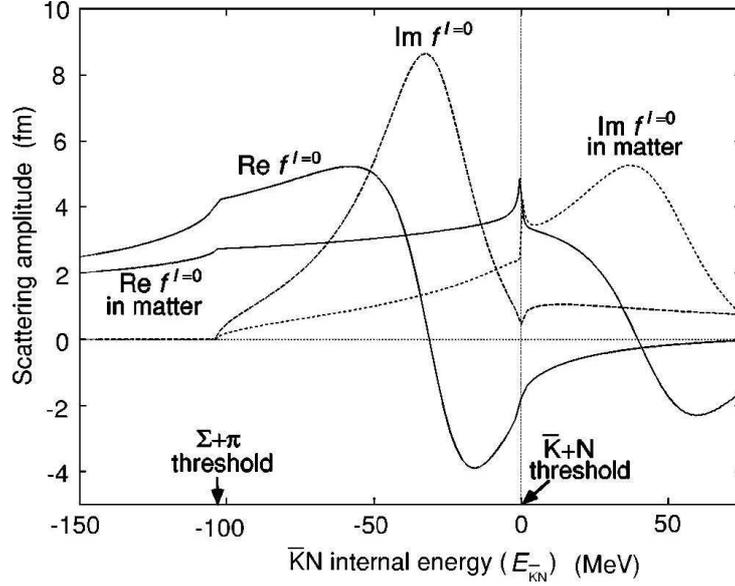


Figura 1.3: Andamento dell'ampiezza di scattering in funzione dell'energia totale del sistema K^-N per interazione 'libera' o all'interno della materia. Sull'asse delle energie, è riportata la soglia $\pi\Sigma$ (1336 MeV) e K^-N (1432 MeV). Tratto da [14].

modelli teorici, descritti nel seguito, con i quali venne suggerita la presenza di stati profondamente legati di kaoni in nuclei leggeri: il modello chirale indica che la risonanza $\Lambda(1405)$ è, in realtà, formata dalla sovrapposizione di due differenti stati, che vengono a mescolarsi con pesi differenti a seconda del processo utilizzato per produrla. Per la precisione vi è uno stato che viene ad accoppiarsi principalmente con il sistema $\pi\Sigma$, il quale ha energia pari a 1396 MeV, con una larghezza pari a 140 MeV, mentre il secondo stato si accoppia al sistema K^-p e ha energia pari a 1420 MeV e larghezza 30 MeV [15, 16].

Concludendo, attualmente il modello di interazione K^-p che viene utilizzato per il caso libero è quello basato su un modello chirale unitario $SU(3)_f$ [12], mentre nel caso di interazione all'interno dei nuclei, si vedono affiancati modelli fenomenologici che partono dall'interpolazione dei dati degli atomi kaonici [2] a modelli di tipo chirale [17, 18] che calcolano l'ampiezza di diffusione in differenti modi (vedi paragrafi 1.3 e appendice A) per poi introdurla in potenziali del tipo $t\rho$ e correggere il potenziale ottico stesso per descrivere al meglio la presenza degli altri nucleoni.

1.2.1 Assorbimento di antikaoni a riposo

L'interazione antikaone-nucleo si presenta, generalmente, come assorbimento dell'antikaone da parte di uno o più nucleoni del nucleo dal quale è stato catturato.

Questi processi avvengono per interazione forte e, quindi, avranno luogo non appena il K^- entrerà in contatto con la distribuzione spaziale dei nucleoni: il K^- , una volta in bersaglio, verrà catturato nelle orbite atomiche esterne di un atomo, quindi, diseccitandosi mediante l'emissione di raggi X, passerà nei livelli energetici inferiori, fino ad arrivare ad orbite elettroniche che presentano una grande sovrapposizione con la distribuzione spaziale dei nucleoni. Poiché l'interazione è di tipo forte, avverrà in tempi dell'ordine di 10^{-23} s: tempi di questo ordine di grandezza implicano interazioni del K^- immediate, non appena entri in contatto con la distribuzione di densità nucleonica, fatto che limita le interazioni ai nucleoni appartenenti alla superficie del nucleo, i quali avranno un impulso di Fermi minore dei ≈ 270 MeV/c medi. In conseguenza a ciò e al fatto che il K^- ha interagito a riposo, il centro di massa di tali reazioni possiederà un impulso ridotto e in alcuni casi compatibile con zero: questo consente di ricercare nello stato finale, come segnatura dell'evento, particelle all'incirca monocromatiche ed emesse pressoché a 180^{circ} .

Come è stato mostrato dai numerosi studi effettuati in esperimenti con camere a bolle [10], le reazioni principali che possono avere luogo sono assorbimenti da parte di uno o due nucleoni:



dove Y è un iperone Λ oppure Σ .

Infatti, come si vede in tabella 1.2, in cui vengono riportati i ratei su ${}^4\text{He}$ nel $(16.3 \pm 2.5)\%$ dei casi lo stato finale dell'interazione K^- - ${}^4\text{He}$ presenta solo dei barioni, cosa che, in caso di assorbimento su un solo nucleone, non è consentita. Da qui la necessità di considerare anche reazioni di assorbimento su più di un nucleone.

Bisogna ricordare che, però, i ratei di cattura da parte di più di un nucleone sono stati misurati accuratamente solo nel caso di ${}^4\text{He}$ da [10], mentre, per gli altri materiali sono, al massimo, disponibili le percentuali totali [9], rispetto al numero di K_{stop}^- , di stati finali non pionici: queste ultime, infatti, sono ottenibili per sottrazione a partire da quelle pioniche, che, essendo dovute a reazioni su un solo nucleone, sono note.

Reaction	Events/(stopping K^-) (%)
$K^-He^4 \rightarrow \Sigma^+\pi^-H^3$	9.3 ± 2.3
$\rightarrow \Sigma^+\pi^-dn$	1.9 ± 0.7
$\rightarrow \Sigma^+\pi^-pnn$	1.6 ± 0.6
$\rightarrow \Sigma^+\pi^0nnn$	3.2 ± 1.0
$\rightarrow \Sigma^+ nnn$	1.0 ± 0.4
Total $\Sigma^+ = (17.0 \pm 2.7)\%$	
$K^-He^4 \rightarrow \Sigma^-\pi^+H^3$	4.2 ± 1.2
$\rightarrow \Sigma^-\pi^+dn$	1.6 ± 0.6
$\rightarrow \Sigma^-\pi^+pnn$	1.4 ± 0.5
$\rightarrow \Sigma^-\pi^0He^3$	1.0 ± 0.5
$\rightarrow \Sigma^-\pi^0pd$	1.0 ± 0.5
$\rightarrow \Sigma^-\pi^0ppn$	1.0 ± 0.4
$\rightarrow \Sigma^- pd$	1.6 ± 0.6
$\rightarrow \Sigma^- ppn$	2.0 ± 0.7
Total $\Sigma^- = (13.8 \pm 1.8)\%$	
$K^-He^4 \rightarrow \pi^-\Lambda He^3$	11.2 ± 2.7
$\rightarrow \pi^-\Lambda pd$	10.9 ± 2.6
$\rightarrow \pi^-\Lambda ppn$	9.5 ± 2.4
$\rightarrow \pi^-\Sigma^0 He^3$	0.9 ± 0.6
$\rightarrow \pi^-\Sigma^0 (pd, ppn)$	0.3 ± 0.3
$\rightarrow \pi^0 \Lambda (\Sigma^0) (pnn)$	22.5 ± 4.2
$\rightarrow \Lambda (\Sigma^0) (pnn)$	11.7 ± 2.4
$\rightarrow \pi^+\Lambda (\Sigma^0) nnn$	2.1 ± 0.7
Total $\Lambda (\Sigma^0) = (69.2 \pm 6.6)\%$	
Total $= \Lambda + \Sigma = (100_{-7}^{+0})\%$	

Tabella 1.2: Ratei di assorbimento nel caso di reazione $K^- - ^4He$ in camera a bolle. Tratto da [10].

Uno degli obiettivi della presente tesi sar  quello di calcolare nella maniera pi  accurata possibile un particolare rateo di assorbimento su due nucleoni su un nucleo diverso da 4He , nello specifico il rateo della reazione $K^- + d \rightarrow p + \Sigma^-$ all'interno del 6Li .

1.3 Stati profondamente legati di kaoni nei nuclei

L'idea della possibile esistenza di stati legati di kaoni nei nuclei   relativamente recente e, cronologicamente, segue direttamente la previsione teorica, effettuata nella fine degli anni '80, di stati profondamente legati di pioni [19], i quali furono osservati chiaramente, una decina di anni dopo, studiando reazioni ($d, ^3He$) [20] e, meno chiaramente, in (π^-, γ) [21]. Confermata, quindi, la presenza di stati pionici profondamente legati con uno o pi  nucle-

oni, l'attenzione si è spostata verso lo studio di stati legati che coinvolgessero un antikaone. Come si è visto, l'interazione $\bar{K}N$ è di tipo fortemente attrattivo e questo giustifica la ricerca di stati profondamente legati del \bar{K} con nucleoni all'interno di un nucleo.

Lo studio di stati profondamente legati di antikaoni con nucleoni o nuclei (nel seguito indicati come DBKS, acronimo di Deeply Bound Kaon-nuclear States), presenta diverse implicazioni in ambiti molto diversi fra loro. Dal loro studio, infatti, è possibile ricavare informazioni sulla natura del potenziale $\bar{K}N$, che può esser confrontato con l'analogo potenziale NN , attualmente noto con buon grado di precisione, in quanto l'energia di legame degli antikaoni nei nuclei, e quindi l'esistenza stessa di DBKS, dipende direttamente dalla struttura di tale potenziale.

In secondo luogo, alcuni modelli teorici, quali [14, 30], prevedono che un DBKS sia un sistema con un'elevata densità, pari a circa 5-10 volte l'usuale densità nucleare (0.16 fm^{-3}). Tale peculiarità potrebbe, se confermata, aprire nuovi orizzonti nello studio di sistemi astrofisici quali le stelle di neutroni, la cui compattezza potrebbe risalire alla presenza di particelle strane fortemente leganti [22].

L'eventuale esistenza dei DBKS, inoltre, potrebbe essere spiegata in termini di rottura spontanea di simmetria del modello chirale $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ e quindi la loro scoperta potrebbe fornire indicazioni riguardo al regime perturbativo dell'interazione forte.

Nel seguito, verrà brevemente riassunta l'evoluzione dei modelli del potenziale $\bar{K}N$ sia nel caso libero che all'interno dei nuclei.

1.4 Il modello di Akaishi e Yamazaki

Akaishi e Yamazaki (nel seguito verrà usato l'acronimo AY), in due lavori del 2002 [14, 30], dimostrarono la possibile esistenza di stati profondamente legati di kaoni all'interno di nuclei leggeri, in aperto contrasto con le previsioni fino a quel momento avanzate. Lo stato di comprensione del potenziale K^-p non era ancora giunto al punto sopra descritto, ma, comunque, le teorie di Schaffner [27], Ramos e Oset [12], parlavano di stati legati con un'energia di legame dell'ordine di 50 MeV e larghezza dell'ordine di 100 MeV (anche se tali valori variavano molto a seconda del modello utilizzato) e mai di stati profondamente legati.

Il modello di AY si basa sulla costruzione di un potenziale di tipo fenomenologico il più semplice possibile, che vada ad utilizzare i dati di scattering K^-p , i dati provenienti dallo studio dell'idrogeno kaonico tramite i raggi X e che riproduca la presenza della risonanza $\Lambda(1405)$, con il suo valore nominale di

massa e la sua larghezza. Una delle ipotesi cruciali di tale modello è l'andare ad interpretare tale risonanza come uno stato legato $\bar{K}N$.

Il potenziale proposto in [14] da AY è del tipo:

$$V_{\bar{K}A}(r) = \int g(\vec{r} - \vec{r}') \rho(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (1.7)$$

dove la densità $\rho(\vec{r}')$ dei nucleoni all'interno del nucleo viene descritta da una funzione esponenziale, mentre il termine $g(\vec{r} - \vec{r}')$ contiene l'insieme dei potenziali relativi alle interazioni elementari $K^-p \rightarrow K^-p$, $K^-p \rightarrow \pi\Sigma$ e $K^-p \rightarrow \pi\Lambda$, ricavati a partire dall'interpolazione dei dati dello scattering libero K^-p e degli atomi kaonici.

In particolare va notato che la parte con $I = 0$ del potenziale è stata modellizzata al fine di riprodurre la $\Lambda(1405)$ come stato legato $\bar{K}N$, cioè assegnando al sistema $\bar{K}N$ un'energia di legame pari a $E_{\bar{K}N} = -27$ MeV.

A sostegno di tale modellizzazione del potenziale $\bar{K}N$ risulta essere il fatto che l'ampiezza di scattering riferita al processo $\bar{K}N$ da esso ricavabile è in accordo sia con i valori empirici forniti da Martin [5] studiando i raggi X dell'idrogeno kaonico, che con quelli misurati sperimentalmente al KEK [31, 32].

Avendo a disposizione un modello di potenziale, per trovare l'energia di legame si risolve l'equazione agli autovalori:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_{\bar{K}A}} \frac{d^2}{dr^2} + V_{\bar{K}A}(r) \right] u_{\bar{K}}(r) = E_{\bar{K}} u_{\bar{K}}(r) \quad (1.8)$$

dove $\mu_{\bar{K}A}$ è la massa ridotta del sistema antikaone-nucleo, mentre $u_{\bar{K}}(r)$ è la funzione d'onda del kaone all'interno del nucleo.

In figura 1.4 si riportano i risultati provenienti dalla soluzione dell'eq. (1.8) in un grafico che descrive l'andamento dell'energia di legame dell'antikaone in funzione della sua distanza del baricentro del gruppo di nucleoni con cui si è legato.

dove la simbologia $\frac{A}{\bar{K}}Z$ usata per classificare i DBKS deve esser interpretata nel seguente modo: il pedice \bar{K} indica la presenza di un solo \bar{K} , Z è il nome dell'elemento chimico che possiede una carica totale pari a quella dello stato legato ($K^-pp \equiv \text{H}$, $K^-pp \equiv \text{He}$), mentre A indica il numero totale di nucleoni presente nello stato legato. Da qui $\frac{3}{\bar{K}}\text{H}$ corrisponde allo stato K^-ppn , mentre $\frac{4}{\bar{K}}\text{H}$ allo stato K^-ppnn .

Si può notare, in primo luogo, come lo stato $\frac{3}{\bar{K}}\text{H}$ (sistema K^-ppn) si trovi al di sotto di quella che è la soglia energetica per il decadimento del sistema nel canale $\pi\Sigma$. Questo fatto è dovuto all'interazione fortemente attrattiva tra l'antikaone ed i nucleoni del sistema, quantificata per questo stato con un'energia di legame del \bar{K} pari a $B_K = -108$ MeV, la quale causa l'abbassamento

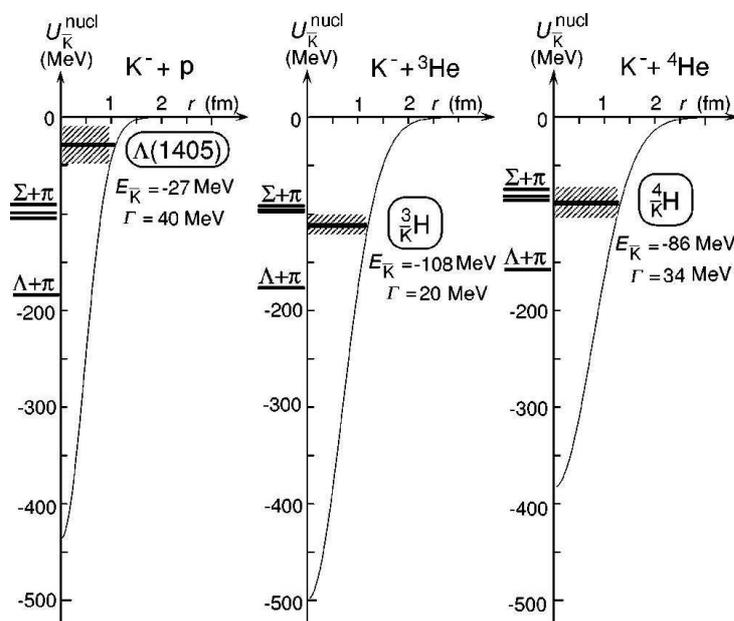


Figura 1.4: Livelli energetici degli stati legati calcolati nel modello di AY, rispettivamente per sistemi K^-p , K^-ppn e K^-ppnn . Tratto da [14].

della propria energia al di sotto della soglia $\pi\Sigma$, con la conseguente drastica riduzione della sua larghezza, pari a solamente $\Gamma = 20$ MeV e aumento della sua vita media.

Larghezze molto ridotte degli stati legati costituiscono la differenza sostanziale tra il modello di AY e gli altri modelli, che, prevedendo un'interazione molto meno attrattiva, indicano un'energia totale del sistema tale da portarlo sopra la soglia $\pi\Sigma$; questo porta a stati con larghezza superiore all'energia di legame e alla conseguente estrema difficoltà di un'osservazione sperimentale, poiché si viene a perdere la possibilità di risolvere i livelli energetici.

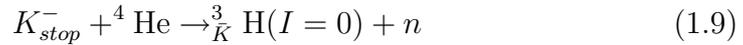
Essendo il canale $\pi\Sigma$ cinematicamente non permesso, gli stati potranno decadere solo mediante i canali pionico $\Lambda\pi$, oppure non pionico ΣN oppure ΛN : per esempio, lo stato ${}^3_{K^-}H$, cioè K^-ppn possiede energia totale pari, secondo [14], a 3201 MeV, mentre la soglia per il decadimento $\Sigma\pi NN$ è 3213 MeV, quindi non permessa, come, invece, sono $\Lambda\pi NN$ (3131 MeV), ΣNN (3073 MeV) e ΛNN (2991 MeV). AY, tuttavia, contrariamente a molti altri calcoli teorici, ritengono che il contributo del canale non pionico sia limitato, stimabile attorno a $\Gamma_{KNN}^{nonpion} \approx 12$ MeV.

Altra importante caratteristica degli stati legati previsti dal modello di AY è la funzione di contrattore che l'antikaone viene ad assumere: il raggio medio dei nuclei, infatti, viene ad esser fortemente ridotto dalla presenza

del \bar{K} , dal 10% al 40% a seconda della natura del nucleo con cui si lega l'antikaone. Questa caratteristica può esser spiegata se si considera quella che è la struttura a quark degli antikaoni, vale a dire $s\bar{d}$ per il \bar{K}^0 e $s\bar{u}$ per il K^- . Si può notare come non sia mai presente un quark u oppure d , ma sempre i loro antiquark: questa caratteristica potrebbe implicare che l'interazione tra un antikaone e un nucleone sia dominata dall'interazione fortemente attrattiva $u - \bar{u}$ oppure $d - \bar{d}$. La presenza di un antikaone, inoltre, potrebbe anche creare un effetto di schermo tra i differenti nucleoni, provocando l'attenuazione, tramite strutture $uud - s\bar{d} - uud$, della repulsione tra i nucleoni a piccolissime distanze. Questo aumenterebbe ulteriormente la possibilità di comprimere il nucleo e creare, secondo le previsioni di AY, stati con una densità pari a circa 10 volte l'usuale densità nucleare.

1.5 Prime indicazioni sperimentali di DBKS

AY proposero in [14] una possibile reazione con la quale ritenevano possibile la formazione di DBKS osservabili:



Infatti, nel caso di interazione di un K^- a riposo all'interno di He, è possibile che il kaone induca un effetto Auger nucleare con l'emissione di uno dei neutroni, che costituirà la segnatura dalla quale ricavare informazioni sull'eventuale formazione di uno stato legato; se viene veramente formato uno stato legato, esso poi decadrà nel canale pionico o non pionico.

Per effettuare tale ricerca fu progettato l'esperimento E471 al KEK, un esperimento a bersaglio fisso che iniziò a prendere dati alla fine del 2004, costituito da He liquido, sul quale veniva fatto incidere un fascio di K^- . Pochi mesi più tardi, nel febbraio 2005, andando ad analizzare gli spettri di impulso dei neutroni, emerse una struttura [33] in corrispondenza con un debole segnale nello spettro di massa mancante, centrato attorno a 3140 MeV/ c^2 , come si vede in 1.5.

Tale struttura fu identificata con uno stato legato K^-ppn , denominato S^+ , di isospin totale nullo.

Inaspettatamente fu trovato anche un segnale anche nello spettro di impulso dei protoni (fig. 1.6) a circa 500 MeV/ c , in corrispondenza ad un picco nella distribuzione di massa mancante centrato a 3115 MeV/ c^2 . Tale struttura fu interpretata come uno stato legato K^-pnn , indicato come S^0 , di isospin totale pari ad 1, la cui esistenza non era prevista dal modello di AY.

Si riportano in tabella 1.3 le caratteristiche principali degli ipotetici stati, supponendo che siano descrivibili come DBKS.

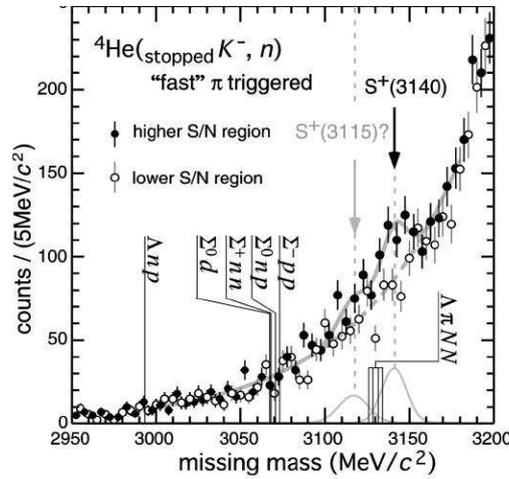


Figura 1.5: Spettro della massa mancante rispetto alla reazione $K^-_{stop} + {}^4\text{He} \rightarrow n + X$. Tratto da [33].

Stato	$S^0(3115)$	$S^+(3140)$
Reazione	${}^4\text{He}(K^-_{stop}, p)$	${}^4\text{He}(K^-_{stop}, n)$
Massa [MeV/c^2]	$3117 \pm 3(\text{sist.}) \pm 0.9(\text{stat})$	$3140 \pm 2(\text{sist.}) \pm 2.3(\text{stat})$
$B_{\bar{K}}$ [MeV]	$116 \pm 3(\text{sist.}) \pm 0.9(\text{stat})$	$169.3 \pm 3(\text{sist.}) \pm 2.3(\text{stat})$
Larghezza [MeV/c^2]	<21.6	<21.6
Isospin	$ 1, -1\rangle$	$ 0, 0\rangle$ ($ 1, 0\rangle$ (?))
Carica	0	+1
Decadimenti attesi	$\Sigma^0 nn, \Sigma^- np, \Sigma^0 d$	$\Sigma^+ nn, \Sigma^- pp$
Rateo/ $K^-_{incidente}$	$<1\%$	$<1\%$

Tabella 1.3: Tabella riassuntiva delle proprietà dei presunti stati legati individuati. Tratta da [33].

Si noti come, l'energia di legame del K^- risulti esser molto elevata, dell'ordine di 170-200 MeV, di gran lunga superiore a i 110.3 MeV previsti da [14] per lo stato K^-ppn descritto da AY, mentre le larghezze sono inferiori a 21.6 MeV, valore fissato dalla risoluzione dell'apparato, in linea con quanto previsto da AY. Tali stati, sempre se interpretati come stati legati, risultano esser entrambi al di sotto della soglia $\pi\Sigma$, il che potrebbe spiegare la loro ridotta larghezza, secondo la teoria di AY.

Sempre nello stesso anno l'esperimento FINUDA (LNF, INFN) pubblicò [34] di aver osservato, tramite l'analisi della produzione associata di coppie Λp , riportato in Fig. 1.7, condotta tramite lo studio di massa invariante del sistema, una possibile segnatura sperimentale che poteva esser attribuita alla

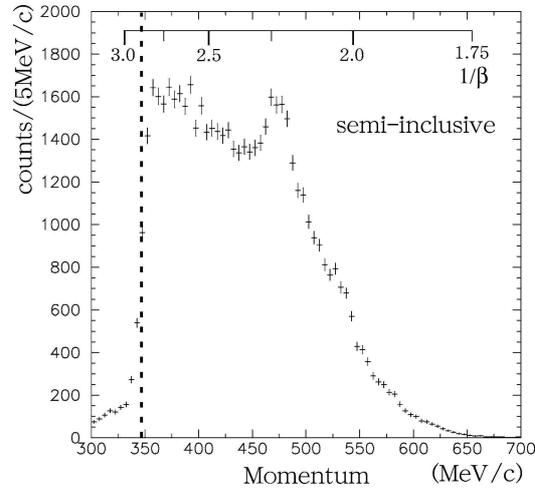


Figura 1.6: Spettro inclusivo in impulso dei protoni. Tratto da [33].

presenza di uno stato legato K^-pp .

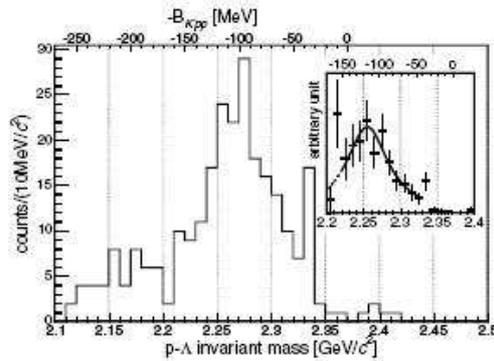


Figura 1.7: Spettro in massa invariante del sistema Λp non corretto in accettazione. Nel riquadro è riportata l'interpolazione gaussiana dello spettro corretto per accettazione. Tratto da [34].

Se si interpreta tale segnale come stato legato K^-pp si ottiene un'energia di legame pari a $B_{K^-pp} = (115 \pm 5 \pm 3)$ MeV e una larghezza $\Gamma = (67 \pm 13 \pm 2)$ MeV.

L'anno successivo FINUDA, effettuando un'analisi [35] in massa mancante simile a quella di E471, osservò un segnale in spettri di impulso di protoni, riportato in Fig. 1.8, centrato allo stesso valore di quello osservato al KEK e in corrispondenza con una struttura in massa mancante analoga:

tale segnale era presente in interazioni di K^- su ${}^6\text{Li}$, nonché, anche se di entità sempre meno significativa al crescere del numero di massa, nel ${}^7\text{Li}$ e nel ${}^{12}\text{C}$. Nel caso di bersagli pesanti come il ${}^{12}\text{C}$, il segnale non era altrettanto chiaro rispetto a quello sul Li: questo fatto è spiegabile in termini di una consistente interazione di stato finale nei nuclei più pesanti, il cui effetto è quello di allargare i picchi osservati a causa delle successive diffusioni subite dal protone emesso nell'attraversamento del nucleo. Tuttavia l'interpretazione di questo segnale non richiedeva la presenza di un nuovo stato, poiché la reazione $K_{stop}^- + d \rightarrow p + \Sigma^-$, con impulso del deutone trascurabile, è in grado di giustificare l'osservazione sperimentale.

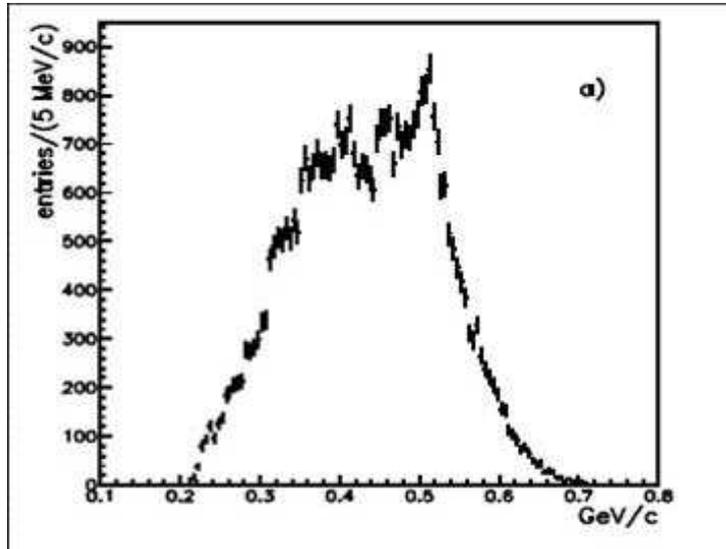


Figura 1.8: Spettro in impulso dei protoni relativo alla prima presa dati (2003-2004). Tratto da [35].

Nell'osservazione dello spettro di massa invariante K^-pp in Fig. 1.7, invece, la presenza di uno stato legato non è completamente esclusa, poiché, in questo caso, la sola cinematica delle semplici reazioni di assorbimento dei K^- su due nucleoni non è sufficiente a spiegare la forma dello spettro ottenuto.

Alla fine del 2007 una rianalisi dei dati di E471 ha mostrato [41] che il picco nello spettro dei protoni mostrato in Fig. 1.6 era un artefatto sperimentale dovuto ad un problema nella calibrazione dei tempi di volo e il segnale attribuibile allo stato legato K^-pnn è stato ritrattato. Attualmente sono sotto analisi gli spettri in impulso dei neutroni, connessi con il possibile stato legato K^-ppn .

1.6 L'interpretazione di Magas, Oset, Ramos, Toki

Un approccio teorico e un'interpretazione differente dei dati descritti nel paragrafo precedente sono stati presentati da Magas, Oset, Ramos e Toki (nel seguito MORT), i quali hanno presentato diverse obiezioni al modello di AY e interpretano le presunte evidenze sperimentali di DBKS di E471 tramite la semplice cinematica dell'assorbimento del K^- su due nucleoni [13, 36, 37, 38], come già suggerito da FINUDA in [35].

Per quel che riguarda le osservazioni all'approccio teorico, MORT sostengono che la $\Lambda(1405)$ non può esser interpretata come un semplice stato legato $\bar{K}N$, poiché, come già accennato, dalla teoria unitaria chirale si ha che essa risulta essere la sovrapposizione di due differenti stati, uno ad energie inferiori (1396 MeV) accoppiato con il canale $\pi\Sigma$ e l'altro ad energie più elevate (1420 MeV) relativo all'accoppiamento con $\bar{K}N$ (tale ipotesi fu confermata sperimentalmente da [39]). Poiché lo stato accoppiato a $\bar{K}N$ risulta possedere energia pari a 1420 MeV, quindi solamente 12 MeV sotto la soglia $\bar{K}N$, l'assumere la $\Lambda(1405)$ come uno stato $\bar{K}N$ legato con 27 MeV porterebbe a ipotizzare un potenziale maggiormente attrattivo ed energie di legame più elevate.

Altra obiezione ad AY riguarda la ridotta larghezza degli stati, dovuta, secondo MORT, all'aver trascurato i canali di decadimento non pionici, il cui tasso di produzione, secondo [40], aumenterebbe con la densità nucleare al quadrato: partendo dai 22 MeV di larghezza stimati per i DBKS alla normale densità nucleare ρ_0 , tale valore, in un sistema tre volte più denso salirebbe a circa 200 MeV, portando il sistema $\bar{K}N$ ben al di sopra della soglia $\pi\Sigma$, il superamento della quale introdurrebbe un ulteriore allargamento degli stati.

Per quel che concerne le presunte evidenze sperimentali di DBKS del KEK e i picchi degli spettri di FINUDA (riportati nel paragrafo 4.1), MORT ricorrono a reazioni di assorbimento del tipo $K^- NN \rightarrow YN$, dove $Y = \Lambda, \Sigma$, dove i barioni dello stato finale hanno valori di impulso molto ben definiti, pari a 562 MeV/c nel caso ΛN e 488 MeV/c nel caso ΣN . Poiché il canale ΛN tende ad esser fortemente soppresso per la conservazione dell'isospin e il valore di impulso per decadimenti in ΣN è compatibile con il valore centrale dei picchi osservati al KEK negli spettri inclusivi di protoni e neutroni, è possibile associare i presunti segnali di DBKS a tali reazioni.

20CAPITOLO 1. INTERAZIONE K -NUCLEO E STATI LEGATI DI K NEI NUCLEI

In conclusione, il problema dell'esistenza di stati legati di antikaoni nei nuclei è tuttora aperto e distante da una possibile soluzione; solamente nuove misure dedicate a tale problema, con una statistica superiore a quella attuale, potrebbero permettere di gettare nuova luce su questo problema e fornire indicazioni maggiormente conclusive sull'esistenza di DBKS.

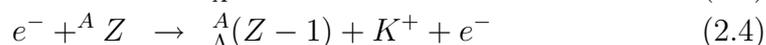
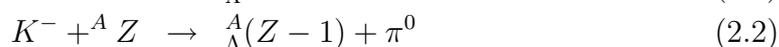
Capitolo 2

L'esperimento FINUDA

L'esperimento FINUDA, acronimo di Fisica NUCleare a DAΦNE, opera presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, ed è stato progettato col preciso obiettivo di studiare gli ipernuclei, tramite sia l'analisi spettroscopica che lo studio delle modalità di decadimento.

Al fine di comprendere meglio la struttura dell'esperimento è necessario fornire qualche breve cenno riguardo la fisica su cui è basata la progettazione di tale apparato sperimentale.

Un ipernucleo è uno stato legato di nucleoni con uno o più iperoni, tipicamente Λ , e può essere descritto immaginando un nucleo nel quale uno dei nucleoni (o più di uno) sia stato sostituito dall'iperone (uno o più). La formazione di tali sistemi può avvenire per mezzo di una delle seguenti reazioni (ordinate in senso decrescente di sezione d'urto):



dove ${}^A Z$ indica il nucleo bersaglio (con A numero di massa, Z numero atomico), mentre ${}^A_\Lambda Z$ è l'ipernucleo formato nel caso di interazione del K^- su neutrone e ${}^A_\Lambda(Z-1)$ su protone.

FINUDA si prefigge l'obiettivo di indagare tali sistemi legati utilizzando la reazione di formazione (eq. 2.1), detta anche di scambio stranezza, con K^- a riposo, che si traduce nella reazione elementare:



In particolare, FINUDA utilizza dei K^- a riposo per produrre gli ipernuclei; in tal modo, la Λ possiede un impulso di circa $p_\Lambda \approx 250 - 260 \text{ MeV}/c$ e può collocarsi anche in livelli energetici nucleari differenti da quello che occupava il neutrone con il quale ha interagito il K^- . Questo fatto permette, quindi, di popolare differenti stati ipernucleari, incluso quello fondamentale.

Per poter studiare gli ipernuclei e, in particolare, gli stati fondamentali e i diversi stati eccitati è necessario conoscere con molta precisione l'impulso tanto del K^- quanto del π^- di formazione. Mentre il K^- quando interagisce è a riposo, o quasi, per raggiungere delle risoluzioni sulle energie dei diversi stati ipernucleari inferiori ad 1 MeV FWHM, in modo da migliorare la risoluzione fino ad ora ottenuta, che, per lo stato fondamentale del ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, l'ipernucleo più studiato, è 1.45 FWHM [42], sarà necessario rivelare i pioni negativi prodotti assieme all'ipernucleo con risoluzione in impulso inferiore a 1%. Quando il K^- interagisce a riposo, il π^- di formazione di un ipernucleo ha, per sistemi leggeri o medio-pesanti ($A < 16$) un impulso nell'intervallo 260-290 MeV/c.

Poiché l'iperone Λ contenuto nell'ipernucleo è stabile rispetto ai processi forti ed elettromagnetici, qualora l'ipernucleo si trovi nel suo stato fondamentale, esso potrà decadere per interazione debole secondo uno dei seguenti processi:

- canale mesonico: questo è il principale modo di decadimento della Λ libera e avviene tramite l'emissione di un pione e di un nucleone.



Il Q -value di tali reazioni è di circa 40 MeV, che corrisponde ad un impulso per i nucleoni dello stato finale di $\sim 100 \text{ MeV}/c$: questo impulso è compatibile con quello di Fermi dei nucleoni racchiusi nel nucleo bersaglio e, pertanto, tale canale di decadimento è inibito dal principio di esclusione di Pauli, specie per gli ipernuclei medio-pesanti ($A > 12$);

- canale non mesonico: negli ipernuclei la possibilità di interazione debole tra l'iperone Λ ed uno o più nucleoni apre un nuovo modo di decadimento, quello non mesonico:



$$\Lambda + NN \rightarrow n + NN \quad (2.10)$$

Bisogna precisare che la reazione 2.10 è stata solo prevista teoricamente, ma, finora, non ancora osservata sperimentalmente.

Nonostante FINUDA sia stato espressamente disegnato per studiare gli ipernuclei, la sua particolare struttura, che ora verrà presentata in dettaglio, lo rende, però, un ottimo strumento per lo studio dell'interazione di K^- a riposo con nucleoni e nuclei e per la ricerca di stati profondamente legati di K^- nei nuclei.

Il rivelatore FINUDA è uno spettrometro magnetico non focalizzante a simmetria cilindrica ed è collocato presso uno dei due punti di interazione dei fasci del collisionatore DAΦNE.

2.1 L'acceleratore DAΦNE

DAΦNE (Double Annular Φ-factory for Nice Experiments) è un collisionatore elettrone positrone che lavora ad un'energia nel centro di massa pari a 1020 MeV.

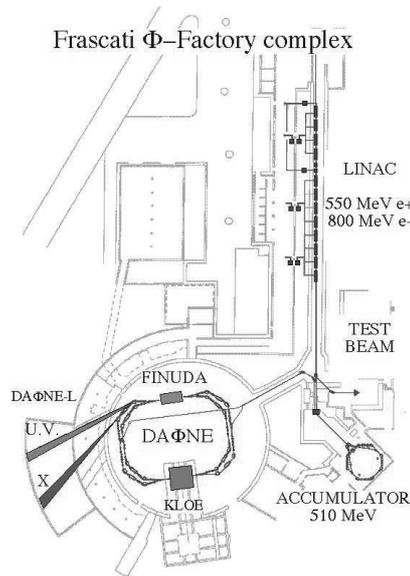


Figura 2.1: Vista d'insieme del collisionatore DAΦNE.

Questo collisionatore è costituito da due distinti anelli nei quali circolano separatamente elettroni e positroni con un'energia pari a 510 MeV, i quali provengono da un sistema di iniezione costituito da una zona di pre-iniezione

e una successiva zona di accelerazione e accumulazione, come si vede in Fig. 2.1. Nella prima zona è presente un catodo, dal quale vengono estratti gli elettroni, e un anodo ad alta tensione, che fornisce una prima accelerazione; quindi si passa alla zona di accelerazione dove si incontra un primo LINAC che porta gli elettroni a 270 MeV. Dopo tale LINAC è presente un bersaglio di materiale ad elevata densità che viene inserito quando si vogliono produrre i positroni: in esso gli elettroni del LINAC emettono fotoni per bremsstrahlung, i quali convertono successivamente in coppie e^+e^- . A questo punto viene selezionata tramite campi magnetici la componente positronica, che verrà accelerata da un secondo LINAC fino all'energia nominale (lo stesso che accelera direttamente gli elettroni quando non c'è il materiale), quindi accumulata in un anello di accumulazione e successivamente iniettata nei due anelli di DAΦNE.

I due fasci vengono, infine, fatti interagire in due differenti zone, presso una delle quali è collocato lo spettrometro FINUDA: in tali punti gli elettroni e i positroni collidono pressoché frontalmente (l'angolo di crossing tra i due fasci è pari a 12.5 mrad) dando luogo alle seguenti reazioni:

$$\begin{aligned}
 e^+e^- &\rightarrow e^+e^- \\
 e^+e^- &\rightarrow \gamma\gamma \\
 e^+e^- &\rightarrow \text{adroni} \\
 e^+e^- &\rightarrow \phi
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

Tra le differenti reazioni, quella di maggior interesse è la (eq. 2.11), che presenta una sezione d'urto pari a 3.26 μbarn : il collisionatore DAΦNE è stato progettato per operare ad un'energia nel punto di interazione dei fasci e^+e^- pari al valore nominale della massa del mesone ϕ ($m_\phi = (1019.460 \pm 0.019) \text{ MeV}/c^2$ con una larghezza $\Gamma_\phi = (4.26 \pm 0.05) \text{ MeV}/c^2$), al fine di ottenere, grazie all'elevata luminosità, un'elevata rateo di produzione di tali mesoni. DAΦNE è quindi classificabile come una ϕ -factory.

Nel corso della presa dati che ha avuto luogo da ottobre 2006 a giugno 2007, la luminosità massima ottenuta è stata $1.4 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre la luminosità integrata sull'intera presa dati è stata di 964 pb^{-1} .

Supponendo che DAΦNE operi ad una luminosità istantanea pari a circa $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si può valutare un rateo atteso di produzione di mesoni ϕ pari a circa 320 al secondo. Tali mesoni, però, data la presenza di un angolo di crossing non nullo, non vengono prodotti a riposo, ma possiedono un *boost* pari a circa 12.3 MeV/c , perpendicolare all'asse dei fasci e diretto lungo la parte positiva dell'asse X nel sistema di riferimento dello spettrometro

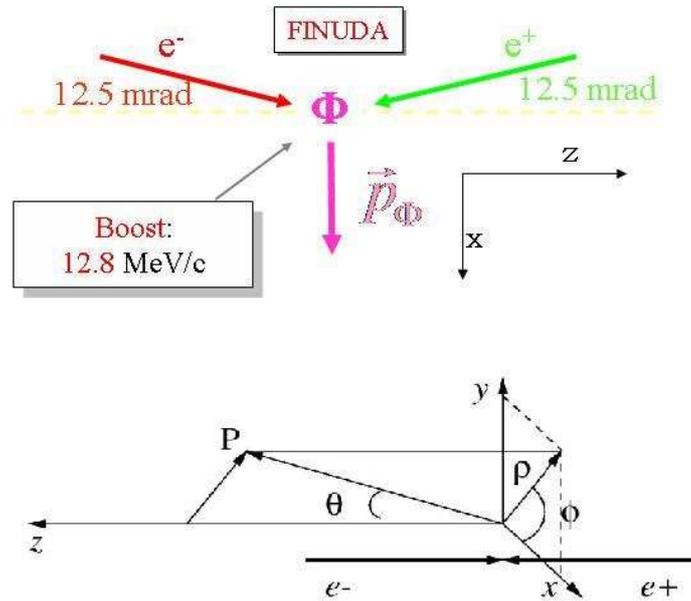


Figura 2.2: Boost della ϕ nel sistema di riferimento dello spettrometro FINUDA (sopra) e sistema di riferimento dello spettrometro FINUDA (sotto).

FINUDA, in cui l'asse Z è preso parallelo all'asse dei fasci, come illustrato in Fig. 2.2.

Il mesone ϕ decadrà, in un tempo pari a circa 10^{-22} s, secondo uno dei seguenti canali:

$$\phi \rightarrow K^+K^- \quad B.R.(49.1 \pm 0.8)\% \quad |\vec{p}_K|=127 \text{ MeV}/c \quad (2.12)$$

$$\phi \rightarrow K_L^0K_S^0 \quad B.R.(34.1 \pm 0.6)\% \quad |\vec{p}_K|=110 \text{ MeV}/c \quad (2.13)$$

$$\phi \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad B.R.(15.5 \pm 0.7)\% \quad |\vec{p}_{\rho\pi}|=181 \text{ MeV}/c \quad (2.14)$$

FINUDA utilizza in particolare il decadimento della ϕ nel canale K^+K^- : i kaoni sono pressoché monocromatici, con un impulso pari a $\sim 127 \text{ MeV}/c$, e vengono prodotti, ad un valore di luminosità pari a $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, con una frequenza di 157 coppie al secondo.

2.2 Lo spettrometro FINUDA

Lo spettrometro FINUDA, del quale si può vedere una vista d'insieme in Fig. 2.3, può esser suddiviso in tre regioni:

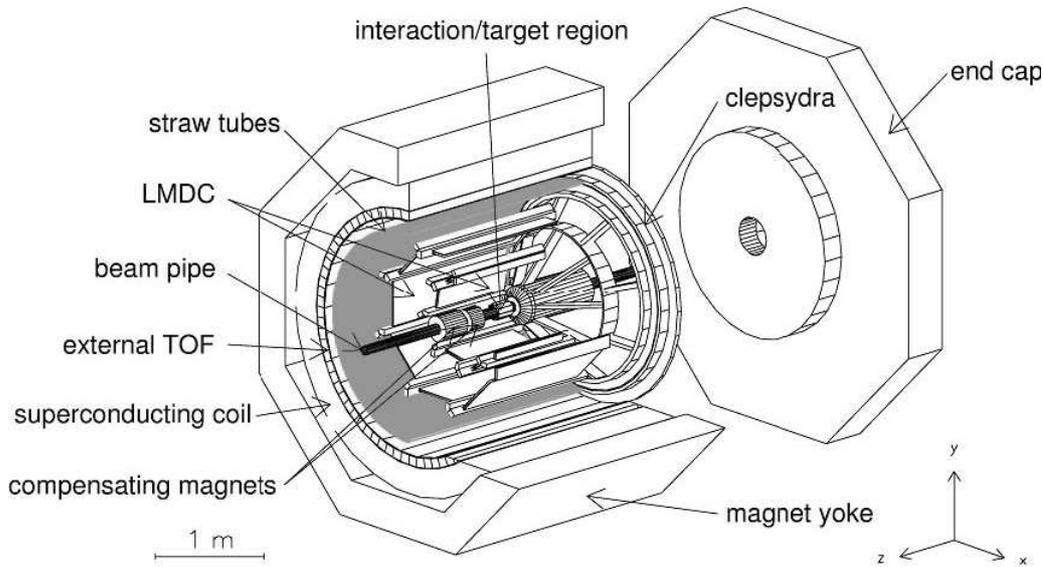


Figura 2.3: Vista 3D dello spettrometro FINUDA.

- la zona di interazione (*interaction/target region* in Fig. 2.3);
- il tracciatore;
- il barile di scintillatori esterno (*external TOF* in Fig. 2.3).

L'intero apparato sperimentale è immerso in un campo magnetico pari a 1.0 T uniforme all'interno di un volume cilindrico di raggio 146 cm e lunghezza 211 cm; tale campo magnetico uniforme è generato da un solenoide superconduttore costituito da un cavo superconduttore in *aluminium stabilized NbTi/Cu*. Il tutto risulta essere chiuso alle due estremità da due end-caps per chiudere le linee di campo magnetico, rimovibili per poter accedere ai rivelatori durante le fasi di monitoraggio e manutenzione.

Lo spettrometro FINUDA possiede un'elevata accettazione angolare, grazie alla sua struttura cilindrica centrata intorno al punto di interazione dei fasci, pari ad un angolo solido di circa 2π sr, molto maggiore dei 100 msr tipici per un esperimento a bersaglio fisso.

2.2.1 La zona di interazione

La zona d'interazione è stata progettata per identificare sia le coppie di kaoni carichi emessi dal decadimento della ϕ che le particelle cariche dovute ad altri processi di riferimento, quali, per esempio, lo scattering Bhabha (il

cui studio permette di ottenere un preciso monitoraggio della luminosità del collisionatore DAΦNE) e per permettere l'arresto dei K^- nei bersagli.

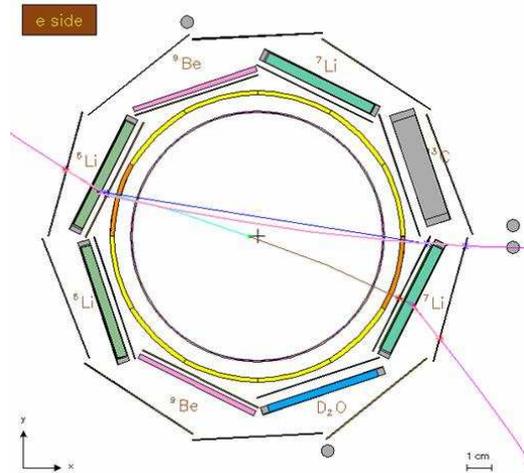


Figura 2.4: Visualizzazione della zona di interazione con rappresentazione di un evento reale. Il K^- (traccia azzurra) colpisce un bersaglio di ${}^6\text{Li}$ e da quest'ultimo escono un protone (verso sinistra) e un π^- (verso destra). Il K^+ (traccia marrone) si è fermato nel ${}^7\text{Li}$ e ha prodotto un μ^+ (in basso a destra).

Questa regione presenta, come si vede in Fig. 2.4, partendo dal punto d'interazione dei fasci:

- un tubo di fascio di berillio;
- uno strato interno di scintillatori (TOFINO);
- uno strato di rivelatori a microstrip di silicio (ISIM);
- otto differenti bersagli.

I rivelatori inseriti in questa regione devono inoltre permettere la determinazione dei punti di interazione dei kaoni nei bersagli.

Beam pipe e TOFINO

La beam pipe è un cilindro di ${}^9\text{Be}$ e possiede un diametro pari a 11 cm e uno spessore di $500\ \mu\text{m}$. Il TOFINO [43] è costituito da 12 sbarre di scintillatori plastici EJ-230, disposte in simmetria cilindrica, ognuna delle quali spessa 1.8 mm: tale spessore ha il principale scopo di minimizzare la perdita

di energia dei kaoni provenienti dalla ϕ , evitando così che si fermino prima di arrivare ai bersagli. Dal momento che lo spessore attraversato è minimo, si ha una riduzione dello scattering multiplo tanto dei K^- , quanto delle particelle provenienti dall'interazione dei kaoni con i bersagli ed emesse all'indietro, verso il tubo di fascio. Tale strato di scintillatori è utilizzato sia per fornire il segnale di inizio per il computo dei tempi di volo (il segnale di fine verrà restituito dal TOFONE, descritto nel paragrafo 2.2.2), sia per distinguere le coppie di kaoni provenienti dalla ϕ da elettroni e positroni dovuti allo scattering Bhabha: dal momento che tale rivelatore fornisce la perdita di energia delle particelle, se si considera che gli elettroni si comportano come particelle minimo ionizzanti, mentre i kaoni perdono circa 8 volte più energia, è possibile, fissando una soglia adeguata, distinguere i due contributi ed effettuare una prima selezione. Il compito di distinguere kaoni carichi da altre particelle viene utilizzato sia in fase di analisi dati, sia per il trigger col quale selezionare eventi ipernucleari in fase di acquisizione.

ISIM

Il secondo rivelatore che i kaoni incontrano è ISIM (Inner Silicon Microstrip) [44]: esso è costituito da 8 differenti rivelatori a microstrip *double sided* di silicio disposti con simmetria ottagonale, con un'apotema di circa 6.5 cm: ognuno di essi è spesso circa $300 \mu\text{m}$, con una superficie totale di $52.6 \times 196.2 \text{mm}^2$. Ognuno di tali moduli possiede una risoluzione spaziale intrinseca pari a $30 \mu\text{m}$ ed è anche in grado di fornire la perdita di energia ΔE con una risoluzione del 20% [45], a partire dalla carica rilasciata al suo interno per ionizzazione dalle particelle cariche.

Lo scopo per il quale è stato progettato ISIM è definire con estrema precisione le coordinate di entrata dei kaoni nei bersagli nucleari, al fine di estrapolare con la massima precisione possibile il punto di arresto del K^- all'interno dei bersagli stessi, la cui conoscenza permette di correggere gli impulsi delle particelle cariche uscenti dal vertice di interazione del K^- per l'energia persa nel bersaglio stesso. Inoltre, nota la perdita di energia nel rivelatore ed essendo calcolabile la lunghezza del percorso in esso effettuato, si può ottenere la perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx , con la quale è possibile identificare le particelle.

Bersagli

Oltrepassato ISIM, i kaoni incontrano uno degli otto bersagli, ognuno dei quali è affacciato ad un modulo di ISIM, dal quale dista circa 2 mm. Nelle

due differenti prese dati finora effettuate da FINUDA, i materiali utilizzati per i bersagli sono cambiati, in particolare:

- prima presa dati: effettuata tra ottobre 2003 e marzo 2004, con due bersagli di ${}^6\text{Li}$, uno di ${}^7\text{Li}$, tre di ${}^{12}\text{C}$, uno di ${}^{27}\text{Al}$ e infine uno di ${}^{51}\text{V}$;
- seconda presa dati: effettuata tra ottobre 2006 e giugno 2007, con due bersagli di ${}^6\text{Li}$, due di ${}^7\text{Li}$, due di ${}^9\text{Be}$, uno di ${}^{13}\text{C}$ e infine uno di D_2O .

Tali bersagli sono suddivisibili in due gruppi, causa la presenza del *boost* della ϕ : i quattro bersagli appartenenti alla zona a coordinata X del sistema di riferimento dello spettrometro (nel seguito MRS) negativa sono associati ad un *anti-boost* della ϕ , mentre i rimanenti quattro sono in corrispondenza del *boost*. Il contributo del *boost* si ripercuote sui kaoni provenienti dal decadimento del mesone e, quindi, implica che un K^- emesso nella zona di *boost* possiederà un impulso maggiore di uno emesso in direzione opposta, cosa che deve esser tenuta in considerazione, se si vuol far fermare i kaoni il più possibile in prossimità della faccia esterna dei bersagli. Per questo motivo è stato introdotto, di fronte ai due bersagli di ${}^7\text{Li}$ della seconda presa dati, strutturalmente identici a quelli di ${}^6\text{Li}$ ma posti entrambi dal lato *boost*, uno spessore di mylar spesso $420\ \mu\text{m}$, che non è presente nei bersagli di ${}^6\text{Li}$.

In tabella 2.1 si riportano le principali caratteristiche geometriche e strutturali dei bersagli¹.

Bersaglio	Zona Boost	Lunghezza	Larghezza	Spessore	Rivestimenti
${}^6\text{Li}$	<i>Anti-Boost</i>	17.6 cm	4.75 cm	4 mm	Pol.
${}^7\text{Li}$	<i>Boost</i>	17.6 cm	4.75 cm	4 mm	Pol.
${}^9\text{Be}$	<i>Anti-Boost</i>	20 cm	5.26 cm	2 mm	Nessuno
${}^{13}\text{C}$	<i>Boost</i>	19 cm	4.66 cm	3 mm	Pol.
D_2O	<i>Boost</i>	19 cm	4.2 cm	10 mm	Pol.

Tabella 2.1: *Caratteristiche strutturali dei bersagli.*

I rivestimenti indicati in tabella hanno, a seconda del bersaglio, differenti finalità: nel caso dei bersagli di Li, lo scopo è quello di evitare il contatto con l'aria e la conseguente ossidazione del materiale stesso e anche di rendere i bersagli più compatti.

Il bersaglio di D_2O è costituito da un telaio di alluminio chiuso da un involucro di poliaccoppiato, nel quale è contenuta acqua pesante allo stato

¹La dicitura riportata in tabella *Pol.* indica un rivestimento costituito da $110\ \mu\text{m}$ di polimeri, suddivisi rispettivamente in $12\ \mu\text{m}$ di poliestere, $10\ \mu\text{m}$ di alluminio e $75\ \mu\text{m}$ di polipropilene.

liquido; per minimizzare i danni in caso di fuoriuscita dell'acqua, questo bersaglio è stato collocato nella posizione più bassa possibile.

Infine il bersaglio di ^{13}C è costituito da un recipiente identico a quello che contiene l'acqua pesante, riempito con polvere di ^{13}C , avente una densità pari a 0.350 g/cm^3 .

2.2.2 Il tracciatore esterno

La seconda parte dello spettrometro FINUDA presenta quattro differenti serie di rivelatori, dai quali è possibile ottenere un minimo di tre punti con cui tracciare le particelle cariche fuoriuscenti dai bersagli. Tali quattro strati sono rispettivamente costituiti da:

- uno strato di rivelatori a microstrip di silicio (OSIM);
- due strati di camere a deriva a bassa densità ;
- un sistema di tubi straw.

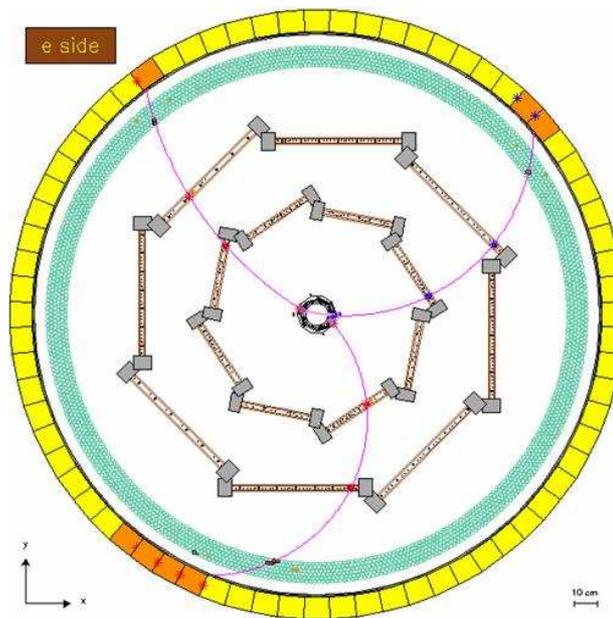


Figura 2.5: Visualizzazione della vista frontale del tracciatore. Si notano le tracce del μ^+ (in basso) e del protone (a sinistra) con curvatura oraria e quella del π^- (a destra) con curvatura antioraria.

L'intero tracciatore esterno è immerso in un'atmosfera di He, al fine di minimizzare l'effetto dello *scattering multiplo* coulombiano sulla traiettoria delle particelle e il conseguente peggioramento sulla risoluzione in impulso.

OSIM

OSIM (Outer Silicon Microstrip) [44, 45] è un sistema di 10 moduli, ognuno dei quali è identico a quelli di ISIM: esso deve restituire il primo dei quattro punti necessari per tracciare le particelle provenienti dal vertice di interazione del K^- con la migliore risoluzione spaziale possibile ($\sim 30 \mu m$). Inoltre, come anche ISIM, è in grado di fornire la perdita di energia per ionizzazione delle particelle cariche che lo attraversano, con cui è possibile discriminare fra le differenti tipologie di particelle. La distanza media di tali rivelatori dal punto di interazione è pari a circa 8.5 cm.

Camere a deriva (Low Mass Drift Chambers)

Ciascuno dei due strati di camere a deriva [46] è costituito da otto camere planari disposte lungo i lati di un ottaedro, inscritto in una circonferenza di raggio 367 mm nel caso delle camere interne e 649 mm per le esterne (pari ad $1/3$ e $2/3$ del raggio totale dell'intero tracciatore, al fine di aver dei punti il più possibile equispaziati tra di loro). I due ottaedri, inoltre, sono ruotati l'uno rispetto all'altro di circa 11° per massimizzare l'accettanza per pioni negativi di 260-290 MeV/c, in quanto la proiezione dei supporti delle camere interne, rispetto alla traiettoria di tali particelle, viene a coincidere con i supporti delle camere esterne.

Le camere interne hanno dimensioni sensibili pari a $316 \times 6 \times 930 \text{ mm}^3$, mentre le camere esterne $566 \times 6 \times 1570 \text{ mm}^3$. Ciascuna delle sedici camere è riempita con una miscela costituita dal 70% di He e dal 30% di iC_4H_{10} , che ha una densità pari a 0.9 mg/cm^3 , e possiede una risoluzione intrinseca nel piano XY pari a circa $\sigma = 150 \mu m$, mentre lungo la coordinata Z (parallela all'asse dei fasci) si ha $\sigma_z < 1.0 \text{ cm}$.

Peculiarità di tali camere a deriva è il loro minimo spessore e l'utilizzo di un gas a bassa densità, affinché sia minima la quantità di materiale che le particelle si trovano ad attraversare e, in conseguenza, lo scattering multiplo e la conseguente degradazione della risoluzione in impulso: questa necessità è dettata dal bisogno di ottenere una risoluzione sui pioni negativi di impulso intorno ai 250-270 MeV/c pari a $\Delta p/p = 0.6\%$ FWHM, che implica una risoluzione sui livelli energetici ipernucleari intorno al MeV (l'effettiva risoluzione raggiunta sui livelli energetici ipernucleari è circa pari a 1.3 MeV). Si noti, infatti, che la richiesta di riduzione dell'effetto dello scattering multiplo è molto forte per i rivelatori che forniscono i punti centrali della traiettoria, mentre può esser rilasciata per i punti estremi. A tal fine è presente solo un strato sensibile all'interno di ognuna delle camere e

l'ambiguità destra-sinistra è risolta utilizzando doppietti di fili anodici. La coordinata Z viene valutata utilizzando il metodo della divisione di carica.

Utilizzando l'energia depositata all'interno della zona sensibile delle camere è possibile ricavare la dE/dx , anche se con una risoluzione molto inferiore a quella dei rivelatori al silicio.

Tubi a straw

L'ultimo rivelatore della zona di tracciamento è un sistema di tubi straw [47], il quale conta in tutto 2424 tubi lunghi ciascuno 255 cm e con un diametro di 15 mm. Tali tubi sono disposti su sei differenti strati di 404 tubi ciascuno, divisi in tre gruppi da due: all'interno di ogni coppia il secondo strato è traslato rispetto al primo della metà del raggio dei tubi, per ottimizzare la copertura angolare; la prima coppia è parallela all'asse Z , mentre le altre due sono ruotate rispettivamente di $+12^\circ$ e -12° , al fine di ottenere una ricostruzione tridimensionale del punto di passaggio della particella. Infatti, mentre le coordinate X e Y del punto di interazione vengono ricavate dal tempo di deriva del segnale nel tubo, la coordinata Z si ottiene dall'informazione sull'intersezione dei tubi colpiti, quelli paralleli all'asse dei fasci con quelli inclinati di $\pm 12^\circ$. All'interno di ognuno dei tubi, per la presa dati 2006-2007 è stata fissata una miscela 50%-50% di Ar ed C_2H_6 .

La scelta di utilizzare tali rivelatori invece di un terzo strato di camere a deriva risiede nel fatto che le tracce, una volta attraversato tutto lo spettrometro, sarebbero arrivate alle camere con un'inclinazione rispetto alla normale alle camere stesse molto elevata (superiore a 70°), con un conseguente notevole peggioramento della risoluzione. I tubi straw, invece, possedendo una simmetria cilindrica, non sono sensibili all'angolo di entrata della particella e questo li rende ottimi candidati come quarto strato di rivelatori. Inoltre, dal momento che questo è l'ultimo punto utile per tracciare la particelle, è possibile rilasciare la richiesta di un rivelatore sottile con poco materiale da attraversare.

Le risoluzioni raggiunte sono $150 \mu\text{m}$ nel piano XY e $500 \mu\text{m}$ lungo la coordinata Z .

2.2.3 Il barile esterno di scintillatori (TOFONE)

L'intero apparato sperimentale è racchiuso da un barile di scintillatori che conta 72 slab trapezoidali lunghe 2550 mm, larghe 107 mm sul lato interno e 116 mm sul lato esterno e spesse 100 mm, ognuna composta di uno scintillatore plastico BC408.

Tali scintillatori possiedono una risoluzione temporale pari a 480 ps e vengono utilizzati come segnale di fine per il computo del tempo di volo. Questo rivelatore, inoltre, è anche in grado di rivelare neutroni con un'efficienza di circa il 10% e una risoluzione in energia, per neutroni con 80 MeV di energia cinetica, pari a 8 MeV. Utilizzando l'informazione congiunta del tempo di volo con la lunghezza ricostruita della traccia e l'impulso della particella, è possibile implementare una procedura di identificazione di particelle.

2.3 La logica di trigger

Nel punto di interazione dei fasci di elettroni e positroni possono avvenire diverse reazioni oltre alla produzione di coppie di kaoni carichi, da cui la necessità di utilizzare un trigger che vada a selezionare solo eventi nei quali venga a formarsi una ϕ , che poi decada in una coppia di kaoni carichi. Le reazioni presenti con un valore di sezione d'urto non trascurabile sono:

- $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K^+K^-$;
- $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_L^0 K_S^0$ dove $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$;
- $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \rho\pi$ dove $\rho \rightarrow \pi\pi$;
- $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$;
- $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, cioè scattering Bhabha;
- effetto Touschek: causa urti delle particelle all'interno dello stesso *bunch* è possibile che un elettrone o un positrone vadano ad interagire con la beam pipe, dando origine ad uno sciame elettromagnetico, che viene ad esser rivelato nel tracciatore.

Il trigger per selezionare eventi candidati ipernucleari richiede:

- la presenza di almeno due *hit* su altrettante sbarre del TOFINO poste in *back to back esteso*. A causa della presenza del campo magnetico del solenoide, le coppie di kaoni non conserveranno la loro quasi collinearità e, quindi, dati il valore del campo magnetico B e la segmentazione angolare del TOFINO, bisogna richiedere che, per un segnale di un kaone su una certa sbarra del TOFINO, sia presente un secondo segnale nella sbarra opposta oppure in una delle due adiacenti ad essa. Inoltre la richiesta di almeno due sbarre colpite è giustificata dal voler considerare i possibili segnali delle particelle prodotte dall'interazione dei kaoni ed emesse all'indietro.

- almeno due sbarre adiacenti del TOFONE colpite. Tale richiesta deriva dalla necessità di scartare eventi Touschek, i quali producono fotoni che colpiscono solo una singola *slab* ciascuno. Eventi con un pione negativo emesso dal vertice di interazione del K^- , invece, colpiscono più *slab* adiacenti, poiché il π^- arriva sul TOFONE con una traiettoria inclinata di oltre 60° .
- energia rilasciata nel TOFINO superiore a 2.5 MeV, in modo tale da scartare le MIP e selezionare i kaoni lenti provenienti dalla ϕ ;
- coincidenza temporale tra il segnale sul TOFINO e almeno un segnale sul TOFONE entro 10 ns, per identificare la presenza di un pione negativo di formazione. Questa finestra temporale stretta serve per selezionare nel modo più efficace possibile i pioni negativi di circa 260-290 MeV/ c , che impiegano 4-9 ns per arrivare sul TOFONE, dai μ^+ del decadimento del K^+ , la cui distribuzione dei tempi di volo presenta una lunga coda verso tempi maggiori. Va notato che, data la distribuzione esponenziale della vita media dei K^+ , saranno sempre presenti eventi in cui il trigger è fatto scattare da queste particelle, eventi che andranno riconosciuti in seconda analisi (tali eventi sono utilizzati per la calibrazione in impulso del rivelatore).
- energia rilasciata sul TOFONE superiore a 5 MeV per scartare il rumore di fondo.

Oltre a questo trigger, FINUDA prevede anche altri trigger, quali il trigger BHABHA e il trigger per i raggi cosmici, entrambi ottenuti andando a modificare le richieste sul numero di *hit* e sulla perdita di energia su TOFINO e TOFONE.

2.4 Programma di simulazione e ricostruzione

Il software off-line di FINUDA è suddiviso in due moduli principali: il programma di simulazione `fidamc` e quello di ricostruzione `fidarc`.

2.4.1 Il programma di simulazione

Il programma di simulazione è basato sul pacchetto GEANT 3.21, sviluppato al CERN con l'obiettivo di simulare esperimenti di fisica nucleare delle alte energie e permette di riprodurre sia eventi fisici, quanto le caratteristiche dell'apparato sperimentale. Tra gli eventi fisici simulabili con `fidamc` figurano

la formazione della risonanza ϕ e lo scattering Bhabha, per la zona di interazione dei fasci, quindi formazione e decadimento di ipernuclei in ciascuno dei materiali bersaglio, eventi appartenenti alle diverse tipologie di fondo possibile, formazione di DBKS e, infine, passaggio di raggi cosmici.

Per quanto riguarda l'apparato sperimentale, il programma `fidamc` permette di immagazzinare informazioni sulla struttura completa dell'intero apparato, al fine di valutare, nel tracciamento delle particelle prodotte, contributi dovuti alla struttura geometrica dei rivelatori e dei supporti, alle possibili interazioni che possono avvenire nei differenti materiali di cui è composto l'apparato sperimentale, alla mappa del campo magnetico, nonché la simulazione della risposta dei rivelatori al passaggio delle particelle e della conseguente digitalizzazione del segnale. Il programma di simulazione fornisce in *output* un `Raw Data Tape` contenente tutte le informazioni simulate, da dare poi in ingresso al programma di ricostruzione `fidarc`, per far sì che i dati simulati seguano la stessa catena di ricostruzione a analisi dei dati reali e il file di geometria, nel quale sono presenti tutte le caratteristiche strutturali dell'intero apparato sperimentale, con il grado di precisione con cui è stato descritto, che verrà in seguito letto dal programma di ricostruzione.

2.4.2 Il programma di ricostruzione

Il programma di ricostruzione `fidarc` è in grado di elaborare sia eventi reali quanto eventi simulati: esso è in grado di ricostruire eventi generati da raggi cosmici, utili in fase di allineamento e calibrazione dei rivelatori, eventi di scattering bhabha, con i quali è possibile monitorare i parametri di funzionamento dell'acceleratore DAΦNE e, infine, eventi raccolti con *trigger* ipernucleare, categoria cui appartengono i dati analizzati nella presente tesi.

La ricostruzione degli eventi con *trigger* ipernucleare inizia con la ricerca della coppia di kaoni carichi provenienti dal decadimento del mesone ϕ : il programma `fidarc` ricerca una coppia di segnali sullo strato di rivelatori interni al silicio, ISIM, che presentino una perdita di energia ΔE compatibile con l'energia rilasciata nelle slab di TOFINO all'interno del settore angolare azimuthale sotteso dal modulo di ISIM colpito e corrispondente ad un K di basso impulso. Utilizzando solamente questi due punti, `fidarc` è in grado di ricostruire il vettore impulso di ciascuno dei kaoni prodotti dal decadimento del mesone ϕ . Per effettuare questa ricostruzione viene tenuto conto del fatto che il mesone ϕ non viene prodotto a riposo, bensì con un ben noto boost lungo l'asse X nel piano trasverso all'asse dei fasci; la presenza di questo boost implica che la somma dei due vettori impulso sia diversa da zero e sia pari al boost; inoltre, le eliche che andranno a descrivere i due kaoni non possiederanno medesima curvatura, andando a rompere la simmetria che

avrebbe un evento a riposo. Il vincolo della somma dei vettori pari al boost e l'esser questi opposti nel sistema di riferimento del centro di massa permette di ottenere, noti solamente due punti, sia il vertice di formazione della ϕ , che il valore del vettore impulso dei kaoni all'atto della loro formazione. Quest'ultimo, in particolare, è di cruciale importanza, in quanto essenziale per poter tracciare correttamente tramite il pacchetto GEANT il K^- durante l'attraversamento del tubo di fascio, quindi del TOFINO, di ISIM e all'interno del bersaglio, andando così ad individuare il punto di arresto, che coinciderà con il punto di interazione e di emissione delle particelle primarie. Tali particelle perderanno energia all'interno del bersaglio e, per valutare correttamente tale quantità, è necessario conoscere precisamente il punto di arresto del K^- . Tale procedura di ricostruzione presenta una risoluzione di alcune decine di μm nella determinazione della coordinata radiale di arresto del K^- , mentre l'efficienza di ricostruzione delle coppie K^+K^- è pari al 95%.

A questo punto inizia il tracciamento delle particelle prodotte dal vertice di interazione del K^- . In primo luogo, *fidarc* cerca all'interno del piano trasversale, l'allineamento di tre punti lungo una circonferenza, secondo le seguenti combinazioni di *hit* (nel prosieguo lo strato di camere interne verrà indicato come DCH1, mentre quello esterno DCH2):

- STRAW–DCH2–OSIM;
- STRAW–DCH1–OSIM;
- DCH2–OSIM–ISIM.

A questo punto è necessario ricercare il vertice di interazione da cui proverebbe la traccia passante per i tre punti appena trovati. Per far ciò, si calcola la distanza tra i vertici di arresto del K^- e del K^+ e il centro della circonferenza appena trovata. Candidati vertici saranno quelli per cui la distanza è compatibile, entro gli errori, con il raggio di tale circonferenza. È inoltre effettuato un fit lineare nel piano (Z, ϕ) tra le coordinate dei tre punti nel tracciatore e il presunto vertice di provenienza, per confermare o confutare la possibile assegnazione di vertice. Qualora il vertice sia trovato, si procede ad una prima interpolazione dei punti con un'elica, seguita da un ulteriore calcolo della distanza vertice kaone - elica, per confermare o meno la definitiva assegnazione del vertice. Infine si ricercano ulteriori hit sullo strato di camere mancante e, eventualmente, su ISIM.

In tal modo è possibile ottenere tracce con quattro hit, nelle seguenti configurazioni:

- ISIM–DCH1–DCH2–STRAW;

- ISIM–OSIM–DCH1–DCH2;
- OSIM–DCH1–DCH2–STRAW;
- ISIM–OSIM–DCH1–STRAW;
- ISIM–OSIM–DCH2–STRAW.

Oppure rimanere con tracce con tre hit del tipo:

- ISIM–OSIM–DCH1;
- ISIM–OSIM–DCH2;
- OSIM–DCH1–DCH2;
- OSIM–DCH1–STRAW;
- OSIM–DCH2–STRAW.

Le tipologie di tracce presentate sono suddivise in due grandi categorie: tracce lunghe, se presentano un hit sugli straw e tracce corte se non lo presentano, cosa che può avvenire o perché la particella possiede un impulso troppo basso per riuscire a raggiungerli e spiralizza nel campo magnetico, o perché l'angolazione della traccia non le ha permesso di passare nella zona dove sono presenti gli straw, colpendo gli *end caps*, oppure per inefficienza degli straw stessi.

2.4.3 Procedura di interpolazione delle tracce

Dal momento che l'apparato sperimentale di FINUDA presenta un'elevata trasparenza, è lecito considerare l'impulso delle particelle come costante e, quindi, interpolare i punti riconosciuti come appartenenti alla stessa traccia tramite una spline. Tale interpolazione, però, necessita la conoscenza tanto delle coordinate spaziali dei singoli hit, quanto delle incertezze su tali valori. Queste quantità, però, sono note solo per ISIM e per OSIM.

Per quanto riguarda le camere a deriva, le coordinate spaziali sono ricostruite nel seguente modo: le coordinate dell'intersezione della traccia con il punto mediano della camera si ottengono dai tempi di deriva del segnale sul filo in cui il segnale è indotto e da una stima dell'angolo di attacco della particella relativamente al piano della camera. La coordinata Z, invece, è ricostruita con metodo della divisione di carica.

Per i tubi a straw, invece, le coordinate sono calcolate considerando il tempo di deriva all'interno dei tubi, per le coordinate trasversali, mentre la coordinata Z è valutata dall'intersezione geometrica dei tubi colpiti.

La procedura di interpolazione vera e propria avviene in modo iterativo: si effettua una prima interpolazione con una spline, quindi, acquisita una più precisa approssimazione riguardo all'angolo di attacco alle camere, si ripete l'interpolazione, fino ad arrivare ad un risultato convergente.

Al termine del fit si calcola, dunque, l'impulso della particella (definito nello spettrometro), quindi si procede ad estrarre il vettore impulso su OS-IM e da qui, mediante GEANE, la particella viene tracciata all'indietro nel bersaglio fino al piano parallelo alla superficie del bersaglio stesso contenente il vertice di arresto del K . Se tale tracciamento è possibile, la traccia viene detta estrapolata ed è possibile il calcolo dell'impulso che la particella carica possedeva all'atto della formazione, valutando la perdita di energia durante il percorso compiuto all'interno del bersaglio.

2.5 Il programma scientifico di FINUDA

L'esperimento FINUDA studia le seguenti tematiche:

- decadimenti mesonici e non mesonici degli ipernuclei [48];
- spettroscopia ipernucleare [49];
- ipernuclei ricchi di neutroni [50];
- stati legati di K^- all'interno della materia nucleare [34, 35];
- interazioni del K^+ con nucleoni e, in particolare, reazioni di scambio carica come $K^+n \rightarrow K_S^0p$ [51].

Per quanto riguarda la spettroscopia ipernucleare e lo studio dei decadimenti mesonici e non mesonici degli ipernuclei, l'esperimento si propone di aumentare la precisione nella misura dell'energia dello stato fondamentale e dei diversi stati eccitati e di misurare i ratei di produzione per i diversi stati finali del decadimento e la vita media degli ipernuclei stessi. In particolare si vuole determinare con maggiore precisione il tasso della reazione di decadimento di ipernuclei nel caso di interazione della Λ con un neutrone (eq. 2.8), oppure con un protone (eq. 2.9) e confrontare il rapporto di tali valori Γ_n/Γ_p con le previsioni teoriche e studiare i decadimenti mesonici (eq. 2.6, 2.7), valutando il rate relativo alla reazione 2.6. Infine si vuole cercare di indagare ulteriormente il perchè, nel decadimento della Λ , si privilegino stati finali che implicino variazione di isospin pari ad $1/2$ piuttosto che $3/2$ (regola $\Delta I = 1/2$).

È necessario ricordare anche lo studio di decadimenti rari di ipernuclei, come ${}^4_{\Lambda}\text{He} \rightarrow d + d$.

Lo studio degli ipernuclei ricchi di neutroni è possibile, in quanto si ha un aumento di stabilità del sistema nucleare grazie alla presenza d'iperone Λ : è, infatti, possibile produrre sistemi dove $N/Z \gg 2$, i quali vengono prodotti mediante una reazione *a due step* di scambio stranezza e scambio carica:

$$K_{stop}^- + {}^A_Z \rightarrow {}^A_{\Lambda}(Z-2) + \pi^+ \quad (2.15)$$

Tale catena di reazioni, ipotizzata, ma non ancora osservata sperimentalmente, ha un rateo valutato circa due ordini di grandezza inferiore di quello della reazione di scambio stranezza (eq. 2.1), vale a dire $10^{-5}/K_{stop}^-$ e la segnatura sperimentale è caratterizzata dalla presenza di un π^+ , dalle cui caratteristiche si può studiare la natura dell'ipernucleo formato. I possibili ipernuclei ricchi di neutroni che possono esser formati a FINUDA sono ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ nel bersaglio di ${}^6\text{Li}$ e ${}^7_{\Lambda}\text{H}$ nel ${}^7\text{Li}$ e ${}^{12}_{\Lambda}\text{Be}$ nel ${}^{12}\text{C}$.

Infine, un altro oggetto di studio è l'interazione del K^+ con nucleoni che permetterebbe di sondare l'interno dei nuclei, grazie all'interazione molto debole K^+N , della quale sono attualmente a disposizione pochi dati ad energie prossime a soglia.

Per quanto riguarda l'esistenza di stati legati di kaoni all'interno dei nuclei, essa costituisce l'oggetto del presente lavoro di tesi.

Capitolo 3

Identificazione di particelle

L'analisi dati riportata nel seguito è stata effettuata sui dati relativi alla presa dati dell'esperimento FINUDA che ha avuto luogo tra ottobre 2006 e giugno 2007 ed è stata effettuata utilizzando il *framework* ROOT [52].

3.1 Prime selezioni

Il primo passo nell'analisi dei dati acquisiti mediante trigger ipernucleare è stato quello di effettuare delle selezioni di qualità sugli eventi. In primo luogo si è richiesto che il vertice K^+K^- fosse stato ricostruito, in modo tale da aver conferma dell'avvenuta formazione e decadimento del mesone ϕ . Altra richiesta fondamentale è che il K^- proveniente dal decadimento della ϕ si fosse fermato in bersaglio e non nei rivelatori di ISIM o OSIM o in altre zone dell'apparato. Terza ed ultima richiesta essenziale è quella che tutte le tracce provenienti dal vertice di interazione del K^- fossero state interpolate dal programma di ricostruzione e estrapolate all'indietro nel bersaglio; la prima richiesta implica l'avvenuta valutazione dell'impulso della particella una volta uscita da bersaglio, mentre la seconda è essenziale per poter corregger l'impulso trovato per la perdita di energia nel bersaglio e ottenere, così, l'impulso posseduto dalla particella quando viene prodotta.

3.2 Identificazione delle particelle

Individuato un campione di eventi di qualità, l'analisi è proseguita con l'implementazione di un algoritmo di identificazione delle particelle (nel seguito PID). L'identificazione dei vari tipi di particelle presenti (pioni, protoni, deutoni e trizi) è stata effettuata utilizzando due differenti procedure,

poi combinate tra loro per ottenere il PID più efficiente possibile: identificazione a partire dalla perdita di energia per unità di lunghezza all'interno dei rivelatori e identificazione basata sul tempo di volo delle particelle.

3.2.1 Perdita di energia

Il programma di ricostruzione di FINUDA è in grado di calcolare la perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx nei rivelatori al silicio e negli strati di camere a deriva utilizzando la carica indotta dal passaggio della particella attraverso i rivelatori al silicio, oppure la carica rilasciata per ionizzazione nel caso delle camere a deriva. Utilizzando le informazioni provenienti dal tracciamento della particella e dalla sua estrapolazione in bersaglio, il programma di ricostruzione valuta il percorso effettuato dalla particella all'interno del rivelatore, in modo tale da poter, infine, fornire la perdita di energia specifica per unità di lunghezza dE/dx .

La perdita di energia media di una particella nell'attraversare un materiale con numero atomico Z , numero di massa A ed energia di ionizzazione I è pari, secondo la formula di Bethe Bloch, a:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad \text{con} \quad T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \frac{m_e^2}{M^2}} \quad (3.1)$$

dove β e γ sono quantità cinematiche relative alla particella incidente, come anche la sua massa M e la carica ze . Sono stati trascurati i termini di schermatura e di polarizzazione, in quanto il primo diventa importante solo per $\gamma > 30$, mentre le particelle in FINUDA hanno sempre $\gamma < 3$, e il secondo è importante solo se $\beta \rightarrow 0$, anche in questo caso non di interesse per le particelle in FINUDA.

Poiché il programma di ricostruzione fornisce direttamente l'impulso di ogni particella, verrà ora affrontata un'analisi della dE/dx in funzione dell'impulso delle particelle.

In Fig. 3.1 è riportata la perdita di energia per unità di lunghezza nei due strati di rivelatori al silicio, ISIM ed OSIM, in funzione dell'impulso nel tracciatore (vale a dire non ancora corretto per la perdita di energia nei bersagli) per ciascuna particella e anche l'andamento della curva di Bethe Bloch nel caso di pione, protone, deutone e trizio. Per realizzare questi due grafici, come poi anche quelli relativi alle camere riportati nel seguito, sono state scelte tracce provenienti dal vertice di interazione del K^- per eventi nei quali fosse presente un K^+ arrestatosi nel bersaglio opposto, dal cui vertice di interazione provenisse una sola particella e che tale particella

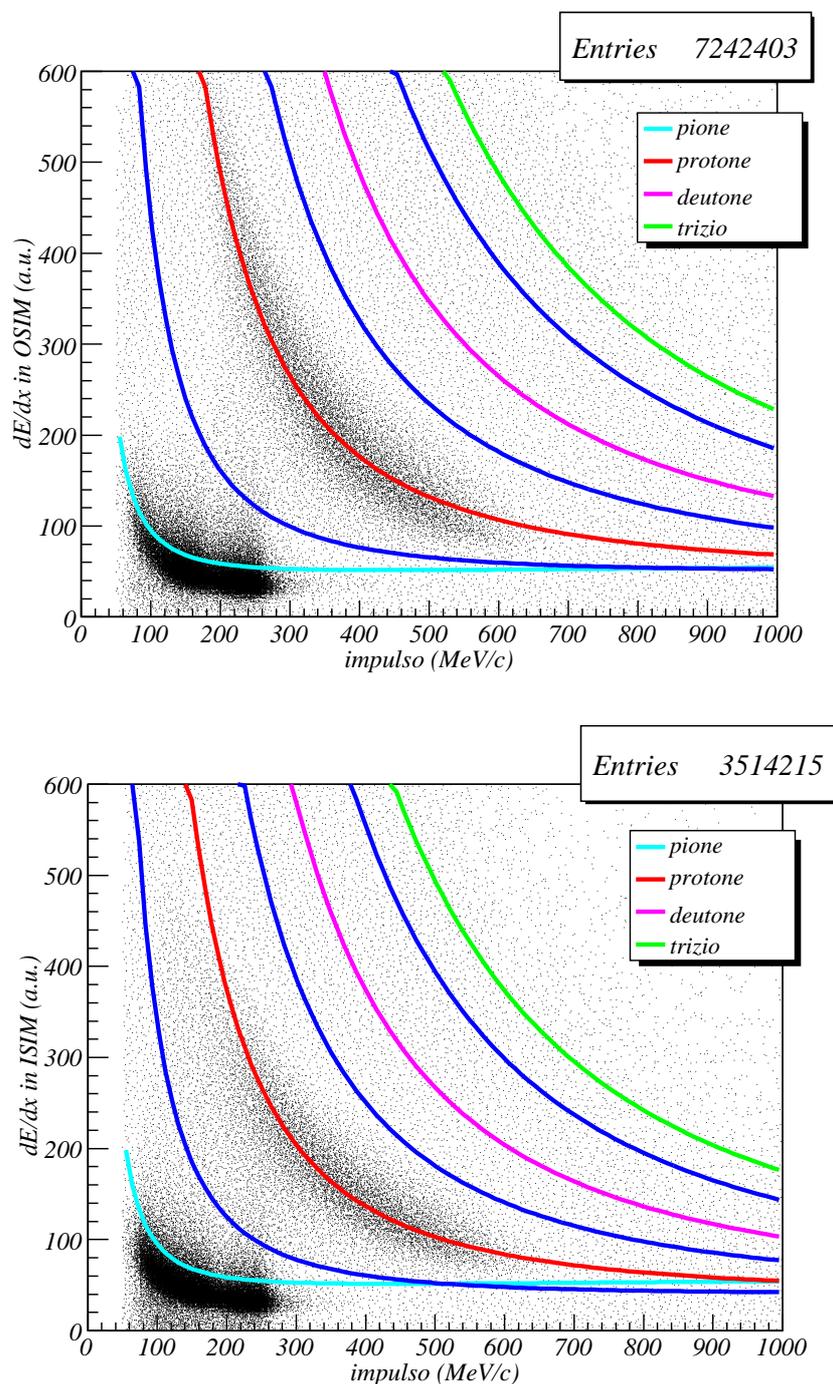


Figura 3.1: Perdita di energia in OSIM (sopra) e in ISIM (sotto). In entrambi i grafici si è utilizzata la seguente assegnazione di colori: celeste per i pioni, rosso per i protoni, viola per i deutoni, verde per i trizi, blu per i limiti delle bande.

possedesse carica positiva e impulso compreso tra 180 e 260 MeV/ c (intervallo che contiene tanto i 205 MeV/ c di impulso del π^+ del decadimento del K^+ , quanto i 236 MeV/ c di impulso del μ^+). Questo al fine di rigettare eventi nei quali vi fosse stato un errore di identificazione della carica dei kaoni.

Osservando i due grafici si nota la presenza di un chiaro addensamento di particelle collocato lungo la curva della dE/dx relativa ai protoni. Risulta, così, possibile delimitare una regione all'interno della quale associare ad ogni particella presente l'identificazione di protone: per far ciò si è fatto nuovamente ricorso alle curve di Bethe-Bloch. Andando a variare la massa M nella formula (3.1), si sono ricercate due curve (le due linee blu collocate più in basso) che delimitassero inferiormente e superiormente la banda dei protoni, ottenendo come valore ottimale del parametro libero M nel caso dei rivelatori al silicio $M = (m_p \pm 0.5) \text{ GeV}/c^2$, con m_p la massa del protone. Tale parametro è stato scelto a seguito di una procedura iterativa nella quale, per ogni valore di M , sono state valutate efficienza e contaminazioni tramite l'analisi della massa ricavata dai tempi di volo, fino a trovare il valore che massimizzasse l'efficienza e rendesse minime le contaminazioni.

Sempre osservando le fig. 3.1, si nota che la scelta di tali bande potrebbe aver selezionato una zona eccessivamente ampia, specie per quanto riguarda il limite inferiore. Il motivo di tale scelta risiede nel voler identificare il maggior numero possibile di candidati protoni: infatti, dal momento che l'informazione della perdita di energia è soggetta alla contaminazione dovuta alle code di Landau di suddetta distribuzione, si è preferito effettuare una selezione meno stringente in termini di contaminazioni per quanto riguarda i singoli rivelatori, per poter poi, combinando tra loro i diversi PID dei rivelatori del tracciatore e quello proveniente dal tempo di volo, elidere le contaminazioni perdendo il numero minor possibile di protoni veri.

Le bande ora fissate, però, permettono di distinguere solo i protoni dal resto delle particelle: infatti, la zona sottostante contiene sia il contributo dei pioni positivi e negativi, che quello dei muoni in entrambi gli stati di carica ed eventuali elettroni e positroni. Se, però, si utilizza anche l'informazione della carica della particella, è possibile andare a distinguere ulteriormente: riguardo le particelle negative, la presenza della banda dei protoni non apporta alcun miglioramento nell'individuazione delle particelle, poiché il contributo di muoni negativi o elettroni è trascurabile in confronto a quello dei pioni negativi e altre particelle negative tracciabili non sono presenti. La selezione sulla perdita di energia, però, è comunque utile, al fine di rigettare eventi nei quali la carica fosse stata identificata erroneamente.

Per le particelle positive il discorso è più complesso: infatti nella zona sottostante la banda dei protoni sarà presente tanto una minima contaminazione di protoni, quanto un sensibile contributo di muoni positivi provenienti dal

decadimento del K^+ dovuto ad errata assegnazione del carica del kaone, che vanno ad aggiungersi ai pioni positivi provenienti sempre dal decadimento del K^+ e a quelli prodotti dal vertice di interazione del K^- . Utilizzando solamente l'informazione dei silici non è possibile distinguere queste tipologie di particelle, cosa che invece è possibile fare sfruttando il tempo di volo. I pioni provenienti dal vertice di formazione del K^- , infatti, saranno prodotti istantaneamente (entro 1 ns), mentre quelli provenienti dal decadimento del K^+ seguono una distribuzione esponenziale con vita media pari a ≈ 12 ns. Una selezione sui tempi di volo permetterà di ridurre tale contributo e selezionare al meglio i pioni positivi provenienti dal decadimento del K^+ .

La zona superiore alla banda dei protoni, invece, conterrà solamente deutoni e trizi. Dal momento che nessuna banda di tali particelle è individuabile da grafico 3.1, si sono studiati tutti gli eventi oltre la banda dei protoni e per i quali in Fig. 3.2 si riporta il grafico della dE/dx vs. p .

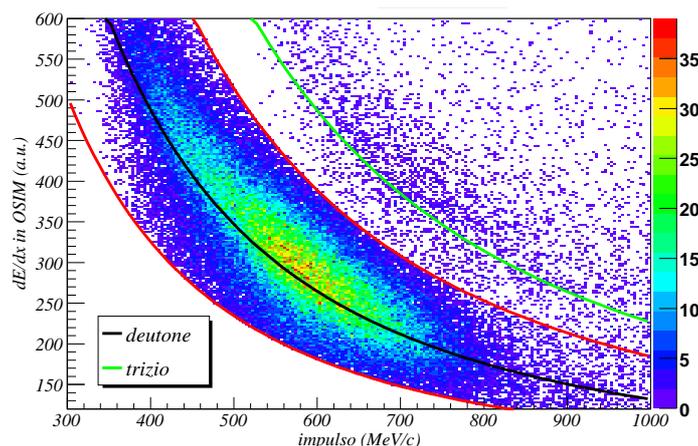


Figura 3.2: Perdita di energia delle particelle al di sopra della banda dei protoni. Sono riportate le Bethe-Bloch riferite a deutoni e trizi e le curve che delimitano la banda dei deutoni. Il codice colore utilizzato è il seguente: nero per i deutoni, verde per i trizi, rosso per i limiti della banda dei deutoni.

Su tale grafico è presente la curva riferita alla perdita di energia dei deutoni e dei trizi e il limite superiore della banda dei protoni; oltre a tali curve si è inserita un'ulteriore curva di Bethe-Bloch, che selezionasse la banda dei deutoni, corrispondente a $M = (m_d + 0.55) \text{ GeV}/c^2$, con m_d la massa del deutone.

Sempre facendo riferimento ai grafici in Fig. 3.1 è possibile porre in rilievo alcune differenze tra le due distribuzioni. In primo luogo la dE/dx

in OSIM è apparentemente superiore a quella in ISIM: questo fatto non è dovuto alla fisica della perdita di energia nei due strati di rivelatori, bensì al differente utilizzo che di questi ultimi viene fatto. Mentre lo strato interno di silici, ISIM, ha tanto il compito di identificare le coppie di kaoni provenienti dal decadimento della ϕ , quanto quello di fornire informazioni sulle perdita in energia delle particelle emesse indietro, vale a dire quelle che, invece di dirigersi subito verso il tracciatore, prima attraversano la zona di interazione, OSIM deve fornire informazioni limitatamente a particelle emesse dal vertice di interazione del K^- , la cui perdita di energia è inferiore a quella dei kaoni. Poiché la perdita di energia è valutata a partire dalla carica prodotta per ionizzazione, successivamente amplificata e inviata a degli ADC, identici per ISIM e OSIM, si ha la necessità di accomodare sulla scala degli ADC di ISIM tanto il segnale dovuto ai kaoni, pari a circa ≈ 20 la perdita di energia di una MIP, quanto quello delle MIP: in conseguenza a ciò, l'amplificazione scelta del segnale in ISIM è inferiore a quello utilizzato in OSIM, attraversato solo da MIP. Da qui l'apparente diversità dei valori di perdita di energia.

In secondo luogo, anche la statistica è differente, in quanto in ISIM è presente circa il 47% degli eventi di OSIM: questo fatto si spiega ricordando che, affinché la particella venga tracciata, deve esser presente un segnale su OSIM; tutti gli eventi, quindi, possiederanno OSIM, mentre ISIM sarà presente solamente per le particelle emesse all'indietro, che, assumendo una distribuzione spaziale isotropa delle particelle prodotte, saranno circa la metà del totale, in accordo con quanto indicato in Fig. 3.1.

Selezionate le zone contenenti candidati pioni, protoni, deutoni e trizi relative ai rivelatori al silicio, si è passati ad effettuare analoga analisi sulle camere a deriva.

In fig. 3.3 è riportata la dE/dx in funzione dell'impulso per lo strato di camere interne e per le esterne. Utilizzando la medesima procedura del caso dei rivelatori in silicio, sono state scelte inserite le curve di Bethe-Bloch relative a pioni, protoni, deutoni e trizi (linea celeste, rossa, viola e verde) e altre tre curve (linee blu), atte a delimitare le zone cui si trovano i candidati per ogni tipologia di particelle. I parametri di queste ultime tre curve sono, rispettivamente: $M = (m_p \pm 0.6) \text{ GeV}/c^2$ per la banda dei protoni e $M = (m_d \pm 0.55) \text{ GeV}/c^2$ per quella dei deutoni.

Come si vede sia dai grafici che dalla scelta di bande più larghe rispetto a quelle utilizzate con i rivelatori al silicio, gli addensamenti sono molto meno definiti: questo fatto si spiega ricordando che le camere a deriva sono dei rivelatori di posizione e che solo in seconda battuta possono essere utilizzati per l'identificazione di particella. Poiché sono rivelatori a bassa densità, la distribuzione della perdita di energia presenta code di Landau molto più pronunciate, da cui le distribuzioni maggiormente allargate.

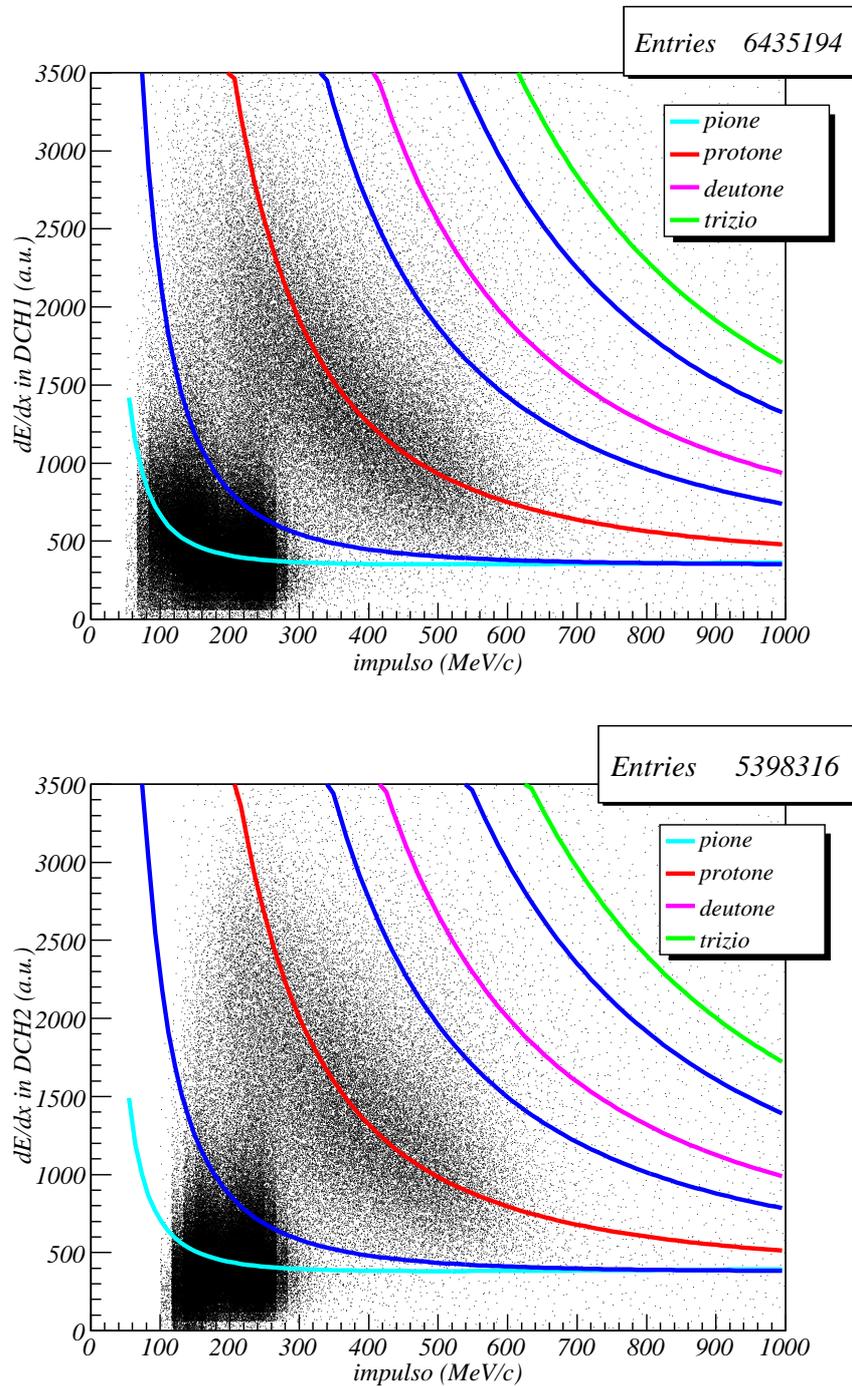


Figura 3.3: Perdita di energia nello strato di camere interne (sopra) e nello strato di camere esterne (sotto). In entrambi i grafici si è utilizzata la seguente assegnazione di colori già usata per ISIM e OSIM: celeste per i pioni, rosso per i protoni, viola per i deutoni, verde per i trizi, blu per i limiti delle bande.

Inoltre, mentre per i rivelatori al silicio e per lo strato di camere interne il valore minimo di impulso delle particelle rivelate è circa $60 \text{ MeV}/c$, per le camere esterne è pari a $\approx 100 \text{ MeV}/c$: questo fatto è dovuto alla maggiore distanza di tale strato di rivelatori dai bersagli; in questo caso un maggior numero di particelle di basso impulso spiralizza senza riuscire a raggiungere tale strato di rivelatori. Per questo motivo il numero di particelle riportato nel grafico relativo allo strato di camere interne è superiore a quello delle camere esterne.

3.2.2 Identificazione mediante il tempo di volo

Una seconda differente metodologia di identificazione di particella che è stata utilizzata è quella che si basa sul tempo di volo delle particelle: tale tempo è quello che intercorre tra l'istante in cui il K^- ha rilasciato un segnale nello strato di scintillatori interni (TOFINO) e quello in cui la particella prodotta è arrivata sul barile di scintillatori esterni (TOFONE). Trascurando il tempo necessario al K^- per percorrere i pochi millimetri che lo separano dai bersagli, il tempo di arresto e di interazione, che si valuta non superare globalmente i 200 ps, il tempo di volo è approssimabile con il tempo impiegato dalla particella per passare dal punto di formazione a quello di arrivo sul TOFONE. Dal momento che il programma di ricostruzione ricava dal tracciamento della particella tanto l'impulso quanto la lunghezza di traccia, è possibile ricavare la massa della particella partendo dal calcolo del β della particella:

$$\beta = \frac{L}{cT} \quad (3.2)$$

con L la lunghezza di traccia e T il tempo di volo della particella. Poiché β può esser scritto in funzione dell'impulso come:

$$\beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (3.3)$$

Si può ricavare la massa m in funzione di p e β come:

$$m = p \cdot \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} = p \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{L}{cT}\right)^2} - 1} \quad (3.4)$$

Sono stati studiate le distribuzioni di T , L , p , β e m per le tracce che avessero superato i tagli di qualità. Tali distribuzioni sono riportate nella figure 3.4, 3.5, 3.6 e 3.7.

In Fig. 3.4, si può notare che la distribuzione della lunghezza di traccia presenta tre differenti strutture: partendo da lunghezze nulle si incontra

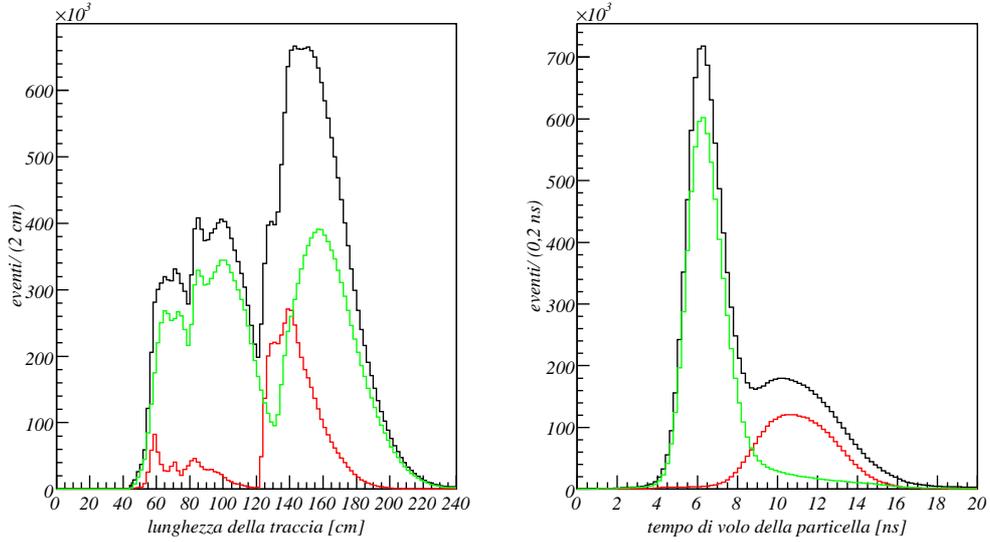


Figura 3.4: Distribuzioni relative alla lunghezza di traccia (a sinistra) e al tempo di volo delle particelle (a destra): in rosso è riportata la distribuzione dei protoni, in verde quella dei pioni positivi e negativi, entrambi identificati utilizzando il PID di OSIM.

una prima struttura dovuta a particelle che sono arrivate al primo strato di camere ma non al secondo; la seconda struttura è dovuta alle particelle che sono arrivate fino al secondo strato di camere ma non sul TOFONE e, infine, la struttura a lunghezze maggiori è dovuta a particelle che hanno attraversato tutto lo spettrometro, arrivando fino sul TOFONE. Nel prosieguo del presente paragrafo saranno considerate solo queste ultime, in quanto uniche cui sia associato un tempo di volo. Sempre osservando Fig. 3.4, si noti come i pioni (linea verde) siano suddivisi all'incirca equamente nelle tre strutture, mentre i protoni si trovano principalmente nella zona attribuibile a particelle che arrivano fin sul TOFONE: tale differenza è imputabile alla cinematica delle reazioni presenti in FINUDA, reazioni che producono preferenzialmente protoni con impulso tale da attraversare tutto lo spettrometro, cosa non vera nel caso dei pioni.

La distribuzione in impulso in Fig. 3.5, invece, presenta, nel caso di particelle lunghe, due strutture, imputabili ai pioni negativi nel caso di bassi impulsi e ai protoni per impulsi più elevati. Si noti come il limite minimo di impulso per particelle che attraversano tutto lo spettrometro sia di ≈ 180 MeV/ c per pioni negativi e ≈ 200 MeV/ c per protoni.

Anche la distribuzione dei tempi di volo presenta solamente due strut-

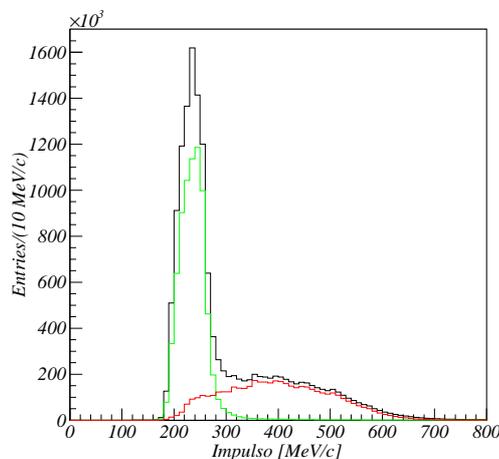


Figura 3.5: *Distribuzione relativa dell'impulso per particelle che arrivassero fino sul TOFONE: in rosso è riportata la distribuzione dei protoni, in verde quella dei pioni positivi e negativi, entrambi identificati utilizzando il PID di OSIM.*

ture, una prima (linea verde) centrata a tempi di circa 6 ns, imputabile principalmente ai pioni negativi di elevato impulso (maggiore di 180 MeV/c) provenienti dal vertice di interazione del K^- o da vertici secondari di particelle con vita media inferiore ad 1ns (come iperoni Λ o Σ) e una seconda struttura (linea rossa) a tempi maggiori dovuta ai protoni, che, possedendo massa molto più grande ma un impulso non più grande di tre volte quello dei pioni, impiegano un tempo maggiore, come conferma anche il grafico di β in fig. 3.6, che evidenzia la minor velocità dei protoni.

È possibile passare, così, allo studio della distribuzione della massa ricavata secondo l'eq. 3.4.

La distribuzione della massa, il cui spettro è riportato in fig. 3.7, presenta due distinti picchi attorno alle masse del pione e del protone e altre due deboli strutture, che, espandendo la scala dell'istogramma, risultano essere in corrispondenza della massa del deutone e del trizio. A questo punto queste quattro differenti strutture sono state interpolate con gaussiane (fig. 3.8), al fine di avere un'indicazione del valore medio e della larghezza di tali distribuzioni. I valori della media μ e della larghezza σ delle interpolazioni sono riportati, con errori, nella tabella 3.1.

Si è controllato che le larghezze dei picchi di interesse fossero compatibili con le risoluzioni in impulso, tempo di volo della particella e sua lunghezza di traccia.

Dalla eq. 3.4, considerando indipendenti gli errori sulle grandezze che

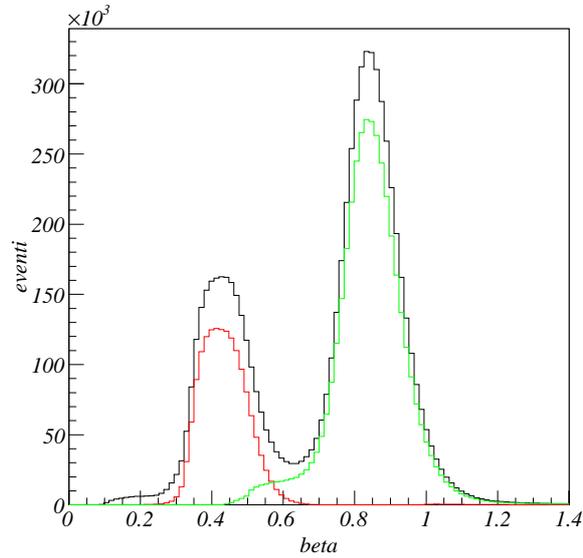


Figura 3.6: Distribuzione del β delle particelle: in rosso è riportata la distribuzione dei protoni, in verde quella dei pioni positivi e negativi, entrambi identificati con il PID di OSIM.

Particella	Intervallo fit	μ [MeV/ c^2]	σ [MeV/ c^2]	Valore atteso [MeV/ c^2]
pione	(80 ÷ 220) MeV/ c^2	149±1	41±1	139
protone	(870 ÷ 1050) MeV/ c^2	952±1	63±1	938
deutone	(1770 ÷ 2050) MeV/ c^2	1897±1	103±1	1876
trizio	(2600 ÷ 3050) MeV/ c^2	2801±9	161±10	2809

Tabella 3.1: Confronto tra il valore medio di ogni picco trovato con il fit gaussiano con il valore atteso per la massa dei pioni, protoni, deutoni e trizi.

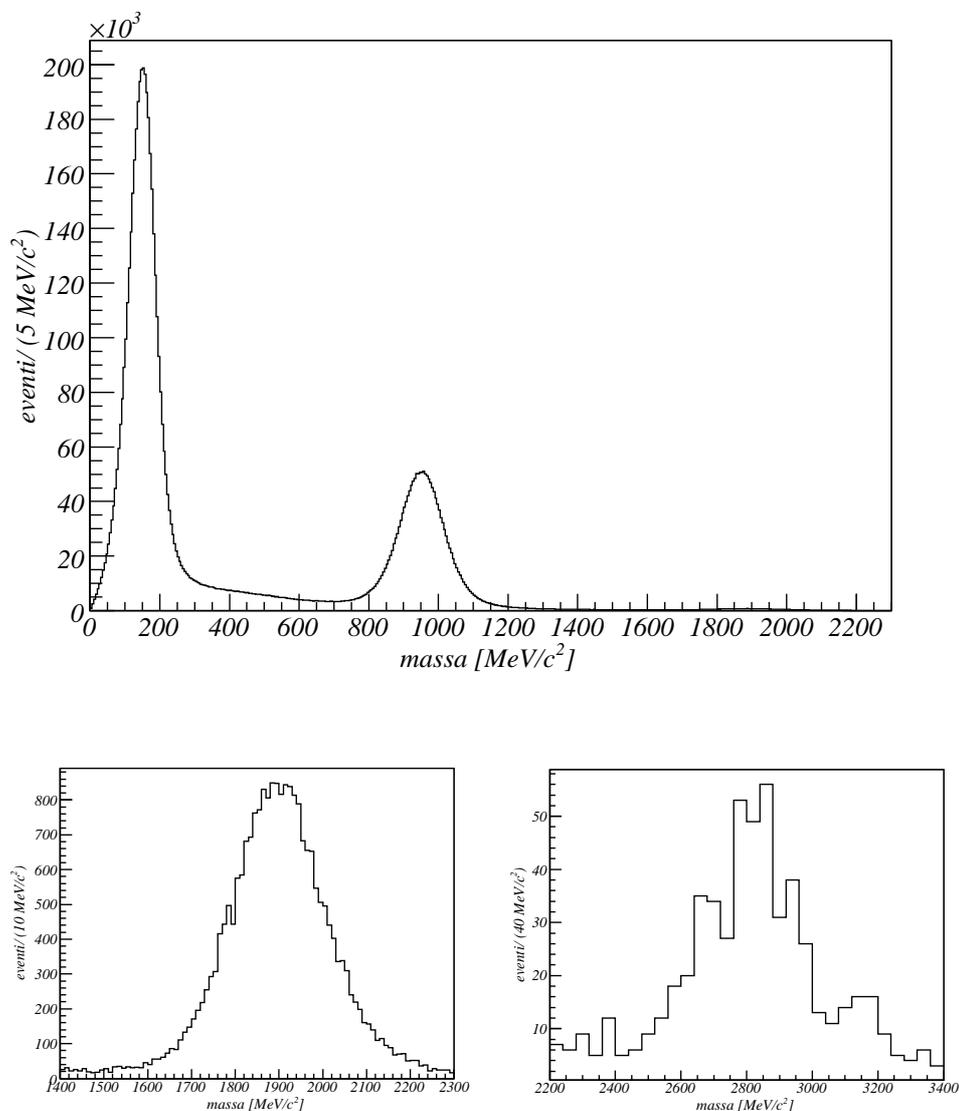


Figura 3.7: Distribuzione della massa calcolata a partire dal β delle particelle (in alto): sono individuabili le due strutture attribuibili a candidati pioni e protoni e, ingrandendo nell'intorno della massa attesa per deutoni e trizi, si notano quelle attribuibili a tali particelle (in basso)

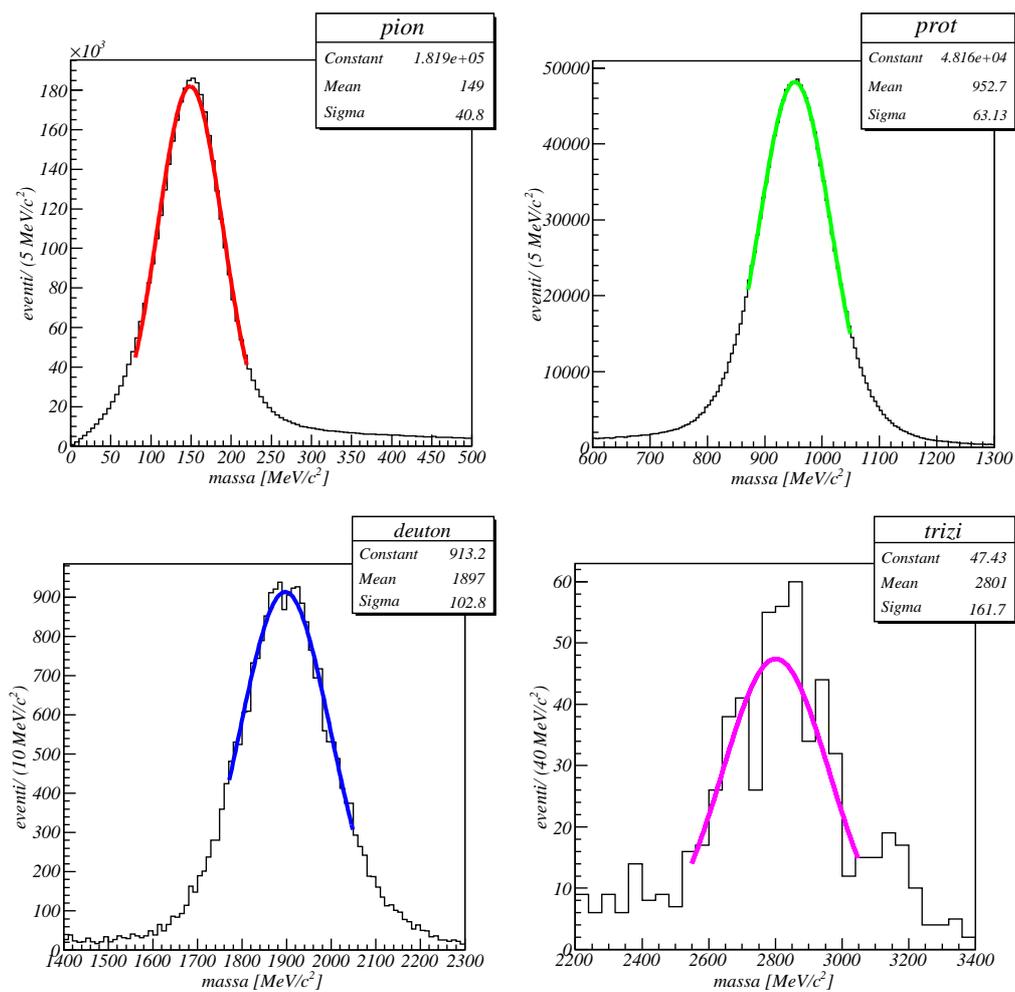


Figura 3.8: Fit gaussiano dei picchi individuati nello spettro della massa calcolata a partire dal β delle particelle

compaiono e considerando la propagazione gaussiana degli errori si ottiene:

$$\frac{\sigma_m^2}{m^2} = \frac{\sigma_p^2}{p^2} + \frac{1}{(1 - \beta^2)^2} \cdot \frac{\sigma_T^2}{T^2} + \frac{1}{\beta^2(1 - \beta^2)} \cdot \frac{\sigma_L^2}{L^2} \quad (3.5)$$

Si può calcolare pertanto la risoluzione percentuale attesa sulla massa dei pioni e dei protoni, conoscendo le risoluzioni sull'impulso, sul tempo di volo e sulla lunghezza di traccia, riportate di seguito:

- la risoluzione percentuale in impulso è 0.5% per un pione con impulso compreso tra 200 MeV/c e 300 MeV/c [53] e $\sim 1\%$ per un protone con impulso superiore a 200 MeV/c [53];
- la risoluzione sul tempo di volo è, per i pioni, 9%, ottenuta considerando un tempo di volo medio di 6 ns, ricavato dalla figura 3.4, e valutando l'errore dalla propagazione gaussiana delle risoluzioni temporali dei due barili di scintillatori (per il TOFINO 250 ps, per il TOFONE 480 ps); per i protoni è 5%, ottenuta considerando un tempo di volo medio di 11 ns, ricavato dalla figura 3.4;
- si considera infine trascurabile, rispetto alle precedenti, l'incertezza associata alla lunghezza della traccia, dato che si stanno considerando tracce lunghe (una valutazione geometrica di tale errore indica che esso è circa due ordini di grandezza inferiore a quello dell'impulso).

Considerando per i pioni un β medio di circa 0.8, si ottiene che $\sigma_m/m \approx 26.6\%$, compatibile con quella ottenuta tramite l'interpolazione gaussiana, che è di $\sigma_m/m \approx 27.5\%$; per i protoni, si può considerare un β medio di 0.4, ottenendo $\sigma_m/m \approx 6.3\%$, compatibile con quella ottenuta tramite l'interpolazione gaussiana, che è di $\sigma_m/m \approx 6.6\%$.

Dalla tabella 3.2.2, si nota come tutte le masse trovate tramite l'interpolazione gaussiana sovrastimino quelle attese almeno di 10σ , tranne nel caso dei trizi: questo potrebbe essere un indice della presenza di un errore sistematico su una delle grandezze da cui dipende la massa stessa. Per quanto riguarda i trizi, la mancanza di una sovrastima del valore potrebbe essere dovuto alla ridotta statistica presente che si ripercuote in un *fit* meno preciso e maggiormente soggetto a fluttuazioni statistiche, come mostra anche l'errore associato a μ e σ molto più grande di quello relativo alle altre particelle.

Una possibile fonte di errore sistematico può essere ricercata nel metodo con cui si calcolano i tempi di volo delle particelle. Si è valutato dell'ordine di grandezza di 150 ps circa il tempo che intercorre tra il momento in cui in K^- attraversa il TOFINO ed il momento in cui esso si ferma in bersaglio.

Considerando questo sistematico sul tempo di volo, si ha un errore sulla determinazione della massa del pione di circa $10 \text{ MeV}/c^2$ e sulla massa del protone di circa $15 \text{ MeV}/c^2$, dello stesso ordine di grandezza di quello effettivamente presente tra il valore della massa attesa per un pione o un protone e quello invece ottenuto tramite l'interpolazione gaussiana.

In base a quanto detto, è quindi lecito attribuire le quattro strutture rispettivamente a pioni, protoni, deutoni e trizi; in particolare, sono stati scelti degli intervalli in massa all'interno dei quali inserire i candidati di ognuna delle tipologie indicate:

- pioni: massa nell'intervallo $(0 \div 400) \text{ MeV}/c^2$;
- protoni: massa nell'intervallo $(600 \div 1300) \text{ MeV}/c^2$;
- deutoni: massa nell'intervallo $(1600 \div 2100) \text{ MeV}/c^2$;
- trizi: massa nell'intervallo $(2500 \div 3100) \text{ MeV}/c^2$.

Tali limiti sono stati scelti basandosi sulle distribuzioni dei tempi di volo: infatti, particelle con massa inclusa negli intervalli non considerati presentavano valori di tempi di volo che distavano più di due volte la HWHM della distribuzione dei tempi di volo di ciascuna delle quattro tipologie di particelle, motivo per il quale sono stati rigettati.

3.3 Implementazione del PID definitivo

Una volta individuate cinque differenti ed indipendenti modalità di identificazione, vale a dire tempo di volo e dE/dx in ISIM, OSIM, DCH1 e DCH2, è stato necessario valutare quale fosse la combinazione di tali PID che massimizzasse efficienza e purezza di identificazione. Il motivo di tale ricerca è dovuto alla presenza di tracce che non riescono ad arrivare al TOFONE, per le quali la selezione sul tempo di volo non può essere applicata: se tutte le tracce fossero lunghe, infatti, i tagli in massa effettuati e, eventualmente, la coincidenza con il PID di OSIM (che deve esser sempre presente, in quanto essenziale per il tracciamento delle particelle) sarebbero sufficienti a ottimizzare sia purezza che efficienza. Poiché, però, sono presenti anche molte tracce corte, si deve cercare la combinazione ottimale tra i PID basati sulla dE/dx , andando poi, per particelle lunghe, a combinare tale informazioni con quella dovuta ai tempi di volo.

Per affrontare questo problema, si è innanzi tutto valutato quale fosse il campione di dati da considerare come riferimento: visto che OSIM deve sempre esser presente e il PID connesso con i tempi di volo è il meno soggetto

a contaminazioni, si è scelto come campione rappresentante il 100% di efficienza quello costituito dalle particelle di ciascuna tipologia identificate in maniera concorde dai due PID appena citati.

Preso come campione da analizzare quello delle tracce che avessero rilasciato un segnale su tutti i rivelatori del tracciatore e anche su ISIM, sono state considerate tutte le possibili combinazioni dei quattro PID associati alla dE/dx (con OSIM sempre presente), calcolando per ciascuno efficienza e purezza.

Per quanto riguarda l'efficienza, essa è stata calcolata mediante il rapporto tra il numero di particelle di tipo X identificate da un certa combinazione K di PID *AND* (nel seguito *AND* verrà indicato con $\&\&$) dalla combinazione (OSIM $\&\&$ TOF) e il numero delle particelle della stessa tipologia identificato da (OSIM $\&\&$ TOF).

$$\epsilon = \frac{[(K) \ \&\& \ (OSIM \ \&\& \ TOF), X]}{(OSIM \ \&\& \ TOF, X)} \quad (3.6)$$

dove (K, X) indica il numero di particelle identificate come appartenenti alla tipologia X dalla combinazione K di PID.

La purezza, invece, è stata definita come il rapporto tra le particelle identificate come appartenenti alla tipologia X dalla combinazione K $\&\&$ quella (OSIM+TOF) e il numero di eventi identificati dalla sola tipologia K . In formula:

$$P = \frac{[(K) \ \&\& \ (OSIM \ \&\& \ TOF), X]}{(K, X)} \quad (3.7)$$

dove si è utilizzata la stessa simbologia di prima.

Il PID che massimizza sia purezza che efficienza per ogni tipologia di particella risulta essere quello congiunto di OSIM e dello strato di camere interne, oppure, in mancanza delle camere interne, quello di OSIM e delle camere esterne, con peggioramento delle efficienze inferiore all'1%. Particelle tracciate che non possedessero né un segnale sulle camere interne, né sulle camere esterne non erano presenti, in quanto non si raggiunge il numero minimo di tre *hit* nel tracciatore, grazie ai quali è possibile tracciare le particelle.

In Figura 3.9 si riporta il comportamento del PID finale rispetto al PID di OSIM e in tabella 3.3 le efficienze e purezze ottenute.

Osservando i grafici in Fig. 3.9, si può notare come la presenza del solo PID di OSIM comporti delle purezze del segnale molto basse, specie per le particelle più pesanti come deutoni e trizi: questo è dovuto alla presenza delle code di Landau nella perdita dell'energia, che inducono una forte contam-

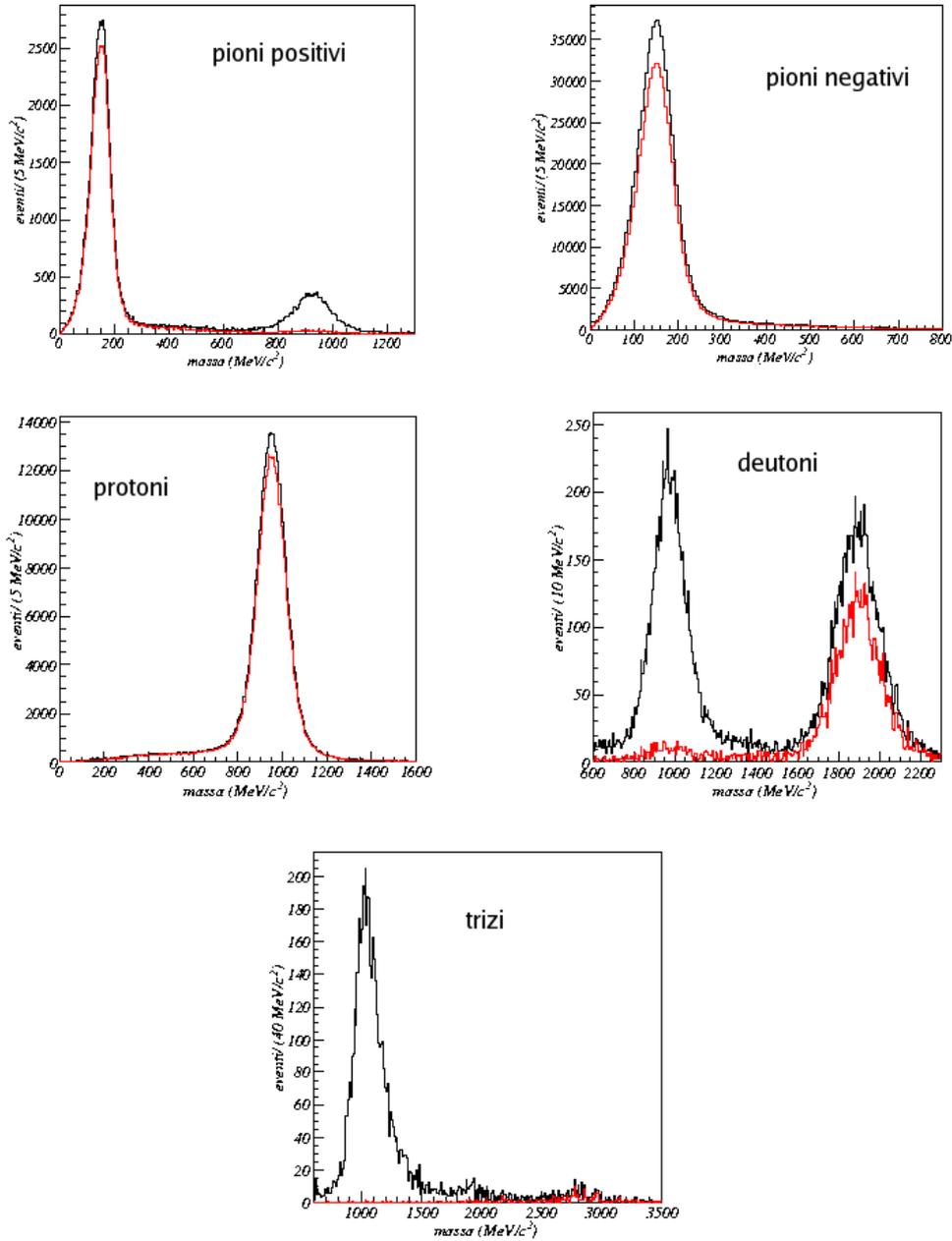


Figura 3.9: Con una linea nera sono rappresentati gli eventi identificati come pioni positivi oppure negativi (grafici in alto), protoni o deutoni (grafici al centro) oppure trizi (grafici in basso) con il metodo della dE/dx in OSIM, mentre quelli rappresentati con la linea rossa sono stati identificati dal PID finale.

inazione negli spettri in massa relativi alle particelle più pesanti, contaminazione che è ulteriormente accresciuta dal fatto che la statistica di deutoni e trizi è molto ridotta, tanto da essere compatibile, o inferiore nel caso dei trizi, dell'entità della coda di Landau della perdita di energia dei protoni. Nel caso dei pioni positivi, invece, parte della contaminazione dei protoni è anche dovuta alla scelta di bande per selezionare i protoni piuttosto larghe, le quali permettono di ottimizzare l'efficienza dei protoni a discapito di quella dei π^+ . Sempre da questi istogrammi si nota come protone e pioni negativi presentino un segnale poco contaminato, causa la netta differenza di statistica rispetto alle altre particelle, già evidente nel grafico 3.7.

particella	efficienza	purezza
pione negativo	$(84.0 \pm 4.7)\%$	$(97.6 \pm 5.1)\%$
pione positivo	$(92.1 \pm 4.9)\%$	$(72.0 \pm 4.1)\%$
protone	$(93.3 \pm 4.9)\%$	$(94.0 \pm 5.0)\%$
deutone	$(71.2 \pm 4.0)\%$	$(82.8 \pm 4.5)\%$
trizio	$(51.4 \pm 3.2)\%$	$(53.6 \pm 3.3)\%$

Tabella 3.2: *Efficienze e purezze del PID implementato per ogni particella che è stata analizzata*

Nella tabella è riportata l'efficienza e la purezza del PID scelto: per calcolare l'efficienza si è selezionato un uguale campione di particelle (750, pari al numero totale di trizi, le particelle più rare) per ogni tipo riconosciute con il PID OSIM && TOF e si è ricavata la frazione di tali particelle riconosciute da OSIM && DCH1 && TOF. Dal loro rapporto di questi due conteggi, eq. (3.6), si è ottenuta l'efficienza, riportata insieme all'errore ottenuto da propagazione gaussiana nella formula 3.6.

La purezza, invece, è stata calcolata selezionando un campione, anche in questo caso pari a 750 eventi, di particelle di ogni tipo, questa volta riconosciute con OSIM && DCH1 e, di questi eventi, si è valutata la frazione, pari alla purezza, che fosse identificata da OSIM && DCH1 && TOF. Anche in questo caso è stato valutato l'errore da propagazione gaussiana in eq. (3.7).

Dai valori calcolati, si può innanzi tutto notare come l'efficienza diminuisca per le particelle più pesanti, deutoni e trizi, fatto spiegabile con la presenza nel campione di partenza di una contaminazione derivante dalla coda di Landau nella perdita di energia, contaminazione amplificata dalla statistica di protoni notevolmente superiore a quella di deutoni e trizi. Per quanto riguarda la purezza, è possibile effettuare un discorso analogo, rendendo, così, conto dei valori più bassi per deutoni e trizi.

Capitolo 4

Analisi dati

Nel presente capitolo sarà analizzata una struttura nello spettro inclusivo dell'impulso dei protoni centrata attorno a $\approx 500 \text{ MeV}/c$, simile a quella riportata in [35]: nel far ciò, sarà valutato il contributo di tutte le reazioni note che possano produrre almeno un protone con un tale impulso, quindi, siccome, come si vedrà, non è possibile ricondurre completamente la struttura sotto analisi a tali reazioni, sarà effettuata un'analisi di diverse variabili cinematiche, finalizzata ad ottenere la descrizione più accurata possibile degli eventi del segnale. Nel capitolo successivo verranno affrontate possibili interpretazioni di tale segnale.

4.1 Selezione degli eventi

Innanzitutto si sono effettuate ulteriori selezioni sugli eventi, oltre a quelle già descritte nel paragrafo 3.1, al fine di selezionare un campione di dati di elevata qualità sul quale fare delle analisi cinematiche di precisione. Le ulteriori selezioni imposte ad eventi e tracce sono le seguenti:

- in ogni evento deve essere presente almeno un protone riconosciuto con il PID implementato, vale a dire sia da OSIM che da uno strato di camere (eventualmente anche dal tempo di volo);
- la traccia del protone deve possedere dei requisiti minimi di qualità rappresentati da selezioni sui valori di χ^2 ;
- il protone deve aver rilasciato un segnale in ognuno dei quattro rivelatori presenti nel tracciatore esterno, cioè OSIM, DCH1, DCH2, STRAW, ovvero si tratta di una traccia lunga.

Queste due ultime richieste sono state formulate per ottenere le tracce della miglior qualità possibile.

4.2 Spettri in impulso dei protoni

Selezionato un campione di eventi di qualità, sono stati considerati gli spettri in impulso dei protoni, suddividendoli in base al materiale componente il bersaglio. In tal modo sono stati ottenuti i cinque spettri non corretti per accettazione, riportati in Fig. 4.1. Nel caso del ${}^6\text{Li}$, del ${}^7\text{Li}$ e del ${}^9\text{Be}$, materiali per i quali erano presenti due bersagli ciascuno, all'interno degli spettri sono stati inseriti gli eventi provenienti da entrambi i bersagli con uguale peso.

Osservando tutti questi spettri si può notare la presenza di una struttura attorno a ~ 500 MeV/ c in tutti i diversi nuclei bersaglio, struttura che è molto pronunciata nel ${}^6\text{Li}$, mentre è appena distinguibile negli altri materiali.

Si nota anche che, nei bersagli differenti dal ${}^6\text{Li}$, la struttura dello spettro è approssimativamente la stessa: le uniche differenze sono dovute a piccole modulazioni in gran parte imputabili a differente accettazione geometrica dell'apparato sperimentale per particelle di diverso impulso. Nel caso del ${}^6\text{Li}$, invece, oltre alle modulazioni, è presente una chiara e distinta struttura intorno a 500 MeV/ c : lo scopo del prosieguo della tesi sarà comprendere a quale reazione sia dovuto questo segnale.

Per cercare di comprendere meglio la natura di tale struttura si è studiato se tale picco fosse dovuto a particolari eventi nei quali, oltre al protone con impulso di ~ 500 MeV/ c , fossero costantemente presenti altre particelle. A tale fine sono stati presi in esame eventi nei quali fossero presenti due protoni, protoni e deutoni, protoni e pioni positivi e, infine, protoni e pioni negativi. Eventi con un numero di protoni superiore a due erano in numero tanto ridotto da non esser sufficiente a rendere conto della struttura sotto analisi e, per questo motivo, tale tipologia di eventi è stata trascurata.

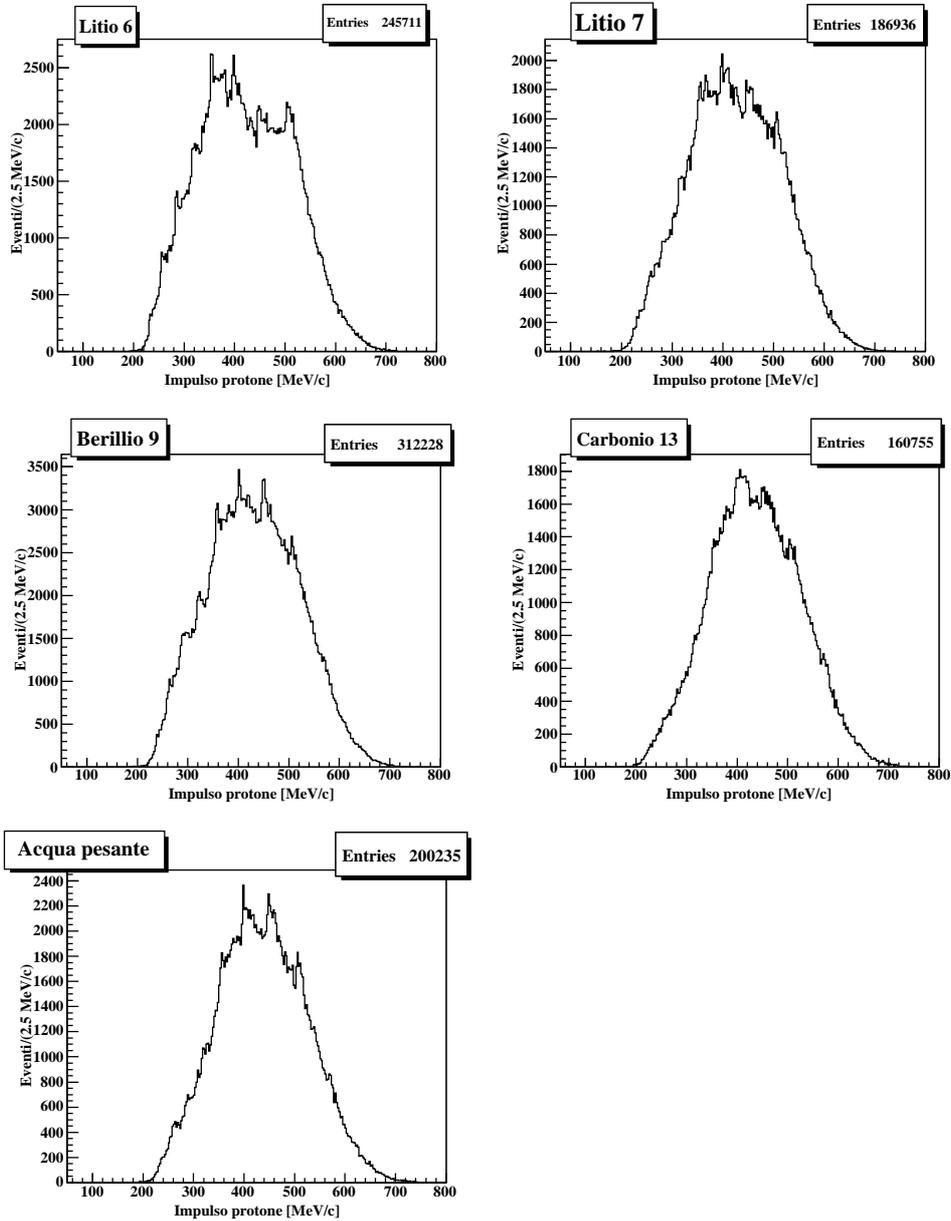


Figura 4.1: Spettri in impulso dei protoni con requisiti di bontà della traccia descritti nel paragrafo 4.1.

Osservando i grafici di correlazione $(p - \pi^+)$, $(p - p)$, $(p - d)$, $(p - \pi^-)$, riportati in Fig. 4.2, 4.3, 4.4 e 4.5, è possibile notare che l'unica correlazione presente che coinvolga protoni di ~ 500 MeV/ c e che potrebbe spiegare il segnale da analizzare è quella tra i protoni e pioni negativi: infatti, in eventi in cui sono presenti un protone e altre particelle differenti da π^- non è presente alcuna struttura in grado di spiegare il picco sotto analisi; nel caso di π^- , invece, è presente una chiara correlazione nel ${}^6\text{Li}$, indicata dalle righe rosse in Fig. 4.5, tra eventi con protoni di circa 500 MeV/ c e pioni negativi di impulso superiore a 200 MeV/ c . Tale correlazione è presente molto chiaramente anche nel ${}^7\text{Li}$ e, seppur debolmente, anche nei restanti bersagli, in analogia con la presenza di un debole segnale anche negli altri materiali, come si è appurato dalla Fig. 4.1.

Per comprendere quale sia il numero e la tipologia delle particelle che popolano la struttura attorno a 500 MeV/ c è stato valutato il contributo, nello spettro di protoni, di eventi con numero di protoni o pioni uguale o superiore ad uno ed eventi con un numero diverso da zero di particelle differenti da p e π^- . Per brevità non verranno riportati tutti gli spettri ma solamente quello maggiormente significativo. Nello specifico verrà riportato in Fig. 4.6 lo spettro in impulso dei protoni per eventi in cui le particelle cariche presenti fossero solamente uno e un solo protone e uno e un solo pione negativo e quello in cui fossero presenti un numero qualunque di protoni, pioni e altre particelle cariche.

Dallo spettro riportato in Fig. 4.6, è evidente che eventi con più di un protone e di un pione negativo non producano alcuna chiara struttura nella zona attorno a 500 MeV/ c di impulso dei protoni, struttura che, invece, è presente per eventi con un protone e un pione negativo. Nel prosieguo, quindi, verranno presi in considerazione eventi che presentino:

- uno e un solo protone;
- uno e un solo pione negativo;
- assenza di ulteriori particelle cariche che lo spettrometro sia in grado di tracciare. Questo significa che possono esistere, almeno in linea di principio, particelle partecipanti a questi eventi che, possedendo un impulso molto piccolo, non riescono ad arrivare al primo strato di camere e non essere, quindi, tracciate.
- un numero non necessariamente nullo di particelle neutre (neutroni, π^0 e fotoni).

Sempre facendo riferimento ai grafici di 4.5, poiché la correlazione è presente per eventi che presentano pioni di impulso superiore a 200 MeV/ c , è

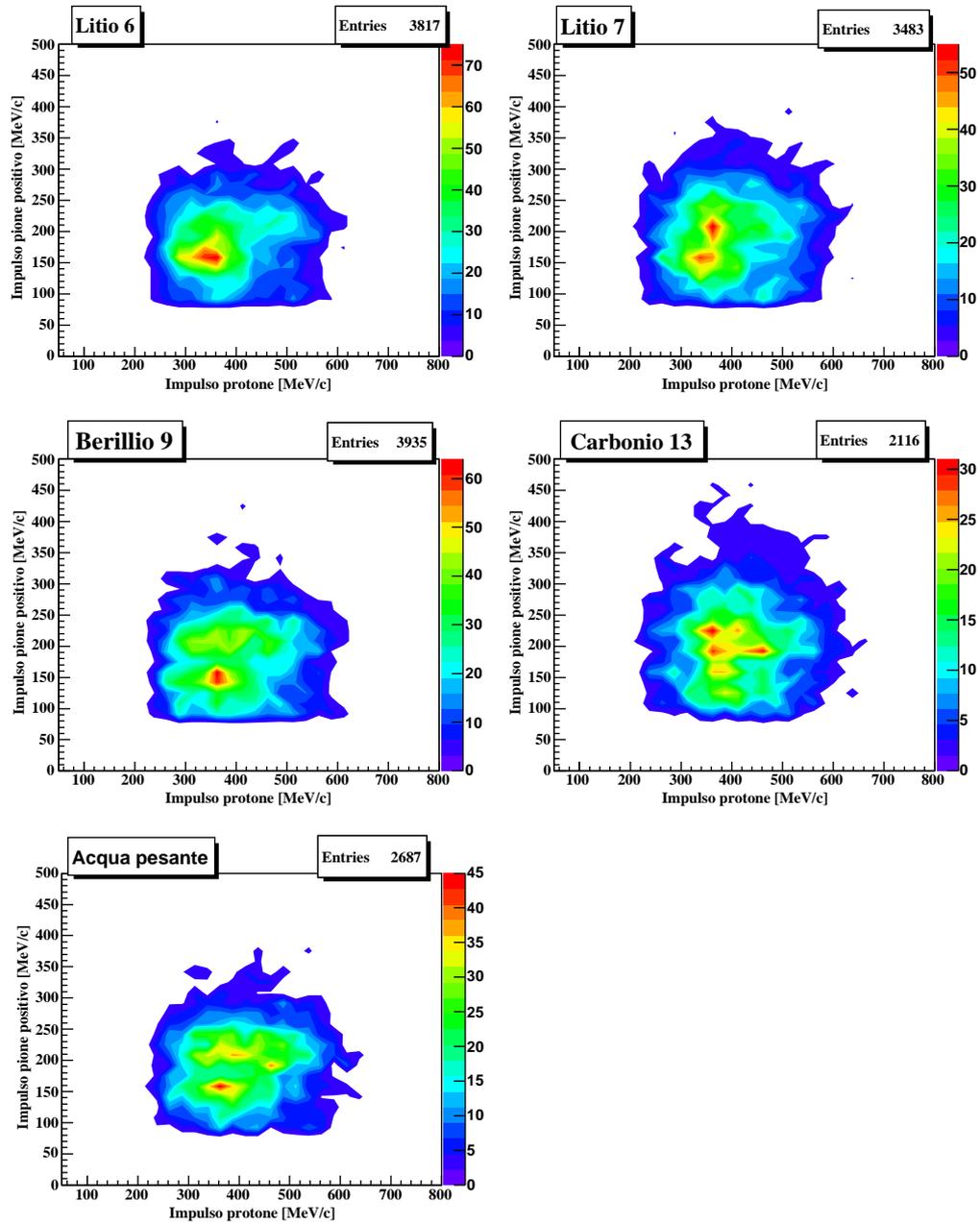


Figura 4.2: Correlazione dell'impulso dei protoni con quello dei pioni positivi per eventi che presentino almeno una particella per ogni tipologia.

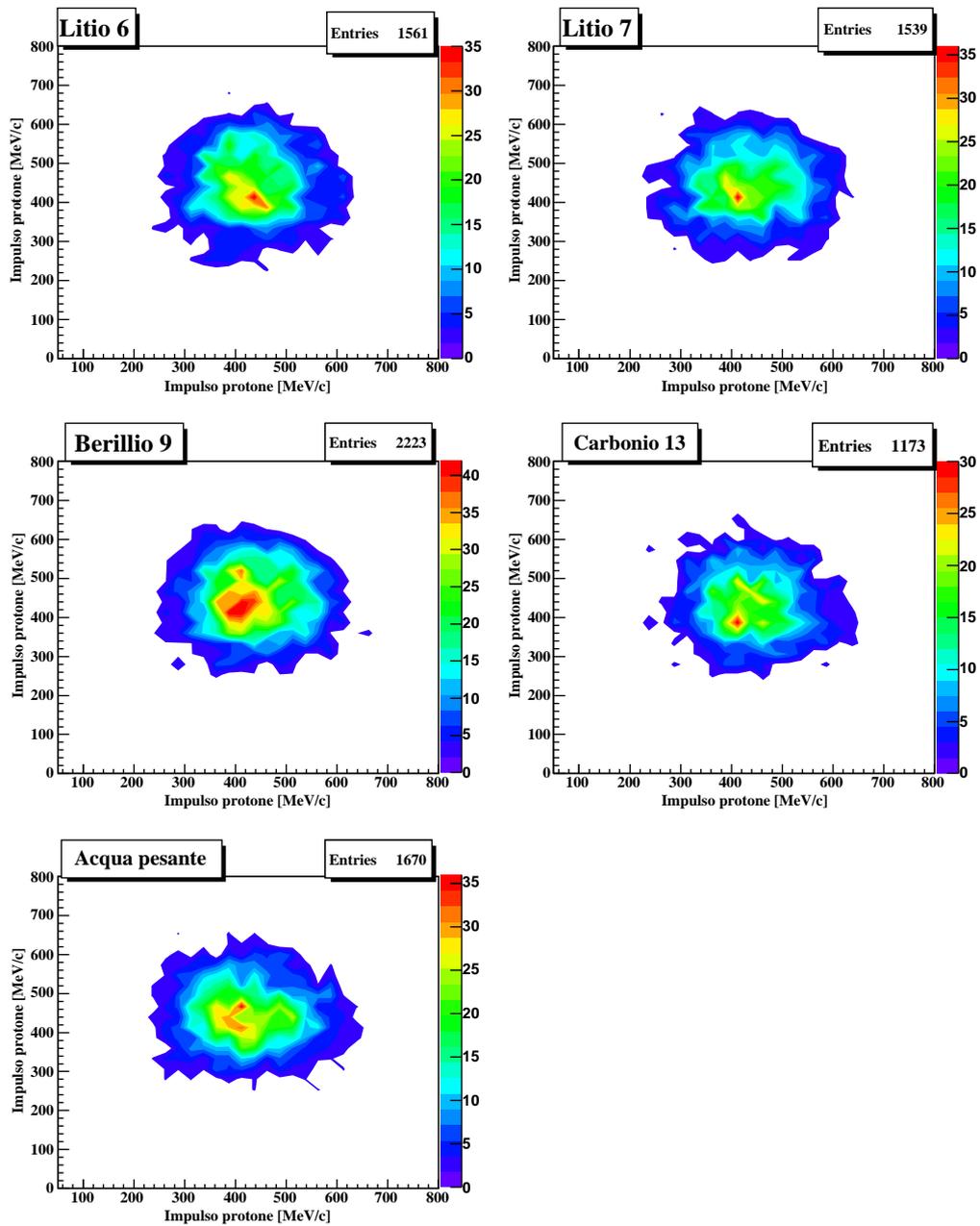


Figura 4.3: Correlazione dell'impulso di un protone con quello di un secondo protone per eventi che presentino due protoni.

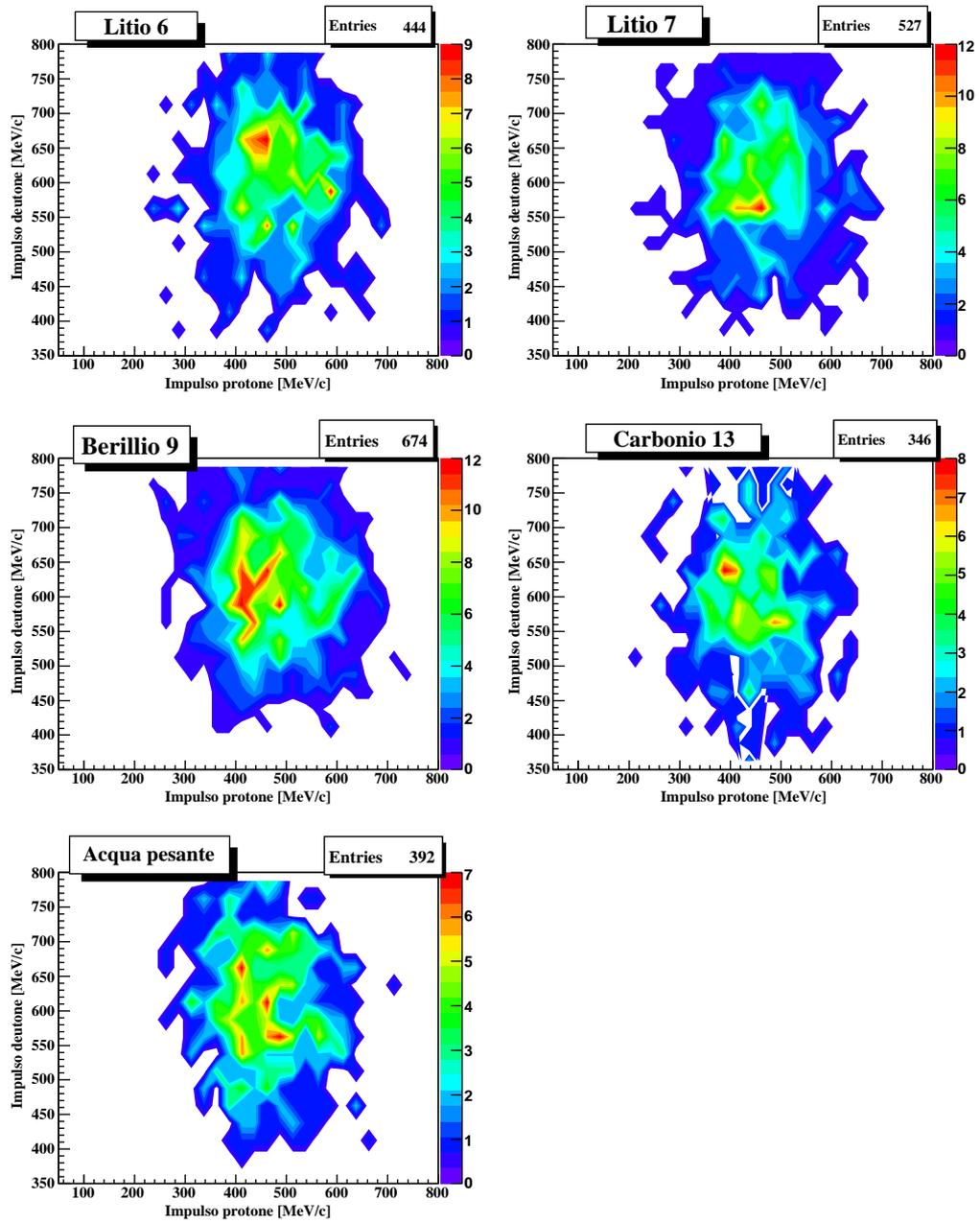


Figura 4.4: *Correlazione dell'impulso dei protoni con quello dei deutoni per eventi che presentino almeno una particella per ogni tipologia.*

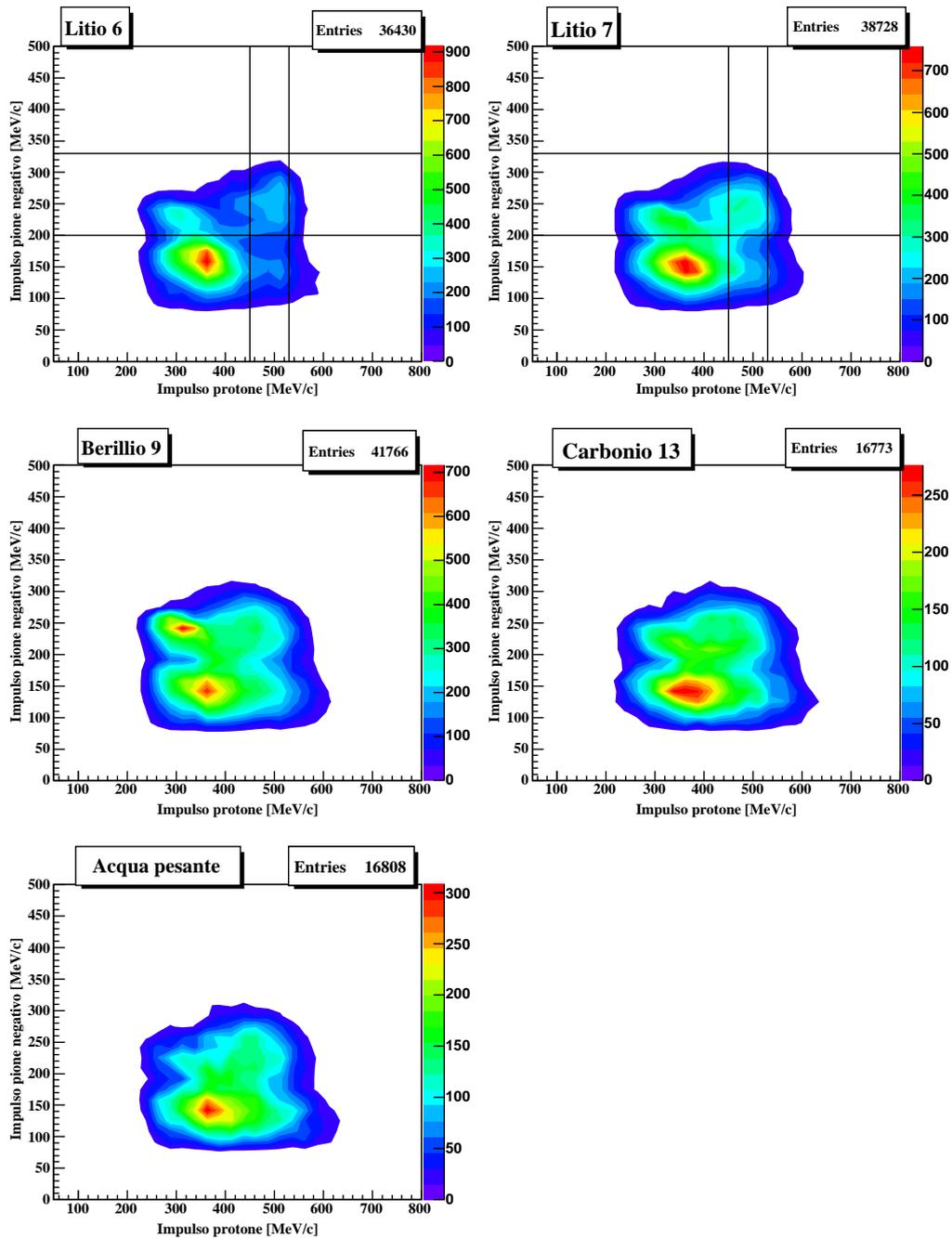


Figura 4.5: Correlazione dell'impulso dei protoni con quello dei pioni negativi per eventi che presentino almeno una particella per ogni tipologia.

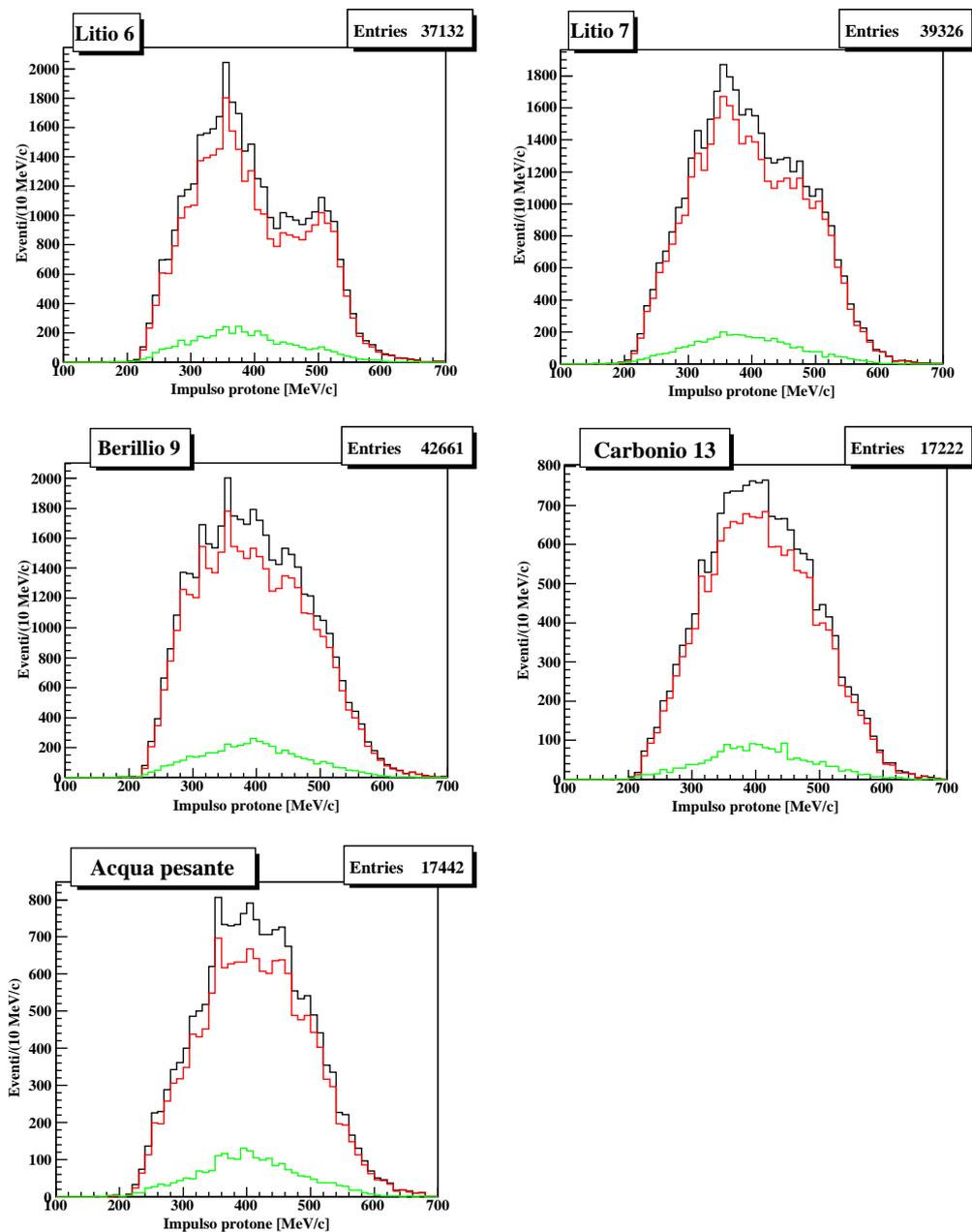


Figura 4.6: Spettro dell'impulso dei protoni per eventi con almeno un protone e almeno un pione (linea nera), un solo protone e un solo pione (linea rossa) e restanti combinazioni (linea verde).

possibile estendere ai pioni le richieste applicate sul protone nel paragrafo 4.1, al fine avere a disposizione eventi delle miglior qualità possibile: tale impulso, infatti, è superiore alla soglia dei circa 180 MeV/c necessari ad un pione per attraversare l'intero spettrometro e rende possibile richiedere, come fatto per i protoni, la presenza di un segnale su tutti i rivelatori del tracciatore esterno.

Se si selezionano eventi che possiedano solo un protone e un pione negativo, entrambi con richieste di qualità sulla traccia, lo spettro in impulso dei protoni è quello riportato in Fig. 4.7:

Nel caso del ${}^6\text{Li}$, si può immediatamente osservare come la struttura centrata attorno a 500 MeV/c, in eventi nei quali è presente uno e un solo pione negativo di qualità, sia molto più evidente.

Sempre analizzando gli spettri in impulso di Fig. 4.7, si nota che eventi che possiedono un protone in coincidenza con un pione negativo di qualità presentano una struttura dello spettro in impulso dei protoni molto differente da bersaglio a bersaglio: infatti per i bersagli diversi dal Li, lo spettro non evidenzia particolari strutture attorno ad un impulso di ~ 500 MeV/c. Quello che si nota, invece, è uno spettro assolutamente uniforme nel caso del ${}^{13}\text{C}$, centrato attorno 400 MeV/c e largo un centinaio di MeV/c, e uno spettro asimmetrico per il ${}^9\text{Be}$ e l'acqua pesante: nel Berillio, infatti, è presente una debole preponderanza di eventi a basso impulso (~ 300 MeV/c), mentre nell'acqua pesante lo spettro è maggiormente popolato nella zona ad alti impulsi, intorno a 450 MeV/c.

Per i bersagli di Li, invece, il discorso è differente: infatti, mentre nel ${}^7\text{Li}$ si possono notare abbastanza chiaramente due distinte strutture, centrate rispettivamente intorno a 300 MeV/c e 450 MeV/c, nel ${}^6\text{Li}$ le due strutture sono distinte molto più nettamente e quella collocata ad alti impulsi è centrato a ~ 500 MeV/c, proprio come il picco nello spettro inclusivo di impulso dei protoni. Questo implica che il segnale attorno a ~ 500 MeV/c può essere ricondotto ad eventi nei quali sia presente un protone e un pione negativo solamente nel caso del ${}^6\text{Li}$.

Sempre osservando la correlazione di impulso $p - \pi^-$ di Fig. 4.5, si può notare come, nel ${}^6\text{Li}$, selezionando solo pioni con impulso superiore a 260 MeV/c, venga ad esser isolata la parte di spettro dei protoni attorno a ~ 500 MeV/c. Se, ora, si riporta in Fig. 4.8 lo spettro in impulso dei protoni in coincidenza con un pione negativo qualora l'impulso del pione sia superiore a 260 MeV/c, si può vedere (istogrammi in rosso) che la struttura, nel ${}^6\text{Li}$, attorno ai 500 MeV/c viene a delinearci in maniera sempre più definita.

In generale, per i diversi bersagli gli spettri ottenuti presentano sempre una notevole soppressione degli eventi con impulso di protone inferiore a ~ 400 MeV/c, ma solamente nel caso del ${}^6\text{Li}$ viene a delinearci più chiara-

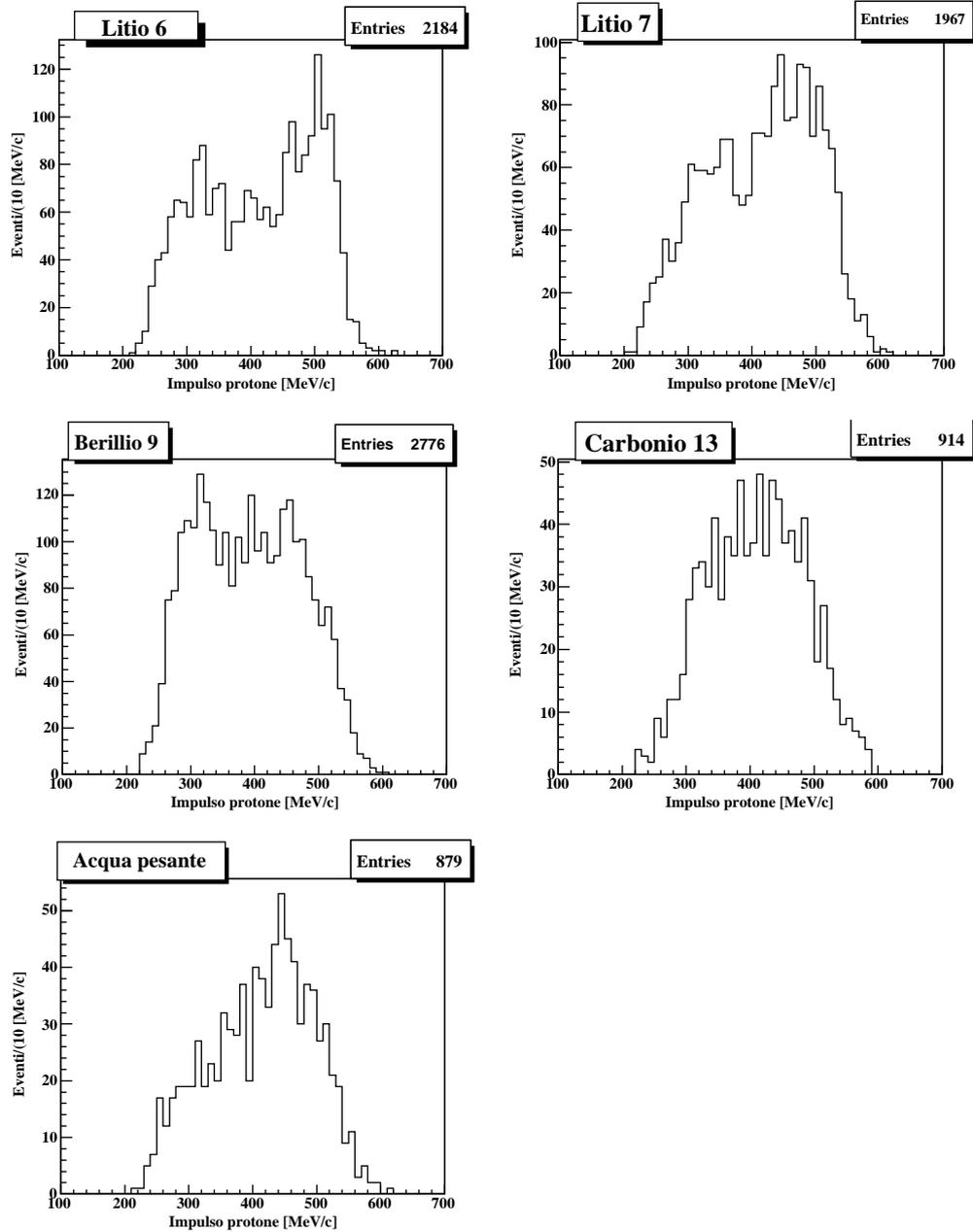


Figura 4.7: Spettro in impulso di protoni in eventi con un protone un pione negativo, entrambi con richieste di qualità sulla traccia e un hit su ogni rivelatore del tracciatore.

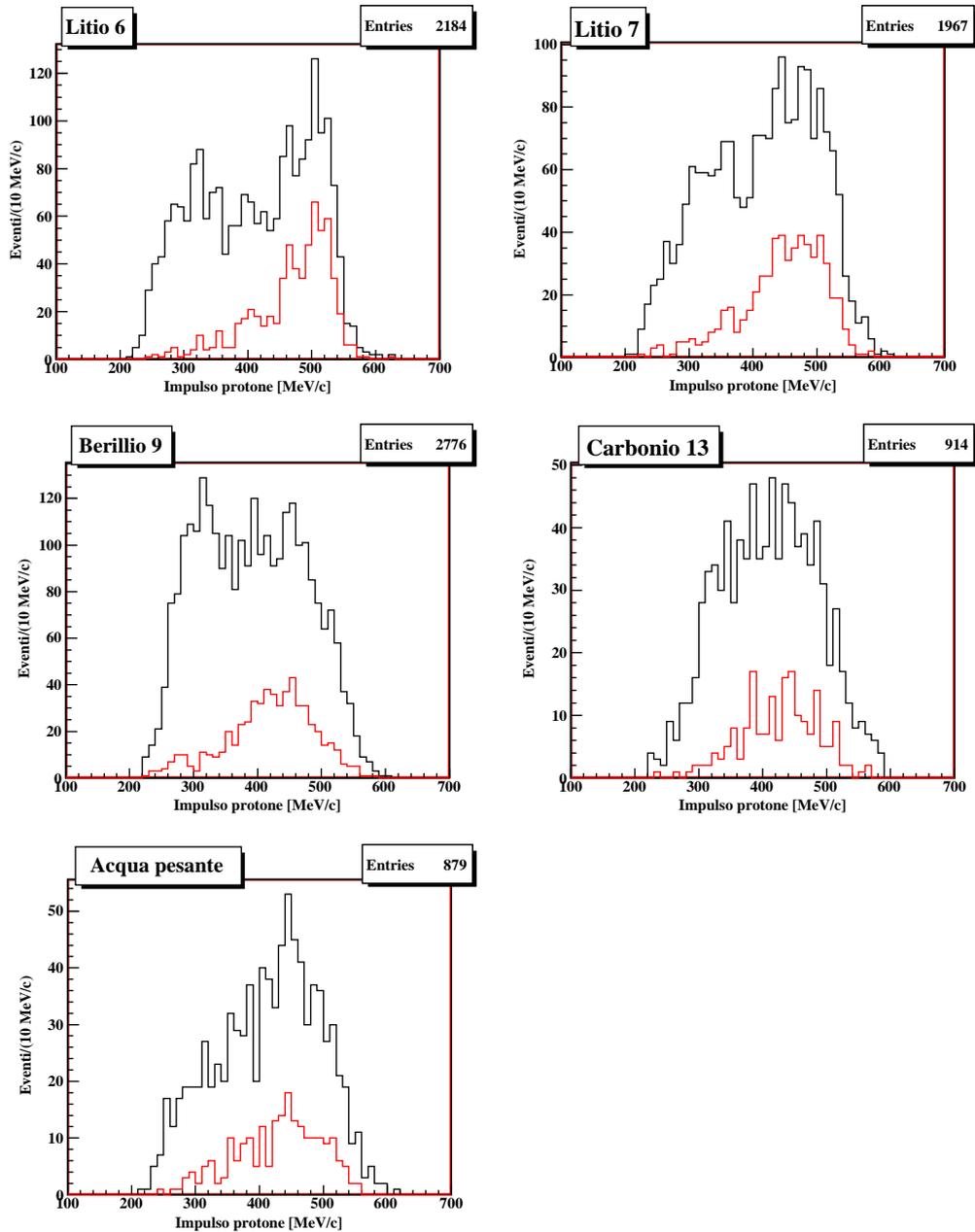


Figura 4.8: Spettro in impulso dei protoni per eventi con un protone e un pione (linea nera) e un protone e un pione con impulso superiore a 260 MeV/c (linea rossa).

mente la struttura attorno a 500 MeV/c, come si era notato già dai grafici di correlazione in impulso $p-\pi^-$. La caratteristica veramente interessante di questi nuovi istogrammi è l'assenza di un segnale, anche debole, paragonabile a quello del ${}^6\text{Li}$, nel ${}^9\text{Be}$, nel ${}^{13}\text{C}$ e nell'acqua pesante, fatto che risulterà determinante nella comprensione della natura di questi eventi. Discorso a parte merita il ${}^7\text{Li}$, nel cui spettro si può intravedere un debole segnale simile a quello del ${}^6\text{Li}$.

Molto utile è anche lo studio dello spettro dei π^- in coincidenza con i protoni, riportato in Fig. 4.9, al fine di valutare il contributo degli eventi ipernucleari: se si osserva lo spettro in impulso dei pioni negativi relativo al ${}^6\text{Li}$, si può notare la presenza, oltre il limite di 260 MeV/c, di una stretta struttura centrata intorno a 270 MeV/c e di una seconda, più larga, intorno a 290 MeV/c: la prima delle due, è dovuta alla formazione di un ipernucleo secondo la reazione (2.1) di scambio stranezza, mentre la seconda è connessa con gli eventi del segnale analizzato. Poiché, però, il rateo di formazione di un ipernucleo è pari a circa $10^{-3}/K_{stop}^-$, questa contaminazione verrà al momento trascurata, in quanto, come si vede anche nello spettro del ${}^6\text{Li}$ in Fig. 4.9, il contributo di eventi ipernucleari è ridotto a molto meno del 10%, nel caso di pioni con impulso superiore a 260 MeV/c.

4.3 Studio della distanza e angolo compreso $p - \pi^-$

Noti, quindi, il numero e il tipo di particelle cariche presenti che costituiscono gli eventi del segnale, si può passare a considerare altre variabili, per avere ulteriori informazioni su questi eventi: in particolare, alcune variabili cinematiche di interesse sono la distanza tra la traccia delle particelle cariche e il punto di arresto del K^- e l'angolo compreso tra la traccia del protone e quella del pione.

4.3.1 Studio della distanza traccia-vertice di arresto del K^-

Con distanza della traccia dal punto di arresto del K^- in bersaglio, si intende una quantità calcolata nel seguente modo: avendo selezionato solamente tracce che fossero state interpolate ed estrapolate in bersaglio, il pacchetto GEANE è stato in grado di ricostruire all'indietro la traccia delle particelle prodotte, in particolare fino al piano parallelo alla superficie del bersaglio e contenente il punto di arresto del K^- . La distanza viene, quindi,

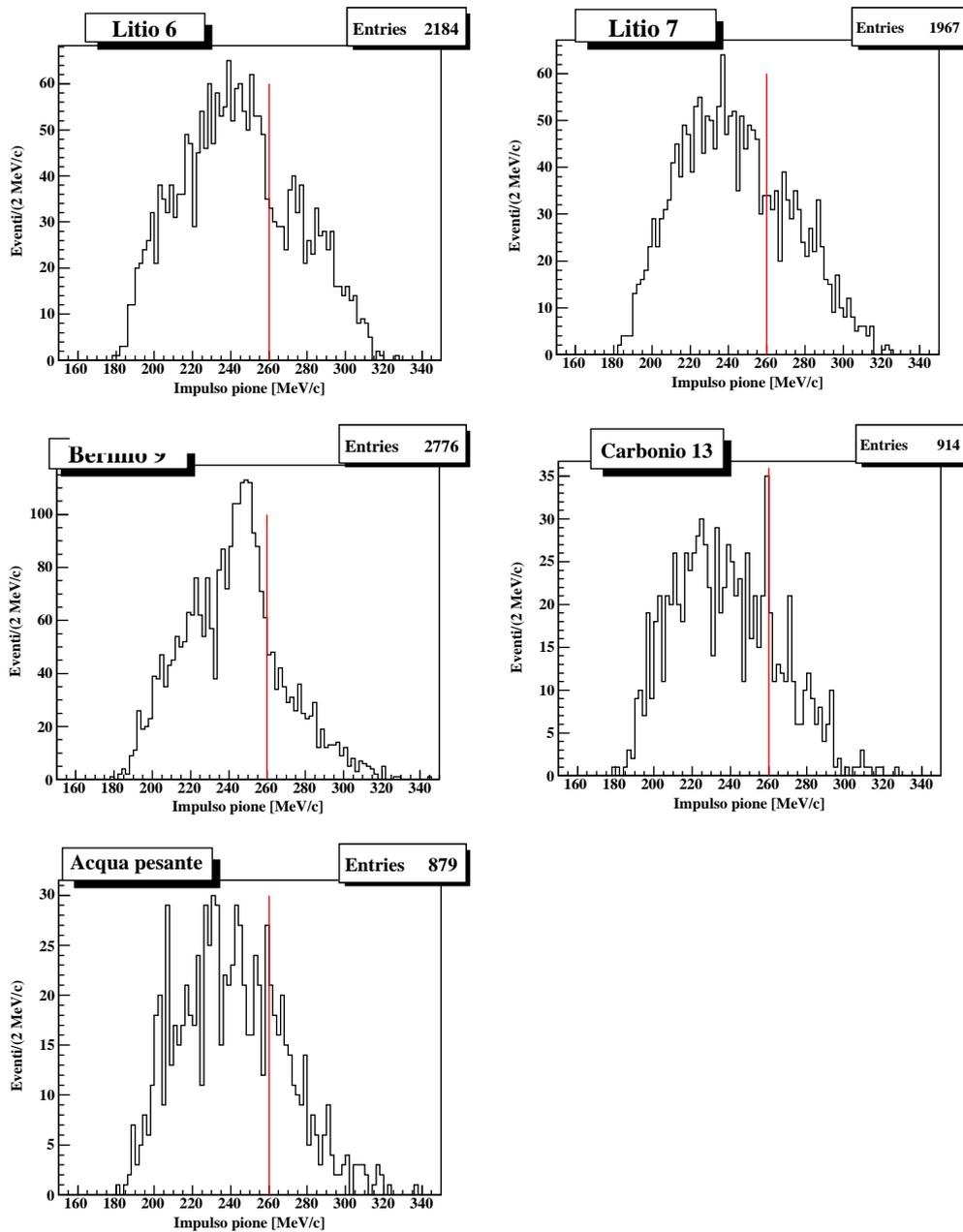


Figura 4.9: Spettro dell'impulso ei pioni per eventi con un protone in coincidenza con un pioni, sempre con tagli di qualità.

calcolata come distanza sul piano del punto di arresto del K^- con il punto di intersezione della traccia estrapolata con il piano stesso.

Lo spettro di tale distanza, riportato in Fig. 4.10, relativamente al protone e al pione negativo per eventi con π^- con impulso generico (linea nera e celeste rispettivamente) è molto simile, qualunque bersaglio si prenda in considerazione: in tutti e due i casi la maggior parte delle tracce viene prodotta entro 0.4 cm dal punto di arresto del K^- , anche se è maggiore il numero di protoni complessivo prodotto entro tale limite.

Se, ora, si prendono in considerazione gli eventi nei quali i pioni possiedono un impulso superiore a 260 MeV/c (linee rossa e verde), la situazione è decisamente differente: infatti, mentre lo spettro relativo ai protoni conserva la forma antecedente il taglio, quello dei pioni negativi si comporta in modo differente a seconda del bersaglio: nel caso del ^{13}C e anche con buona approssimazione per l'acqua pesante, la forma è praticamente inalterata, nel caso dei bersagli di litio e di berillio la distribuzione non conserva più una struttura centrata a distanze inferiori a 0.1 cm, bensì è sempre debolissimamente decrescente, fino ad esaurirsi quasi completamente passato 1 cm. Un comportamento di questo tipo, con il protone tendenzialmente prodotto vicino al punto di arresto del K^- e il pione prodotto con probabilità circa costante entro 0.5-0.6 cm, farebbe pensare che il π^- venga prodotto da un vertice secondario, mentre il protone direttamente dal vertice primario di arresto del K^- .

4.3.2 Studio dell'angolo compreso $p - \pi^-$

Un'altra variabile che è stata analizzata è il coseno dell'angolo compreso tra le tracce del protone e del pione, valutato come:

$$\cos \theta = \frac{\vec{p}_p \cdot \vec{p}_\pi}{|\vec{p}_p| |\vec{p}_\pi|} \quad (4.1)$$

che, operativamente, è stato calcolato a partire dai coseni direttori dx_i con $i = p, \pi^-$:

$$\cos \theta = dx_p \cdot dx_\pi + dy_p \cdot dy_\pi + dz_p \cdot dz_\pi \quad (4.2)$$

dove i coseni sono stati a loro volta calcolati a partire dal valore degli angoli λ e ϕ (vedi immagine 2.2), dove $\lambda = \frac{\pi}{2} - \theta$ con θ angolo azimuthale e ϕ angolo nel piano trasverso:

$$\begin{cases} dx = \cos \lambda \cos \phi \\ dy = \cos \lambda \sin \phi \\ dz = \sin \lambda \end{cases} \quad (4.3)$$

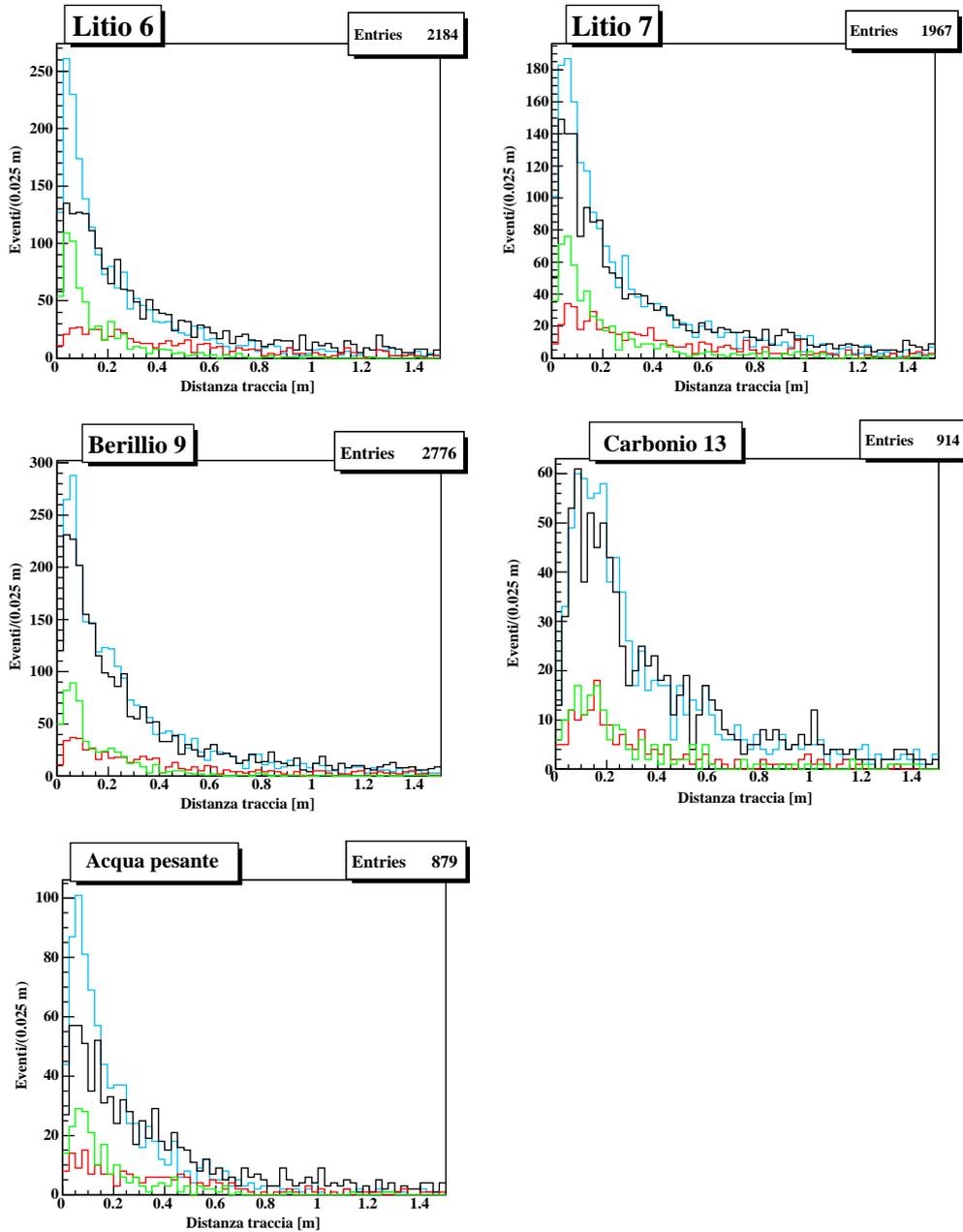


Figura 4.10: Spettri della distanza dal vertice di interazione del K^- per eventi con un protone e un pione negativo con qualunque impulso (linea blu per i protoni, linea nera per i pioni) e per eventi con un protone e un pione negativo con impulso superiore a $260 \text{ MeV}/c$ (linea verde per i protoni, linea rossa per i pioni).

Le distribuzioni di $\cos \theta$ per eventi con un protone in coincidenza con un pione con e senza tagli in impulso su quest'ultimo sono riportate in Fig. 4.11.

Da questi spettri non è possibile trarre nuove informazioni riguardanti gli eventi di interesse; l'unica peculiarità che è evidente è la preponderanza di eventi in cui il coseno dell'angolo è inferiore a -0.8, il che si riflette in un angolo tra le tracce superiore a 143° . Sempre utilizzando il coseno dell'angolo compreso, si può vedere se esistano particolari correlazioni con l'impulso dei protoni, che possano permettere di applicare selezioni in angolo con le quali evidenziare meglio il picco intorno 500 MeV/c che si sta analizzando.

Dalla correlazione tra $\cos \theta$ e l'impulso del protone per eventi con $\vec{p}_\pi > 260$ MeV/c, riportata in Fig. 4.12, si nota come eventi con impulso del protone attorno a 500 MeV/c si collocano, nel caso dei due tipi di litio, prevalentemente in corrispondenza di valori di $\cos \theta$ inferiori a -0.8, mentre gli eventi ad impulsi inferiori presentino una distribuzione in angolo più allargata. In virtù di questo fatto, si può aggiungere una seconda selezione, oltre a quella sull'impulso del π^- , con la quale tentare di isolare meglio gli eventi di interesse. Richiedendo che $\cos \theta < -0.8$ si sono ottenuti i grafici riportati in Fig. 4.13.

L'aggiunta della richiesta che l'angolo tra le tracce fosse superiore a 143° non ha comportato alcun cambiamento nella forma negli spettri per i bersagli di ^9Be , di ^{13}C e di acqua pesante. Strutture particolari non sono emerse in alcuna parte dell'intervallo di impulso studiato. Questa selezione in angolo, quindi, è completamente ininfluenza su eventi in tali bersagli che hanno un impulso dei π^- superiore a 260 MeV/c.

Molto più interessanti sono i cambiamenti che sono stati apportati agli spettri relativi al ^6Li e al ^7Li : nel caso del ^6Li la selezione in angolo ha permesso di approssimativamente dimezzare l'entità della coda ad impulsi inferiori a 460 MeV/c, mentre la statistica oltre 460 MeV/c è diminuita solamente del 15 % circa. Lo spettro così individuato ha una struttura centrata attorno a 500 MeV/c ancor meglio delineata e l'entità della coda è molto ridotta. Va notata la presenza di un picco attorno 480 MeV/c che studi cinematici non sono riusciti a spiegare e che è ancora sotto analisi.

Nel caso del ^7Li la selezione ha permesso di far emergere un chiaro segnale attorno a 500 MeV/c paragonabile a quello presente sul ^6Li e un altro segnale attorno a 440 MeV/c, anch'esso ancora da comprendere.

4.4 Valutazione del contributo ipernucleare

A questo punto si è inserita un'ulteriore selezione per i bersagli di Li, per cercare di migliorare ancora il segnale e valutare correttamente il contributo

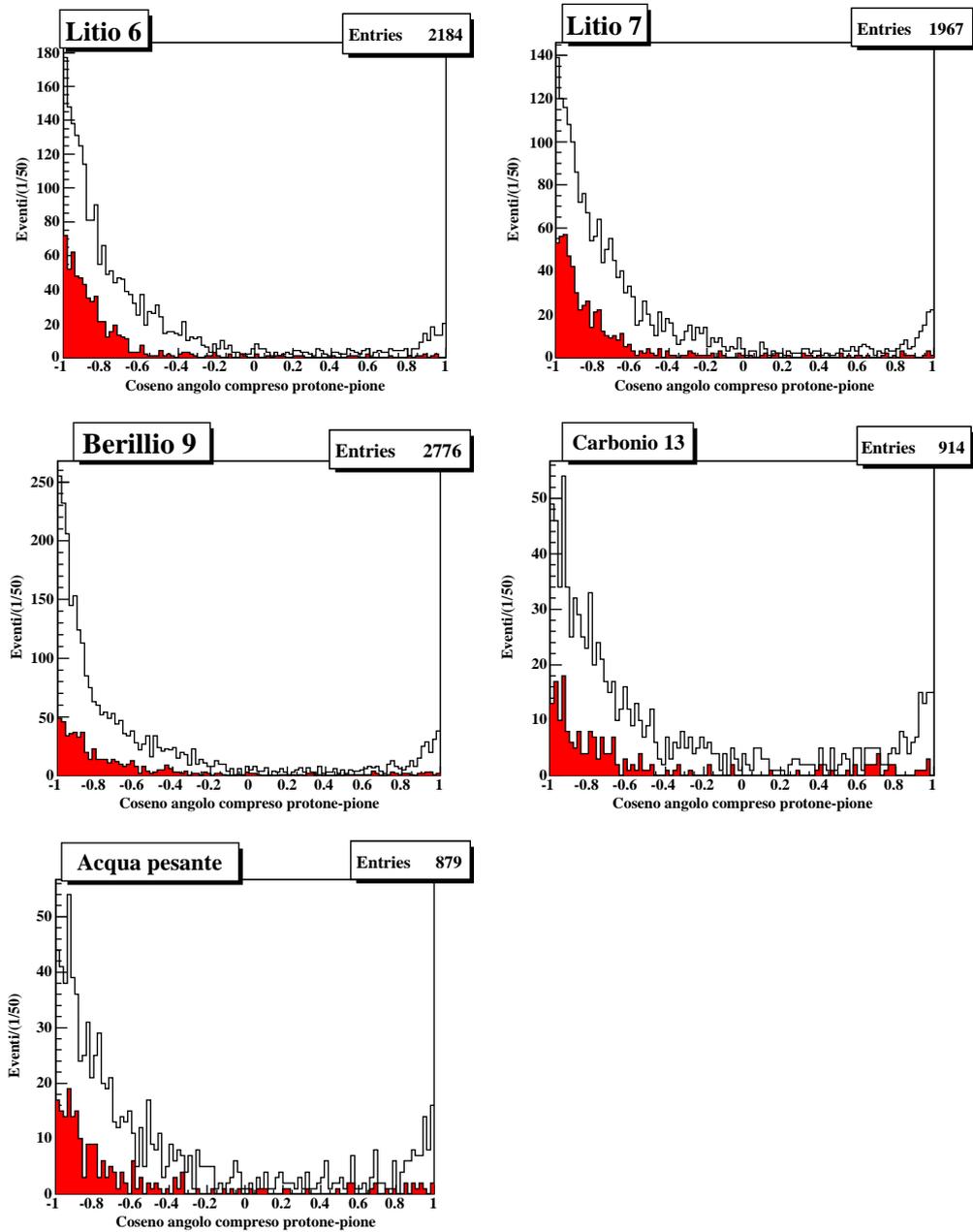


Figura 4.11: Spettri dell'angolo compreso tra le tracce di protone e pioni per eventi con pioni di impulso qualunque (linea nera) e di impulso maggiore di 260 MeV/c (area rossa).

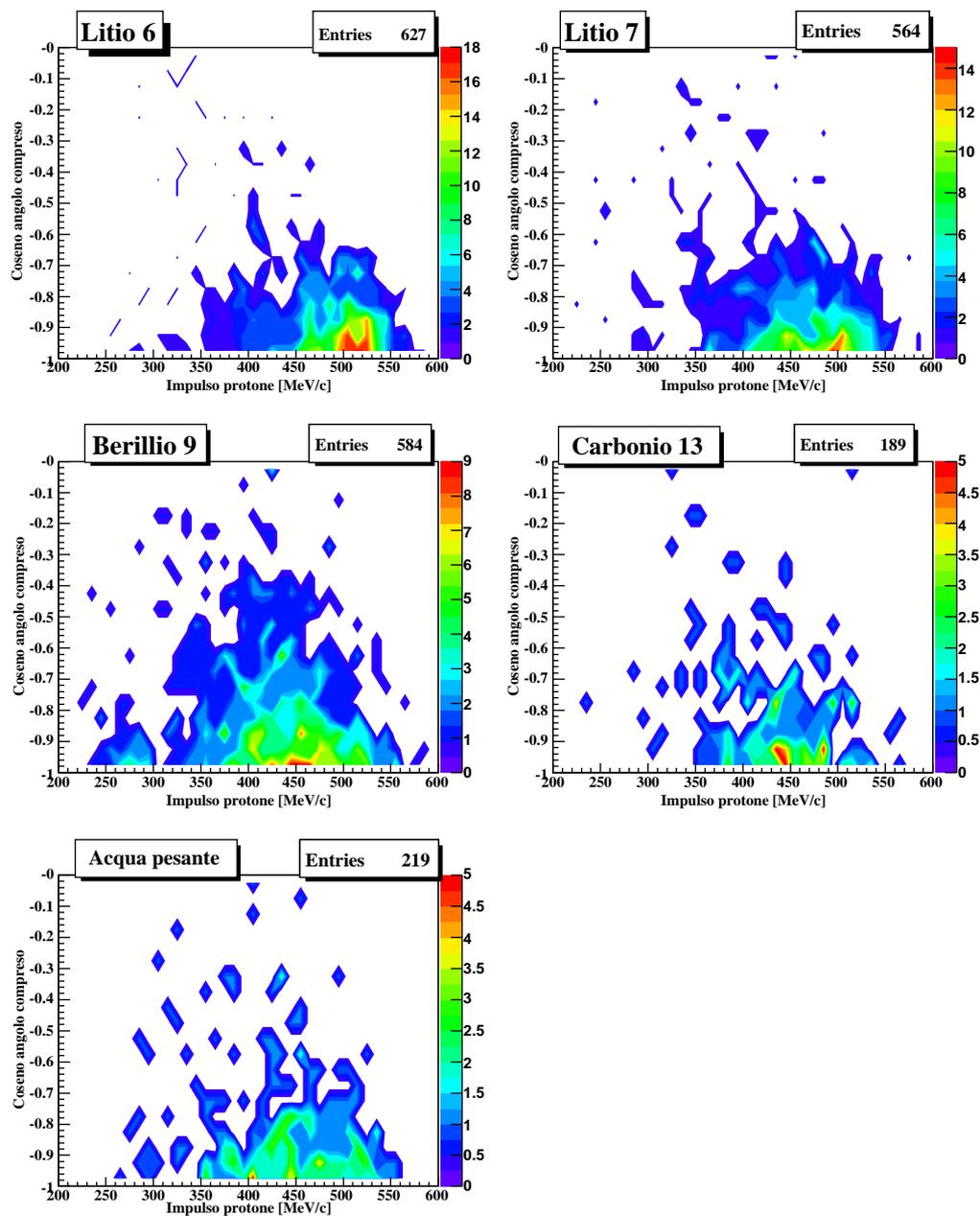


Figura 4.12: Correlazioni tra l'impulso del protone e l'angolo compresso tra le tracce di pioni e protone per eventi con pioni di impulso superiore a 260 MeV/c.

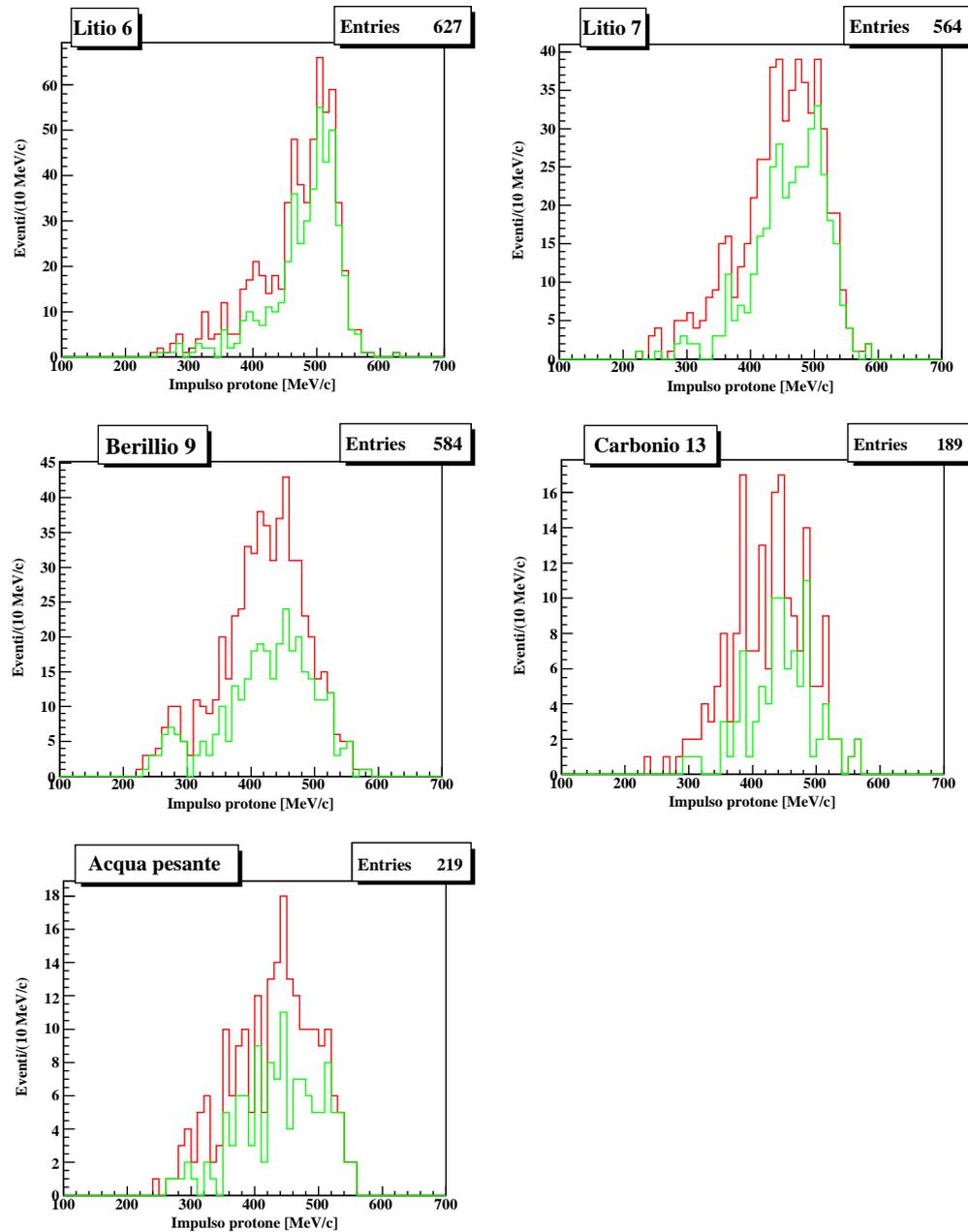


Figura 4.13: Spettri in impulso dei protoni per eventi con pioni con impulso superiore a 260 MeV/c (linea rossa) e per eventi con pioni con impulso superiore a 260 MeV/c e coseno dell'angolo compreso tra le tracce di protone e pione inferiore a -0.8 (linea verde.)

degli eventi di tipo ipernucleare: la richiesta aggiuntiva è stata quella di selezionare eventi con impulso dei π^- superiore a quello dei pioni provenienti da reazioni di formazione di ipernuclei, facendo riferimento ai valori riportati in [48], dove l'impulso massimo nel ${}^6\text{Li}$ è pari a $275 \text{ MeV}/c$, mentre nel ${}^7\text{Li}$ è $276 \text{ MeV}/c$. In tal modo la contaminazione di eventi ipernucleari è pressoché annullata.

In entrambi gli spettri riportati in Fig. 4.14 non vi è alcun miglioramento nella forma del segnale, vi è solo una diminuzione uniforme della statistica sull'intero spettro, a sostegno del fatto che gli eventi di tipo ipernucleare sono in prima approssimazione trascurabili.

In definitiva, analizzando differenti grandezze, quali correlazioni tra impulsi, angoli compresi e distanze dal punto di arresto del K^- , si è giunti ad attribuire agli eventi di interesse le seguenti caratteristiche:

- sono presenti uno e un solo protone e uno e un solo pione negativo;
- non sono presenti altre particelle cariche con impulso sufficiente per esser tracciate;
- può esser presente un numero qualsiasi di particelle neutre come neutroni, π^0 e fotoni;
- il protone e il pione vengono preferenzialmente prodotti con un angolo compreso superiore a 143° , quindi approssimativamente in una configurazione *back to back*;
- il protone dovrebbe provenire dal vertice primario di interazione del K^- , mentre il π^- da un vertice secondario.

Individuate le tutte le caratteristiche principali di questo evento ottenibili tramite generali studi cinematici, ora è necessario comprendere quale sia la reazione cui ricondurre questo segnale.

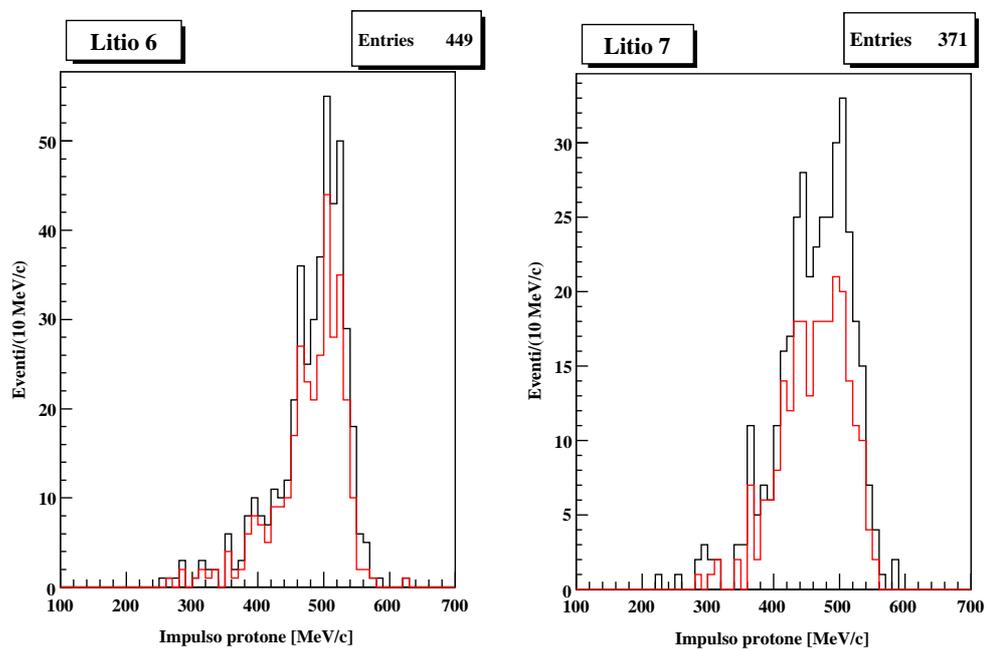


Figura 4.14: Spettri in impulso dei protoni per eventi con pioni con impulso superiore a $260 \text{ MeV}/c$ (linea nera) e per eventi con pioni con impulso superiore a $275 \text{ MeV}/c$ (linea rossa).

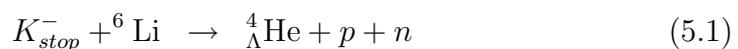
Capitolo 5

Interpretazione dei dati

5.1 Possibili reazioni candidate

Selezionato il picco di interesse in maniera più efficace possibile, come descritto al termine del capitolo precedente, si è passati ad analizzare le fonti di tale segnale. Una delle primissime ipotesi che è possibile avanzare è quella di assegnare tale segnale ad una inefficienza del trigger ipernucleare che ha comportato la contaminazione dei dati con eventi di diffusione Bhabha. Questi eventi, infatti, sarebbero caratterizzati da particelle positive di impulso pari a 510 MeV/c (i positroni), che potrebbero dare origine a tale segnale. Un processo di questo tipo, però, implicherebbe un segnale di uguale entità in tutti i bersagli, cosa che si è appurato esser non vera e, inoltre, comporterebbe la presenza di particelle negative (gli elettroni) con uguale impulso. Poiché un segnale di questo tipo sarebbe stato identificato come un π^- dall'algoritmo di identificazione implementato nel capitolo 3, osservando gli spettri in impulso dei π^- , dovrebbe esser presente un segnale intorno a 510 MeV/c, che, invece, è assente. L'impulso massimo delle particelle riconosciute come pioni negativi non supera i 350 MeV/c.

Scartata questa prima ipotesi, si è presa in considerazione l'eventualità che questo segnale provenisse dal decadimento non mesonico a due corpi indotto da protone dell'ipernucleo ${}^4_{\Lambda}\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + p$. Questo ipernucleo può formarsi all'interno dei bersaglio di ${}^6\text{Li}$, oppure negli altri bersagli come iperframmento, tramite le reazioni:



dove il protone e il neutrone o il deutone non hanno un impulso sufficiente per uscire dai bersagli.

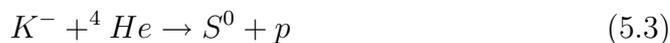
Questa reazione produrrebbe nello stato finale un protone e un trizio, entrambi di impulso pari a 508 MeV/c, quindi entrambi rivelabili e tracciabili: nel paragrafo 4.2, però, si è visto che gli eventi di interesse presentano solamente due particelle cariche nello stato finale, un protone e un pione negativo, motivo per cui anche questa ipotesi è da rigettare.

5.2 Segnale interpretabile come DBKS?

Indipendentemente dalla ritrattazione del segnale osservato al KEK, sorge spontaneo prendere in considerazione l'eventuale provenienza del segnale attorno a 500 MeV/c da eventi di formazione di stati legati di kaoni nei nuclei. Questa interpretazione è suggerita sia dalla compatibilità tra il valore centrale del segnale negli spettri del KEK [33] e quello nello spettro del ${}^6\text{Li}$ di FINUDA che dall'essere riusciti ad osservare tale segnale nel ${}^6\text{Li}$: in tale nucleo, infatti, è possibile che il K^- interagisca tanto con l'intero nucleo, quanto con sottostrutture stesse del ${}^6\text{Li}$, nello specifico un 'quasi' deutone e un 'quasi' He. La possibilità di un'interazione misurabile del K^- su un He rende, perciò, confrontabili gli spettri del ${}^6\text{Li}$ di FINUDA con quelli su He del KEK.

L'eventualità di un'interazione misurabile di una particella proiettile con sottostrutture del nucleo del ${}^6\text{Li}$ è stata studiata ed evidenziata in diversi esperimenti: studi di reazioni $(\pi^+, 2p)$ con π^+ in volo [54, 55] oppure da $(\pi^-, 2n)$ con π^- a riposo [56, 57] hanno dimostrato che il nucleo del ${}^6\text{Li}$ si comporta come un sistema $(d + \alpha)$ dove i due quasi-nuclei sono in onda s relativa. Inoltre anche lo stesso ${}^4\text{He}$ può esser interpretato come composto da due deutoni.

Esistendo, quindi, la possibilità di interazione del K^- con un 'quasi He', bisogna vagliare la possibilità che il picco sotto analisi sia dovuto ad una reazione del tipo:



dove S^0 è il presunto stato legato K^-pnn osservato da [33] e poi ritrattato.

Bisogna ribadire il fatto che, nonostante il segnale di presunta evidenza sperimentale di un DBKS K^-pnn in [33] sia stato ritrattato, nulla preclude, tuttavia, la possibile esistenza dello stato legato K^-pnn : da qui la necessità di confrontare i dati sperimentali di FINUDA con tale ipotesi e confermare o meno se la conclusione tratta da [35], vale a dire che non è giustificato associare il segnale sotto analisi a tale stato legato, sia ancora valida.

Seguendo questa linea di ragionamento, il primo passo da effettuare è quello di valutare la massa dell'eventuale stato legato S^0 , nello specifico calcolando la massa mancante rispetto alla reazione $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + X$ con la seguente formula:

$$m_X = \sqrt{\left(m_K + m_{He} + \sqrt{|\vec{p}_p|^2 + m_p^2}\right)^2 - |\vec{p}_p|^2} \quad (5.4)$$

ottenendo i grafici riportati in Fig. 5.1.

Lo spettro in massa mancante del ${}^6\text{Li}$ presenta una struttura centrata attorno $3.1 \text{ GeV}/c^2$ e una coda verso masse mancanti più elevate, mentre gli spettri relativi agli altri nuclei sono più larghi e centrati attorno a un valore di massa mancante pari a circa $3.15 \text{ GeV}/c^2$, collocabile all'interno della coda dello spettro del ${}^6\text{Li}$.

Osservati gli istogrammi ottenuti, bisogna comprendere se i risultati siano giustificabili o meno. Dal momento che l'assunzione su cui è basato il calcolo della massa mancante è la possibilità di interazione misurabile con una sottostruttura del nucleo bersaglio identificabile come un quasi ${}^4\text{He}$, bisogna tenere in considerazione che questa ipotesi è giustificata solamente nel caso del ${}^6\text{Li}$, parzialmente per il ${}^7\text{Li}$ (interpretabile approssimativamente come un sistema $d+\alpha+n$) e per il ${}^9\text{Be}$ (interpretabile come composto da sottostrutture 'quasi' He come $\alpha+\alpha+n$), mentre non lo è per il ${}^{13}\text{C}$ e per ${}^{16}\text{O}$ (considerando un'interazione su He, l'acqua pesante può esser trattata come un bersaglio di ${}^{16}\text{O}$, non considerando la presenza dei due deutoni), per i quali, anche se si presuppone che sia possibile l'interazione con una sottostruttura α , la presenza dei numerosi nucleoni spettatori, contro cui possono avvenire fenomeni di *rescattering* ed interazioni di stato finale, smorzerebbe il segnale fino a renderlo non rivelabile.

Nel caso del ${}^7\text{Li}$ è presente sia un debole segnale negli spettri in impulso attorno ai $500 \text{ MeV}/c$ sia un corrispettivo segnale nello spettro in massa mancante attorno a $3.1 \text{ GeV}/c^2$, entrambi compatibili con analoghi segnali negli spettri del ${}^6\text{Li}$; inoltre, la presenza di una struttura meno definita rispetto a quella del ${}^6\text{Li}$ potrebbe esser ricondotta ad una suddivisione interna del nucleo meno netta, a causa della presenza di un ulteriore neutrone. Per il ${}^9\text{Be}$, invece, non si spiega, almeno nell'ottica di interazione su un 'quasi' He, il motivo per cui non sia presente un segnale nello spettro in impulso dei protoni o nella massa mancante compatibile con quelli del ${}^6\text{Li}$: in caso di un segnale riconducibile all'interazione del K^- su α , data la netta suddivisione interna in sottostrutture di tale tipo di questo nucleo, dovrebbero esser visibili strutture, anche minime, centrate attorno $500 \text{ MeV}/c$ e $3.1 \text{ GeV}/c^2$ negli spettri analizzati.

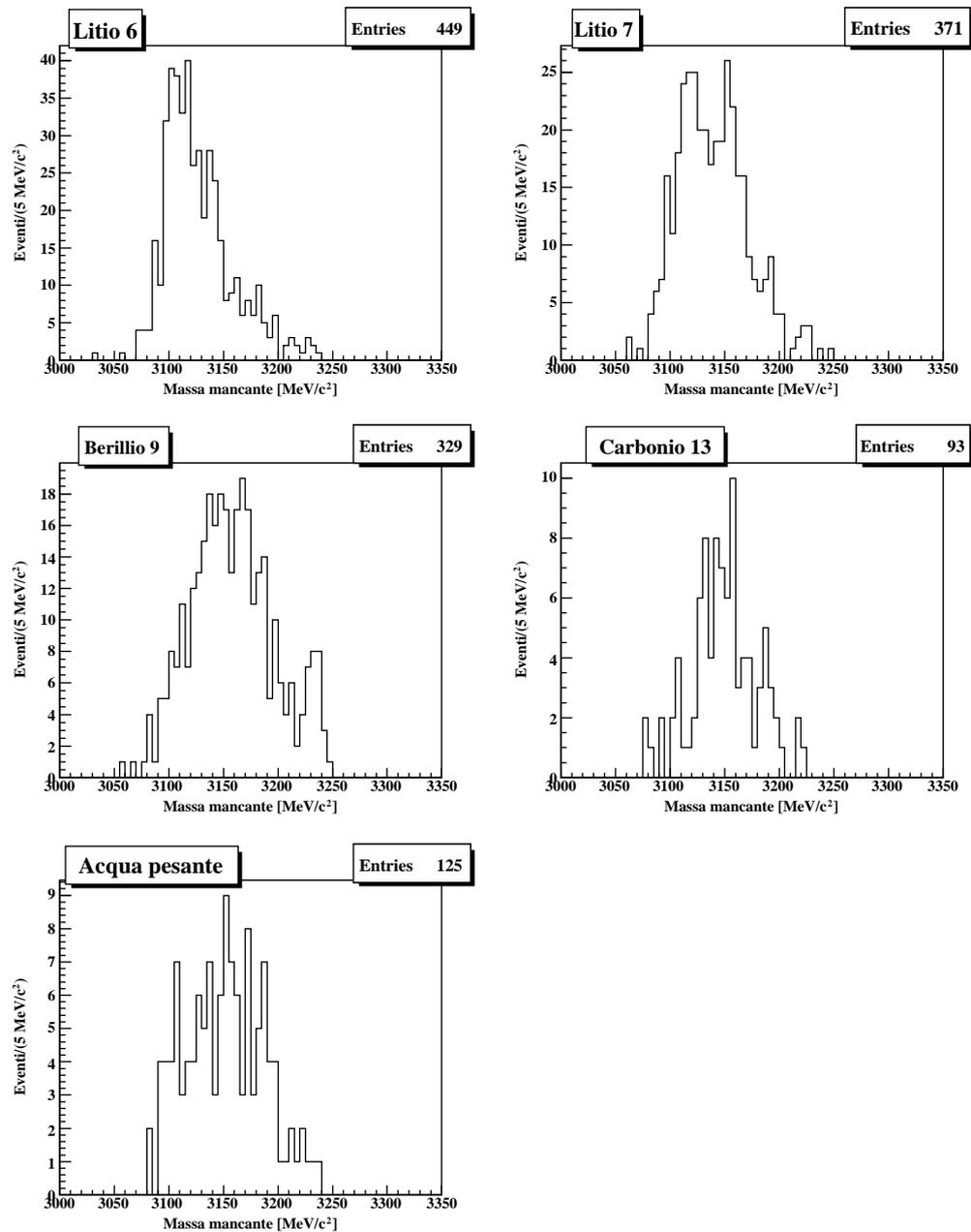


Figura 5.1: Spettro della massa mancante rispetto alla reazione $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + X$.

Se, per il momento, si trascura questa evidenza e si prosegue nell'analizzare gli spettri in massa mancante, si arriva a considerare il ^{13}C e l'acqua pesante: in entrambi questi spettri non è visibile alcuna struttura compatibile con quelle negli spettri del ^6Li , in accordo con quanto atteso.

In base a queste considerazioni, è possibile attribuire lo spettro in massa mancante del ^{13}C e dell'acqua pesante completamente e solamente a reazioni di fondo e, in tale ottica, è possibile effettuare una sottrazione del fondo dallo spettro del ^6Li tramite il confronto con gli spettri del ^{13}C oppure del D_2O . Per effettuare questa sottrazione si è scelto di interpolare lo spettro del ^{13}C mediante una polinomiale del terzo grado, in quanto, con tale grado massimo, è stato possibile riuscire contemporaneamente a minimizzare il χ^2 dell'interpolazione e a utilizzare il minor numero possibile di parametri; successivamente, lo spettro del ^6Li è stato interpolato con la curva appena trovata, a partire dal valore minimo di $3.15 \text{ GeV}/c^2$, ottenendo la curva rossa riportata in Fig. 5.2. Questa curva indica il contributo del fondo nell'istogramma del ^6Li . La scelta di un limite minimo di $3.15 \text{ GeV}/c^2$ per l'interpolazione con la curva del fondo proviene da considerazioni di simmetria: dal momento che si sta cercando di valutare la massa di un ipotetico stato legato, è lecito supporre che la distribuzione in massa mancante sia simmetrica (come avviene sia nel caso di distribuzione di Breit-Wigner che gaussiana). Poiché la coda è presente solo a masse mancanti maggiori, si è valutata graficamente la HWHM sinistra del picco (pari a $\cong 20 \text{ MeV}/c^2$) e si è indicato come punto di partenza dell'interpolazione del fondo il valore della moda della distribuzione, pari a $3.117 \text{ MeV}/c^2$, sommato a due volte HWHM appena trovata, limite oltre il quale dovrebbe esser presente principalmente fondo.

Valutato il contributo del fondo, esso è stato sottratto, intervallo per intervallo, dall'istogramma e si è interpolato il grafico rimanente con una gaussiana, per le considerazioni prima fatte sulla natura della distribuzione attesa. In figura 5.2 si riportano tutte le interpolazioni ottenute.

I parametri derivanti da tali interpolazioni sono i seguenti:

- percentuale di fondo: 29.7%;
- media gaussiana: $\mu = (3110.0 \pm 0.9) \text{ MeV}/c^2$;
- larghezza gaussiana: $\sigma = (13.8 \pm 0.5) \text{ MeV}/c^2$;
- bontà dell'interpolazione gaussiana: $\chi^2/\nu = 1.36$, $P(\chi^2/\nu > 1.36) \approx 17.7\%$.

dove la percentuale di fondo è stata ottenuta dal rapporto tra l'area sottesa dalla curva rossa che descrive il fondo e l'area totale sottesa dall'istogramma.

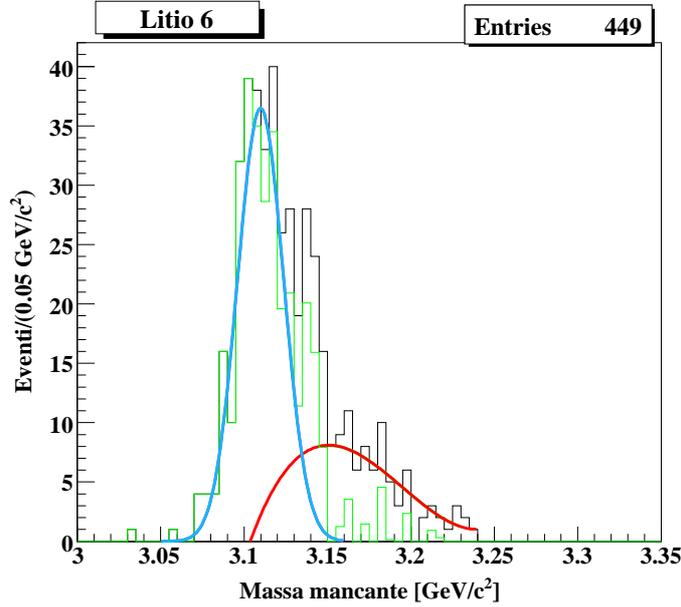


Figura 5.2: *Interpolazione dello spettro in massa mancante del ${}^6\text{Li}$ (linea nera) utilizzando una polinomiale (linea rossa) proveniente dall'interpolazione del medesimo spettro per il ${}^{13}\text{C}$. In verde si riporta lo spettro cui è stato sottratto il contributo del fondo e in blu l'interpolazione gaussiana di quest'ultimo.*

Se si considera un limite di confidenza pari al 5%, è lecito considerare l'interpolazione gaussiana accettabile.

I risultati ottenuti fino a questo momento sembrerebbero indicare la presenza di uno stato legato intermedio del tipo S^0 : tale stato, possedendo una massa di circa $3110 \text{ MeV}/c^2$ e una larghezza $\sigma = 14 \text{ MeV}/c^2$ cinematicamente non può decadere in $\Lambda\pi NN$, in quanto la soglia per tale canale è compresa tra $3129 \text{ MeV}/c^2$ e $3132 \text{ MeV}/c^2$ a seconda degli stati di carica, mentre potrà decadere in Σ^-pn , Σ^-d , Σ^0nn e Λnn , le cui soglie sono, rispettivamente, $3075 \text{ MeV}/c^2$, $3073 \text{ MeV}/c^2$ e $3071 \text{ MeV}/c^2$.

Secondo i calcoli di Ivanov ¹ [60], i canali Σ^0nn e Λnn dovrebbero essere trascurabili, mentre i rimanenti due canali dovrebbero contribuire alla larghezza totale dello stato legato, calcolata pari a $16 \text{ MeV}/c^2$, con $\Gamma(S^0 \rightarrow \Sigma^-pn) = 15 \text{ MeV}/c^2$ e $\Gamma(S^0 \rightarrow \Sigma^-d) = 1 \text{ MeV}/c^2$.

¹Il modello di Ivanov descrive le caratteristiche di un ipotetico stato legato K^-pnn ricorrendo all'utilizzo del formalismo di oscillatore armonico tridimensionale e modellizzando l'interazione $\bar{K}N$ partendo dal considerare la $\Lambda(1405)$ come uno stato legato K^-p all'interno di un modello che si basa sulla lagrangiana effettiva chirale.

Includendo tutti i canali di decadimento (compresi anche quelli fortemente soppressi), la formazione e il decadimento di uno stato legato S^0 possederebbe le seguenti segnature sperimentali:

$$K^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + S^0 \rightarrow p + \Sigma^- pn \rightarrow p + n\pi^- + p + n \quad (5.5)$$

$$K^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + S^0 \rightarrow p + \Sigma^- d \rightarrow p + n\pi^- + d \quad (5.6)$$

$$K^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + S^0 \rightarrow p + \Sigma^0 nn \rightarrow p + \Lambda\gamma + n + n \quad (5.7)$$

$$\rightarrow p + p\pi^- + \gamma + n + n$$

$$K^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + S^0 \rightarrow p + \Lambda nn \rightarrow p + p\pi^- + n + n \quad (5.8)$$

$$K^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + S^0 \rightarrow p + \Sigma^- pn \rightarrow p + \Lambda nn \quad (5.9)$$

$$\rightarrow p + p\pi^- + n + n$$

dove nell'equazione (5.9) si è considerato il possibile fenomeno di conversione $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$, che può avvenire per interazione forte con uno dei nucleoni, prima che l'iperone Σ^- riesca ad uscire dal nucleo. Inoltre si è riportato solamente il decadimento della Λ in particelle cariche, in quanto contribuisce alla presenza nello stato finale di un π^- , sempre presente negli eventi del segnale analizzato.

In base allo studio di spazio delle fasi in Fig. 5.3, effettuato in [35] relativamente alla prima presa dati, si trova che le uniche reazioni candidate che producono π^- con impulso superiore a 260 MeV/c sono (5.5) e (5.6).

Se, ora, si fa riferimento agli spettri dell'angolo compreso $p\pi^-$ riportato in Fig. 4.11 e agli spettri in Fig. 4.6 relativi ad eventi che presentano più di due particelle cariche rivelate nello stato finale (oltre ad un solo protone e un solo pione), si possono formulare alcune considerazioni. Innanzi tutto, la reazione (eq. 5.5) non può essere la principale candidata a spiegare il picco sotto analisi, in quanto richiede la presenza di due protoni rivelabili nello stato finale: questi ultimi, infatti, possiederebbero rispettivamente un impulso circa monocromatico pari a ~ 500 MeV/c (protoni di formazione della S^0) e lo spettro in impulso, simulato tramite considerazioni di puro spazio fasi, riportato in Fig. 5.4 (protone proveniente dal decadimento $S^0 \rightarrow \Sigma^- pn$). Come si vede dai valori dell'impulso, essi sono in oltre il 50% dei casi entrambi superiori ai ≈ 150 MeV/c, necessari ad un protone per uscire dal bersaglio ed esser tracciato. In secondo luogo, facendo riferimento ai calcoli di Ivanov, che descrivono il processo (eq. 5.5) come dominante, viene a delinearsi l'impossibilità di attribuire completamente gli eventi studiati a reazioni che prevedono la formazione nello stato intermedio dello stato legato $K^- pnn$.

La reazione (eq. 5.6), invece, prevede nello stato finale un deutone, proveniente dal decadimento dello stato legato $S^0 \rightarrow \Sigma^- d$, con impulso pari a

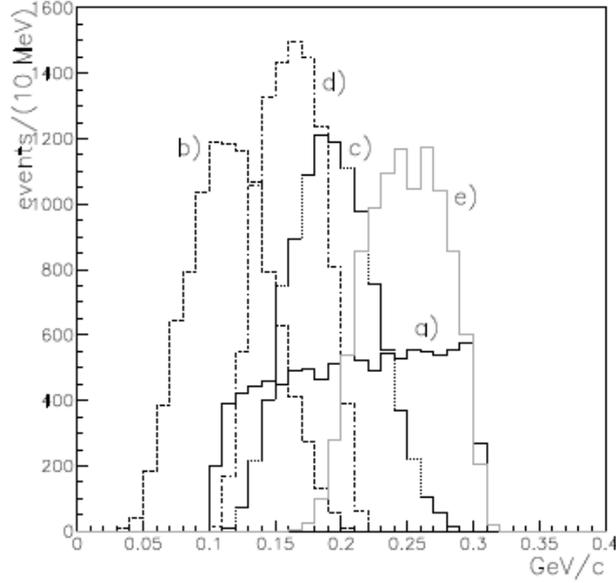


Figura 5.3: Spettro dell'impulso dei pioni generato a partire dalla cinematica di diverse reazioni. (a) $K^- + d \rightarrow p + \Sigma^-$; (b) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow S^0 + p$ con successivo decadimento dello stato legato $S^0 \rightarrow \Lambda nn$; (c) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow S^0 + p$ con successivo decadimento dello stato legato $S^0 \rightarrow \Sigma^- np$; (d) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow S^0 + p$ con successivo decadimento dello stato legato $S^0 \rightarrow \Sigma^- np$ seguito dalla conversione $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$; (e) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow S^0 + p$ con successivo decadimento dello stato legato $S^0 \rightarrow \Sigma^- d$. Tratto da [35].

252 MeV/c, quindi rivelabile dall'apparato sperimentale. Poiché, però, non esistono altre particelle cariche nel campione di eventi considerati, anche la reazione (eq. 5.6) non è un buon candidato per spiegare gli eventi di interesse, partendo da considerazioni sulle particelle rivelabili.

In secondo luogo, anche lo studio dello spettro dell'angolo compreso tra le tracce del protone e del pione depone a sfavore dell'esistenza di uno stato legato S^0 nel processo considerato: infatti dall'analisi dei dati è evidente una correlazione quasi *back to back* tra le tracce $p\pi^-$ (vedi Fig. 4.11), correlazione che né la reazione (eq. 5.5), né la (eq. 5.6) sarebbero in grado di giustificare. Nel caso della reazione (eq. 5.5), il protone di formazione dello stato legato deve essere scorrelato dal decadimento dell'eventuale S^0 , mentre il secondo protone partecipa ad un decadimento a tre corpi, nel quale non vi è motivo alcuno di correlazione *back to back* tra due specifiche tracce. Stesso discorso per il protone e il pione negativo del processo (eq. 5.6). Per inciso, anche non considerando il risultato ottenuto dallo studio di spazio fasi in Fig. 5.3, in

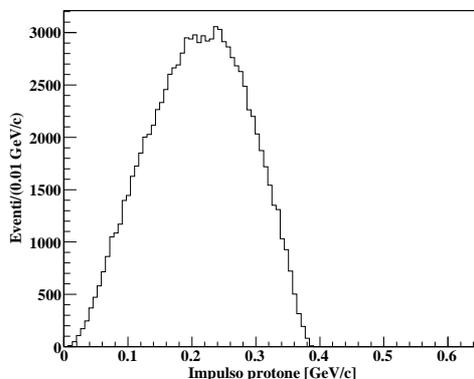


Figura 5.4: *Impulso del protone proveniente dal decadimento della $S^0 \rightarrow \Sigma^- np$, calcolato tramite la semplice cinematica della reazione.*

quanto si potrebbe addurre che l'apparato sperimentale potrebbe distorcere gli spettri dei pioni fino a renderne rivelabili alcuni provenienti da reazioni scartate (peraltro molto improbabile, essendo FINUDA ottimizzato per individuare π^-), nessuna delle reazioni (eq. 5.7), (eq. 5.8), (eq. 5.9) avrebbe superato le selezioni ora descritte, tanto in termini di particelle rivelabili, quanto per la correlazione in angolo tra protone e pione. La possibilità di associare il segnale ad eventi dovuti alla formazione di uno stato legato S^0 sarebbe, quindi, sempre stata rigettata.

In conclusione, analisi basate sulle tipologie di particelle presenti nello stato finale e sulla cinematica della reazione fanno propendere per ricercare la fonte del segnale centrato attorno 500 MeV/c nello spettro in impulso dei protoni in reazioni differenti da quelle che vedono presente uno stato profondamente legato $K^- pnn$, in accordo con quanto dedotto da [35].

5.3 Assorbimento sul deutone

Esclusi i DBKS, è pertanto necessario ricercare un'altra reazione che renda conto del segnale.

Si ricorda nuovamente quello che finora è stato appurato riguardo tale segnale:

- è visibile e ben definito nel ${}^6\text{Li}$ e appena visibile nel ${}^7\text{Li}$, una volta effettuate tutte le selezioni, mentre è pressoché assente in tutti gli altri bersagli, tanto nel caso di nuclei o molecole molto più grandi e pesanti come ${}^{13}\text{C}$ e D_2O , quanto in nuclei molto simili come il ${}^9\text{Be}$;

- presenta nello stato finale solo due particelle cariche tracciate, un protone con $|\vec{p}_p| \cong 500 \text{ MeV}/c$ e un pione negativo con $|\vec{p}_\pi| > 260 \text{ MeV}/c$;
- il protone sembra provenire dal vertice primario di interazione del K^- , diversamente dal pione, che pare esser formato in un vertice secondario;
- la distribuzione dell'angolo compreso tra il protone e il pione possiede un massimo per angoli prossimi a 180° e presenta una coda che si esaurisce a circa 120° , ad indicare un processo tendenzialmente, anche se non esattamente, *back to back*.

Il vedere un segnale principalmente nel ${}^6\text{Li}$, e non in bersagli più pesanti, può far propendere per la presenza di una reazione che coinvolga delle sottostrutture che sono presenti solamente in tale nucleo. Questa evidenza sperimentale implica il non considerare reazioni di assorbimento del K^- su un nucleone, in quanto ugualmente probabili in tutti i nuclei.

Va ricordato anche che la possibile reazione di assorbimento del K^- su una sottostruttura ${}^4\text{He}$ dovrebbe produrre un segnale visibile sia nel ${}^7\text{Li}$ che, soprattutto, nel ${}^9\text{Be}$, il quale presenta una struttura interna α più un neutrone. Il non avere osservato nello spettro in impulso una struttura centrata attorno a $500 \text{ MeV}/c$ depone a sfavore di una reazione che coinvolga il 'quasi' He per spiegare il segnale nel ${}^6\text{Li}$.

Se, invece, si suppone che l'interazione avvenga sul 'quasi' deutone, allora si può spiegare il perché non sarebbe chiaramente visibile nel ${}^9\text{Be}$: infatti, data la struttura $\alpha + \alpha + n$, l'eventuale interazione con un deutone sarebbe circoscritta a quelli che compongono le particelle α , ma, calcoli eseguiti da [58] hanno dimostrato che la distribuzione in impulso dei deutoni contenuti all'interno del nucleo del ${}^6\text{Li}$, riportata in Fig. 5.5 è molto differente da quella contenuta in nuclei di He, anch'essa riportata in Fig. 5.5.

Si può notare come, per il ${}^6\text{Li}$, la distribuzione in impulso dei deutoni sia costituita da due differenti strutture, una centrata a $\sim 60 \text{ MeV}/c$, che descrive l'impulso del 'quasi' deutone libero e una seconda intorno a $300 \text{ MeV}/c$ che descrive i deutoni contenuti all'interno del 'quasi' He. Poiché, quindi, i deutoni contenuti all'interno di un *cluster* di He, possiedono un impulso molto più grande, nel caso del ${}^9\text{Be}$, nel quale gli eventuali deutoni sui quali può interagire il K^- sono sempre e solo quelli contenuti nelle sottostrutture α , è lecito ritenere che l'impulso del deutone sia sufficientemente elevato da allargare un eventuale segnale monocromatico, fino a non renderlo più rivelabile. A questo allargamento verrebbe poi ad aggiungersi la presenza di un maggior numero di nucleoni nello stato finale, i quali aumentano la possibilità di un'interazione di stato finale e il conseguente ulteriore deterioramento del segnale.

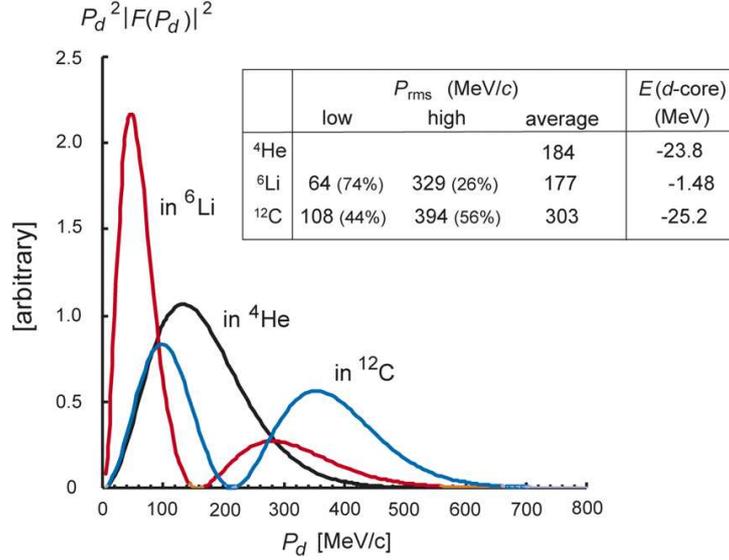


Figura 5.5: Spettro dell'impulso del deutone all'interno del ${}^6\text{Li}$ (linea rossa), del ${}^4\text{He}$ (linea nera) e del ${}^{12}\text{C}$ (linea blu). Tratto da [59].

L'ipotesi di una reazione del K^- su un deutone quasi libero all'interno del ${}^6\text{Li}$, quindi, sembra spiegare per quale motivo il segnale sia molto chiaro nel ${}^6\text{Li}$ e pressoché assente negli altri bersagli. Per comprendere quali siano i possibili stati finali, in caso di assorbimento del K^- su un deutone, si può ragionare in termini di numeri quantici conservati. Dal momento che l'interazione K^-d è di tipo forte, lo stato finale avrà carica totale nulla, stranezza pari -1 e terza componente di isospin -1/2. Inoltre, l'energia a disposizione deve essere inferiore a circa 2.4 GeV, supponendo il deutone a riposo (dalla distribuzione in Fig. 5.5, è possibile attribuirgli un impulso di circa 60 MeV/c, che si può, in prima approssimazione, trascurare).

Reazioni candidate che possiedono tali requisiti e non hanno pioni nello stato finale sono:

$$K^- + d \rightarrow p\Sigma^- \rightarrow p + n\pi^- \quad (5.10)$$

$$K^- + d \rightarrow n\Lambda \rightarrow n + p\pi^- \quad (5.11)$$

$$K^- + d \rightarrow n\Sigma^0 \rightarrow n + \Lambda\gamma \rightarrow n + \gamma + p\pi^- \quad (5.12)$$

dove si è preso in considerazione solamente il decadimento della Λ in protone e pioni negativo e non quello in neutrone e pioni neutro, in quanto quest'ultimo non spiegherebbe la presenza di particelle cariche nello stato finale.

Per capire quale tra queste tre reazioni sia una candidata per spiegare il segnale sotto analisi, si è calcolata la massa invariante del sistema $p\pi^-$: se

questa grandezza fosse centrata attorno al valore nominale della massa della Λ , vale a dire $m_\Lambda=1115 \text{ MeV}/c^2$, le reazioni candidate rimarrebbero la (5.11) e la (5.12), mentre, se così non fosse, l'unica candidata rimarrebbe la (5.10).

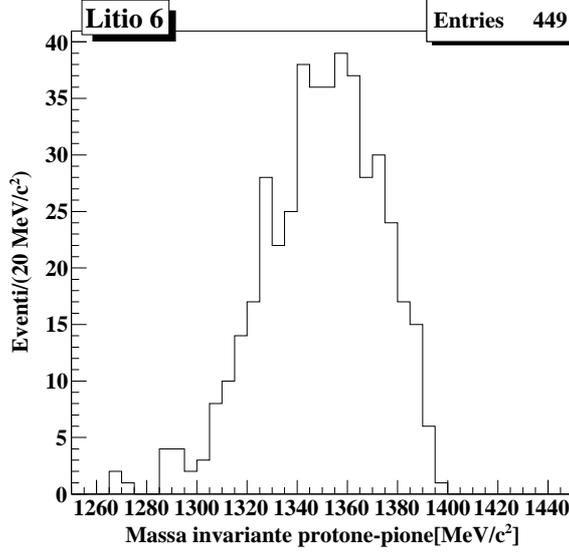


Figura 5.6: Spettro della massa invariante $p\pi^-$ per gli eventi selezionati nel ${}^6\text{Li}$.

Dalla Fig. 5.6, che riporta la massa invariante del sistema $p\pi^-$ per gli eventi nel ${}^6\text{Li}$, è chiaro che il segnale sotto analisi non è dovuto a eventi che coinvolgono la Λ , evidenza che è in accordo con le precedenti considerazioni riguardanti la distanza delle tracce dal punto di arresto del K^- : infatti nel caso di assorbimento $K^- + d \rightarrow p + \Sigma^-$, con il decadimento in volo $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, il protone verrà prodotto nel punto di interazione del K^- , mentre la distanza della traccia del pione dal vertice di interazione dipenderà dal cammino effettuato dall'iperone prima di decadere. Nelle altre reazioni, invece, i grafici di distanza di protone e pione avrebbero dovuto esser compatibili, data la coincidenza del punto di formazione delle due particelle (vertice secondario di decadimento della Λ .)

Prima di effettuare una simulazione montecarlo per verificare la compatibilità tra le distribuzioni analizzate nel capitolo 4 e quelle provenienti dai dati simulati, si sono effettuati alcuni semplici calcoli per comprendere se la cinematica del processo fosse almeno conciliabile con quella degli eventi sotto analisi, vale a dire impulso dei protoni centrato attorno $500 \text{ MeV}/c$, spettro dell'impulso dei pioni almeno in parte superiore a $260 \text{ MeV}/c$ e angolo compreso tra le tracce superiore a 140° .

In primo luogo si è calcolato l'impulso del protone nel caso di reazione tra K_{stop}^- e deutone fermo (si trascurano i circa 60 MeV/c medi indicati in Fig. 5.5). Dalla conservazione del quadrimpulso si ha:

$$\begin{cases} E_K + E_d = E_p + E_\Sigma \\ \vec{p}_K + \vec{p}_d = 0 = \vec{p}_p + \vec{p}_\Sigma \end{cases} \quad (5.13)$$

essendo il K^- e il deutone a riposo si ottiene, anche nel sistema di riferimento dello spettrometro che $\vec{p}_p = -\vec{p}_\Sigma$. Risolvendo rispetto al modulo dell'impulso del protone si ha:

$$|\vec{p}_p| = \frac{\sqrt{(S - m_p^2 - m_\Sigma^2)^2 - 4m_p^2 m_\Sigma^2}}{2\sqrt{S}} = 511.4 \text{ MeV}/c \quad (5.14)$$

dove \sqrt{S} è l'energia del centro di massa, qui pari a $\sqrt{S} = m_K + m_d$.

Il valore di impulso ottenuto è compatibile, nonostante sia stato trascurato l'impulso del deutone, con i 510 MeV/c di moda della distribuzione in impulso di Fig. 4.14.

L'impulso del pione prodotto in una reazione $K_{stop}^- d \rightarrow p \Sigma^-$, seguita dal decadimento in volo $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ è stato ottenuto in prima approssimazione da una semplice simulazione di spazio delle fasi, nella quale si è considerato l'impulso del K^- pari a zero, mentre la distribuzione del modulo dell'impulso del deutone è stata approssimata ad una gaussiana centrata attorno 60 MeV/c e larga 30 MeV/c (la distribuzione spaziale del vettore impulso è stata scelta isotropa), senza considerare la distorsione dovuta all'apparato sperimentale. Si è ottenuta la distribuzione in Fig. 5.7. In tale figura è riportato anche l'impulso del protone proveniente dal tale generazione.

Anche da questo studio è evidente che una percentuale non trascurabile di eventi, pari a circa il $\approx 25\%$, è in grado di superare la soglia dei 260 MeV/c impostata per selezionare gli eventi di interesse.

Per quanto riguarda la distribuzione dell'angolo compreso tra protone e pione negativo, sempre da detta simulazione si è ottenuto il grafico in Fig. 5.8:

La presenza di un'emissione di pioni tendenzialmente *back to back* rispetto al protone è plausibile se si pensa alla cinematica del decadimento in volo della Σ^- : poiché il β di tale iperone a pari a circa $\beta = 0.38$, il pione, essendo molto più leggero del protone, tenderà ad esser emesso collinearmente alla direzione di volo dell'iperone.

Ottenuti questi primi riscontri tra il segnale e la reazione 5.10, si è proceduto in una ricerca più accurata di altre evidenze sperimentali che depongono a favore dell'interpretazione del segnale come reazione di assorbimento del K^- da parte del deutone quasi libero all'interno del nucleo di ${}^6\text{Li}$.

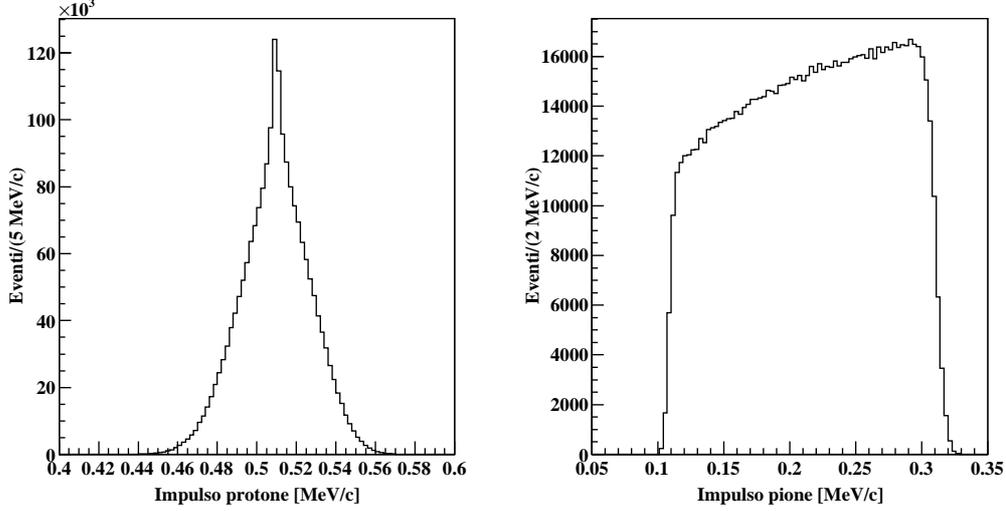


Figura 5.7: Spettro dell'impulso dei protoni (a sinistra) e dei pioni (a destra) provenienti dalla reazione $K^-d \rightarrow p\Sigma^-$, con successivo decadimento in volo $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$.

Il primo passo è analogo a quello operato nel caso dell'interazione con il 'quasi' He, vale a dire si è calcolata la massa mancante: in questo caso il calcolo è stato effettuato rispetto ad una reazione del tipo $K^- + d \rightarrow p + \pi^- + X$, calcolando la massa mancante con la formula (5.15).

$$m_X = \sqrt{\left(m_K + m_d + \sqrt{|\vec{p}_p|^2 + m_p^2} + \sqrt{|\vec{p}_\pi|^2 + m_\pi^2}\right)^2 - (\vec{p}_p \oplus \vec{p}_\pi)^2} \quad (5.15)$$

La distribuzione della massa mancante, riportata in Fig. 5.9, è centrata intorno a circa $940 \text{ MeV}/c^2$, compatibili con la massa del neutrone, pari a $939 \text{ MeV}/c$, e presenta una coda verso masse mancanti superiori, che, in prima analisi, si potrebbe ritenere correlata con la coda a bassi impulsi nello spettro in impulso, finora identificata come fondo. Per confermare questa ipotesi, è stata considerata la correlazione tra l'impulso del protone e la massa mancante, mostrata in Fig. 5.9: da tale grafico si deduce che gli eventi intorno a $500 \text{ MeV}/c$ di impulso del protone hanno un valore di massa mancante appartenente al picco centrale della distribuzione, quindi compatibile con la massa del neutrone, mentre le code in entrambi gli spettri sono anch'esse tra loro correlate.

Da queste distribuzioni si ottiene un ulteriore conferma della correttezza dell'ipotesi che gli eventi siano dovuti alla reazione K^-d .

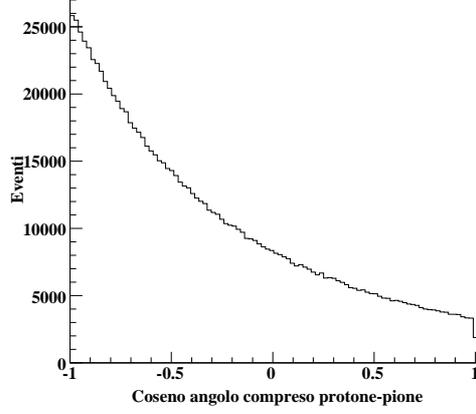


Figura 5.8: *Coseno dell'angolo compreso $p - \pi^-$ generato utilizzando solamente la cinematica della reazione.*

A questo punto, si è proseguita l'analisi chiedendo che, oltre ad un protone e un pione negativo, fosse presente anche un neutrone.

Il riconoscimento di neutroni in FINUDA avviene utilizzando le informazioni fornite dal TOFONE: infatti l'algoritmo di ricostruzione di FINUDA, qualora incontri un segnale sul TOFONE che superi la soglia di 11 MeV entro una finestra temporale ampia 8 ns dal segnale di inizio del computo dei tempi fornito dal TOFINO e che non sia associabile ad alcuna traccia carica, utilizza l'informazione fornita dal tempo di volo per ricostruire impulso ed energia della particella stessa. La lunghezza di traccia viene calcolata come la distanza tridimensionale tra il punto di arresto del K^- e le coordinate del segnale rilasciato sul TOFONE².

Noti lunghezza L e tempo di volo TOFINO-TOFONE T , impulso ed energia cinetica vengono calcolati a partire da β :

$$\beta = \frac{L}{c \cdot T} \quad (5.16)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (5.17)$$

$$|\vec{p}| = m\beta\gamma c \quad (5.18)$$

$$T = m(\gamma - 1)c^2 \quad (5.19)$$

²Per calcolare le coordinate X ed Y si ricava il valore del centro della sezione trasversale della sbarra di TOFONE colpita, mentre la coordinata Z si calcola a partire dal ritardo tra l'arrivo del segnale alle due estremità della sbarra diviso per la velocità della luce nella sbarra (16.39 cm/ns)

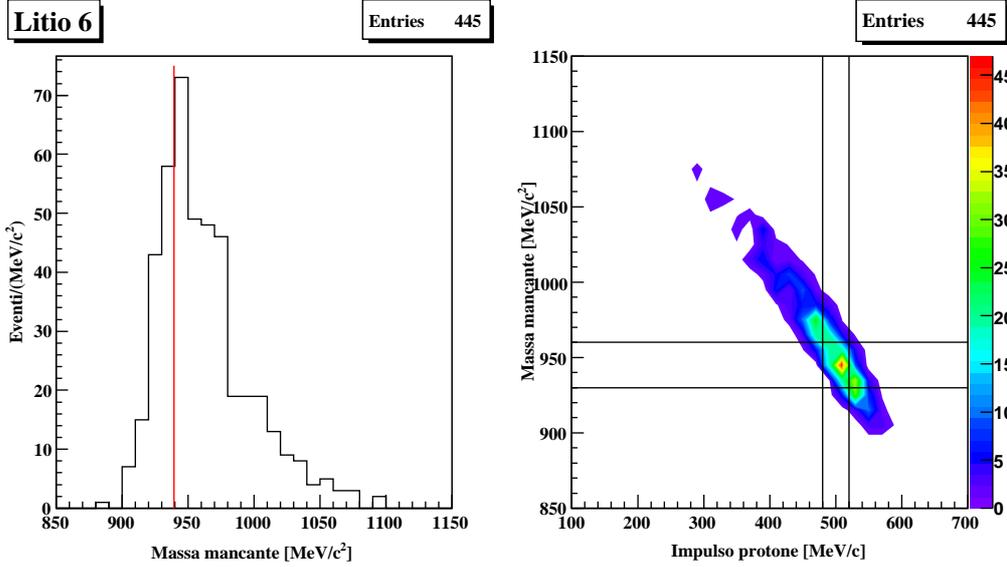


Figura 5.9: Spettro della massa mancante rispetto alla reazione $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + \pi^- + X$ (a sinistra); a destra è riportato la correlazione tra l'impulso dei protoni degli eventi selezionati con la massa mancante appena calcolata.

dove m è la massa del neutrone e T la sua energia cinetica.

Nel valutare queste quantità si assume che tutte le particelle che arrivano al TOFONE siano neutroni, cosa non vera in quanto è presente una percentuale consistente ($\approx 40\%$) di fotoni provenienti dal decadimento di π^0 . Questa approssimazione obbliga a cercare un modo per separare fotoni da neutroni, per esempio studiando la distribuzione della variabile $1/\beta$. I fotoni, infatti, possiederanno valori di tale grandezza prossimi ad 1, mentre i neutroni, che, note le possibili reazioni in FINUDA, possono avere al massimo circa 200 MeV di energia cinetica, possiederanno valori di $1/\beta$ più elevati. Sulla distribuzione di $1/\beta$ in Fig. 5.10, si osserva un andamento simile a quello previsto: intorno a valori prossimi ad 1 si collocano principalmente fotoni, mentre la seconda struttura è quella dovuta ai neutroni. Per non diminuire eccessivamente una statistica di neutroni già povera, causa l'efficienza di rivelazione del TOFONE pari a circa il 10%, si è richiesto che una particella, per esser identificata come un neutrone, avesse $1/\beta > 1.5$.

Individuato un metodo per identificare neutroni, si sono selezionati, all'interno degli eventi isolati al termine del capitolo 4 e analizzati nel corso di tutto il presente capitolo, quelli che possedessero una sola particella neutra rivelata e che tale particella possedesse $1/\beta > 1.5$. Per questi eventi si sono studiate le distribuzioni in impulso del protone e del neutrone, riportate in

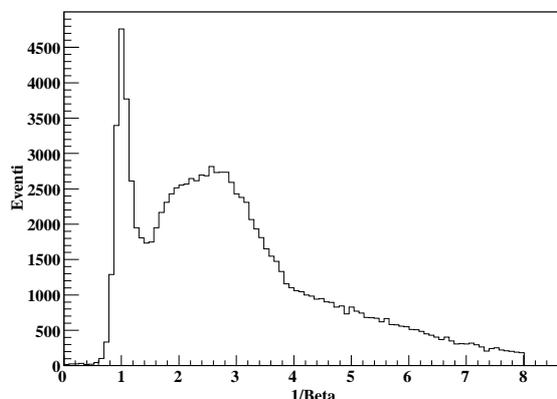


Figura 5.10: Spettro di $1/\beta$ delle particelle neutre che arrivano sul TOFONE.

Fig. 5.11.

Lo spettro in impulso dei protoni per eventi in coincidenza possiede sempre una struttura centrata attorno a $500 \text{ MeV}/c$ con ancora una debole coda verso impulsi inferiori; lo spettro dei neutroni, invece, è uno spettro allargato che copre un vasto intervallo di impulsi, compatibilmente con neutrone proveniente dal decadimento in volo della Σ^- . Per comprendere se la forma dello spettro è veramente quella corretta sarà poi effettuato un confronto con la simulazione montecarlo descritta nel paragrafo 5.5.

L'ultimo controllo che è stato effettuato è stato quello della massa invariante del sistema $n\pi^-$, calcolata secondo la formula:

$$m_{n\pi} = \sqrt{(\sqrt{m_\pi^2 + |\vec{p}_\pi|^2} + E_n)^2 - |\vec{p}_\pi|^2 - |\vec{p}_n|^2 - 2\vec{p}_\pi \cdot \vec{p}_n} \quad (5.20)$$

Lo spettro di questa quantità, riportato in Fig. 5.12, depone definitivamente a favore dell'interpretazione K^-d : infatti, nonostante una statistica ridotta, la distribuzione è centrata attorno al valore nominale della massa della Σ^- , pari a $1197 \text{ MeV}/c^2$, a cui si aggiunge una debole coda a masse superiori, sempre attribuibile alla coda presente a bassi impulsi nello spettro dei protoni. Poiché la richiesta di un neutrone in coincidenza depaupera troppo la statistica a disposizione, si è utilizzato questo criterio solo per confermare la correttezza dell'ipotesi relativa alla formazione della Σ^- , ma in seguito verrà rilasciato.

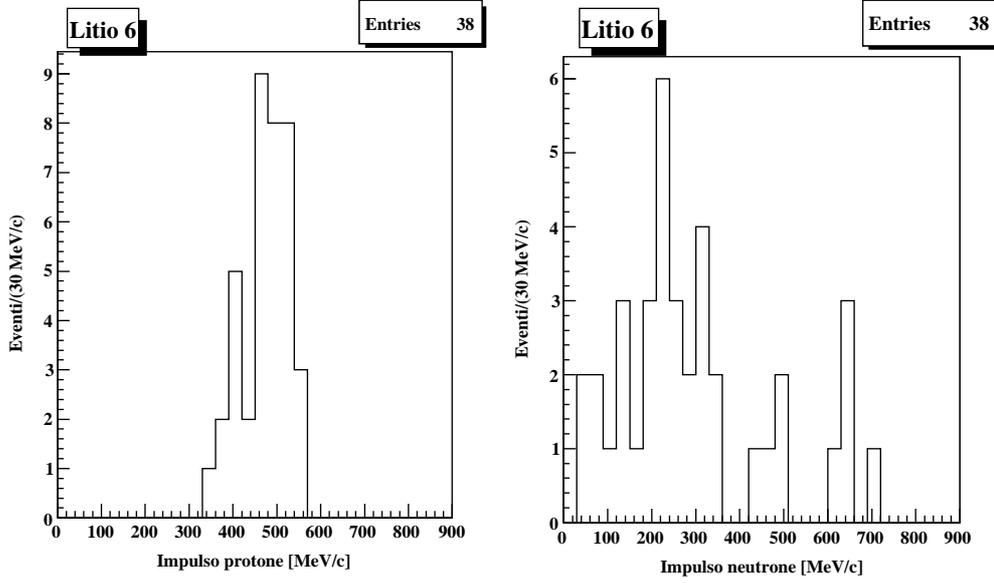
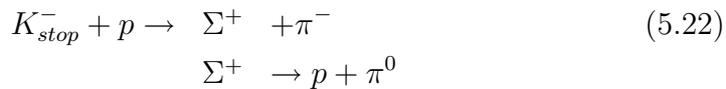
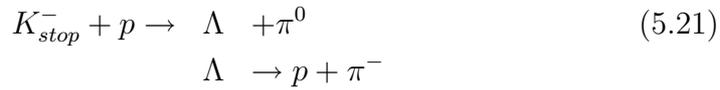


Figura 5.11: Spettro dell'impulso dei protoni (a sinistra) e dei neutroni (a destra) per eventi selezionati con la richiesta ulteriore di un neutrone.

5.4 Ulteriore selezione del segnale

Oltre alla formazione di ipernuclei, che, come si è potuto valutare dalla Fig. 4.14, è in prima approssimazione trascurabile, sono possibili molte altre reazioni tra il K_{stop}^- fermatosi in bersaglio e i nuclei con cui interagisce. Esse, come descritto nel paragrafo 1.1, sono suddivisibili in due grandi gruppi, reazioni *quasi free* di assorbimento su un nucleone $K_{stop}^- + N$ e di assorbimento su due o più nucleoni $K_{stop}^- + mN$ con $m \geq 2$. Nel prosieguo verranno riportate solamente reazioni che prevedono nello stato finale solo un protone e un pione negativo come particelle cariche, in analogia con il segnale da analizzare.

Alla prima categoria appartengono reazioni che producono un iperone Λ o Σ 'quasi libero' e un pione.



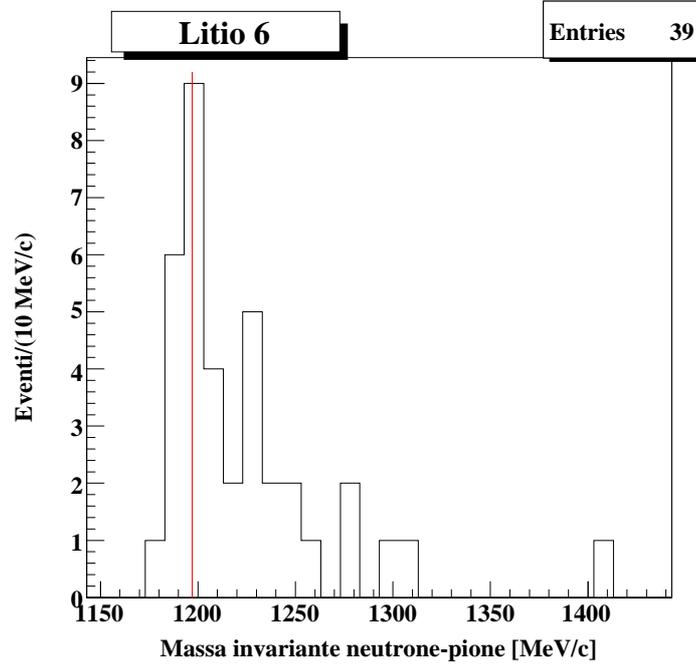
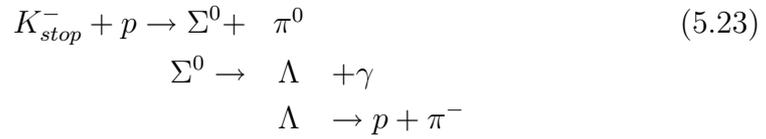
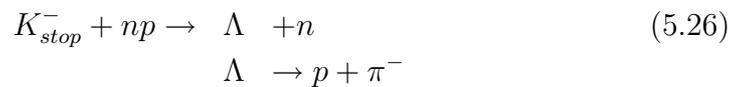
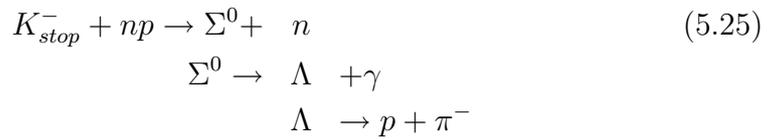
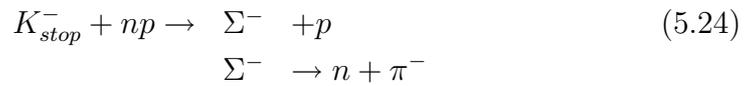


Figura 5.12: Spettro della massa invariante del sistema $n\pi^-$ per gli eventi in cui fosse anche presente un neutrone, oltre al protone e al pione.



Alle seconda appartengono le reazioni non pioniche del tipo:



Per quanto riguarda le reazioni di assorbimento su due nucleoni, la (5.25), nel caso del ${}^6\text{Li}$, è equivalente alla reazione di assorbimento su deutone, in quanto le uniche coppie pn presenti sono sempre interpretabili come un deutone, sia il deutone quasi libero che i due quasi deutoni di cui è costituito il quasi He. Le altre due reazioni a tre corpi sono già state scartate dallo studio in massa invariante di protone e pioni; inoltre, poiché tale studio ha evidenziato l'assenza di strutture della massa invariante $p\pi^-$ attorno al valore della massa della Λ , anche la reazione (5.22) e la (5.24) sono da escludere. Unica possibile fonte di contaminazione del segnale, oltre la presenza degli ipernuclei, di cui si è già parlato, valutandola trascurabile, è costituita dalla reazione (5.23). Per cercare di valutare il contributo di questa reazione si è calcolata la massa mancante quadra degli eventi del segnale, rispetto al processo $K_{stop}^- + p \rightarrow p + \pi^- + X$, ottenendo l'istogramma riportato in Fig. 5.13.

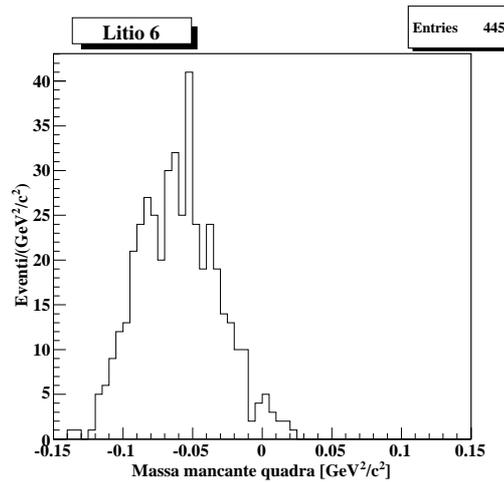


Figura 5.13: *Spettro della massa mancante rispetto alla reazione $K^- + p \rightarrow p + \pi^- + X$.*

In tale distribuzione si può notare come la maggioranza degli eventi si trovi a masse mancanti quadre negative: questo fatto implica che, nell'ipotizzare la reazione rispetto cui calcolare la massa mancante, si è sottostimata l'energia dello stato iniziale. Il numero complessivo di eventi che possiedono una massa mancante quadra maggiore di zero è pari a 13 e tali eventi sono distribuiti nella coda a bassi impulsi della distribuzione in impulso, come mostrato in Fig. 5.14.

Questa sottostima non può far altro che confermare come gli eventi studiati appartengano a reazioni di assorbimento su due nucleoni.

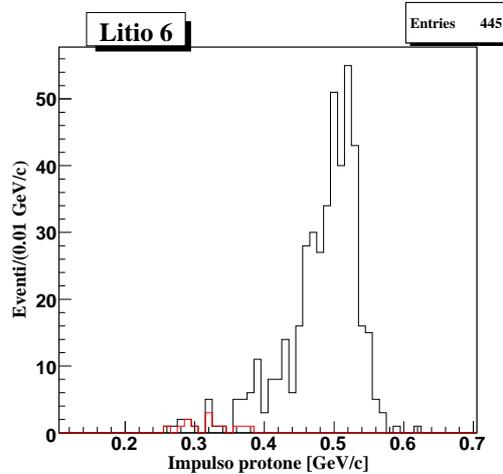


Figura 5.14: Spettro dell'impulso dei protoni per eventi con un protone e un pione (linea nera) e con la richiesta di massa mancante rispetto alla reazione $K^- + p \rightarrow p + \pi^- + X$ maggiore di zero (linea rossa).

Dopo aver analizzato differenti grandezze cinematiche quali impulsi, masse mancanti e masse invarianti, e aver riscontrato che le distribuzioni osservate sono sempre in buon accordo con quelle attese, è lecito concludere che gli eventi che popolano il picco nell'impulso dei protoni del ${}^6\text{Li}$ attorno a 500 MeV/ c sono compatibili non con la formazione di DBKS, bensì con l'assorbimento del K^- da parte del deutone 'quasi libero' contenuto all'interno di tali nuclei, assorbimento che prevede nello stato finale un protone e un iperone Σ^- , il quale decade in volo in un neutrone e un pione negativo.

L'ultima e definitiva conferma di tale ipotesi sarà fornita dal confronto dei vari spettri con quelli derivati da una simulazione montecarlo.

5.5 Confronto con i dati simulati

Una volta individuata una possibile reazione cui attribuire il segnale studiato ed aver analizzato i dati reali cercando conferme all'ipotesi adottata, è necessario passare allo studio di dati simulati relativi proprio alla reazione individuata, al fine di verificare se gli eventi studiati siano effettivamente compatibili con tale segnale. Per far ciò, è stata utilizzata una simulazione montecarlo che riproducesse eventi di assorbimento K^-d all'interno di FINUDA.

La simulazione montecarlo che è stata utilizzata generava coppie di kaoni carichi provenienti dal decadimento del mesone ϕ all'interno della zona di in-

terazione dei fasci e^+e^- , quindi il K^+ veniva fatto decadere secondo i rapporti di decadimento di particella libera, mentre il K^- , ogniqualevolta il tracciamento effettuato dal pacchetto GEANT indicava un punto di arresto in un bersaglio, veniva fatto interagire con un deutone: a tale deutone è stata assegnata una distribuzione di impulso pari a quella mostrata in Fig. 5.5 per quanto riguarda i bersagli di ${}^6\text{Li}$ e di ${}^{13}\text{C}$, mentre nei rimanenti si è scelto di assegnare arbitrariamente una distribuzione gaussiana centrata attorno a 150 MeV/c e larga 50 MeV/c (approssimativamente la distribuzione in impulso che possiede un deutone all'interno del nucleo di He). Quest'ultima assegnazione è stata fatta con l'unico intento di osservare la possibile struttura del segnale negli elementi non di interesse, mentre l'aver utilizzato la stessa distribuzione per il ${}^6\text{Li}$ e per il ${}^{13}\text{C}$ è servito per vedere se essa potesse forzare un segnale dove non ne è stato osservato alcuno, cioè nel ${}^{13}\text{C}$.

Da ogni vertice di interazione del K^- con il deutone è stata generata isotropicamente una coppia $p\Sigma^-$ con topologia *back to back* e impulso derivante dalla cinematica della reazione, quindi l'iperone è stato fatto decadere in volo in $n\pi^-$ con la vita media propria di tale particella ($\cong 148$ ns). Gli eventi così generati sono stati poi processati dall'algoritmo di ricostruzione 'fidarc' e i dati così ottenuti sono, infine, stati analizzati con gli stessi algoritmi con i quali sono stati studiati i dati reali.

La simulazione ha fornito, per il ${}^6\text{Li}$, il grafico di impulso di pioni, neutroni e coseno dell'angolo compreso $p-\pi^-$, riportati in 5.15 e in Fig. 5.16 e impulso dei protoni, riportato in Fig. 5.17.

Per quanto riguarda questi spettri, si può notare come la selezione $|\vec{p}_\pi| > 260 \text{ MeV}/c$ sull'impulso dei pioni, utilizzata per individuare gli eventi K^-d , non sia statisticamente eccessivamente stringente (circa il 50% degli eventi ricostruiti soddisfa tale richiesta), come anche per la selezione sul coseno dell'angolo compreso $p-\pi^-$, passata da circa il 40% degli eventi. Lo spettro in impulso dei neutroni ottenuto, inoltre, possiede una forma compatibile con quella ottenuta in Fig. 5.11.

Ottenuti gli spettri relativi agli eventi simulati, si è passati alla verifica della compatibilità di tale spettro con i dati reali, sempre relativi solamente al ${}^6\text{Li}$, e alla valutazione dell'eventuale fondo. Per effettuare questa analisi, si è, innanzi tutto, eseguito un *fit* sullo spettro in impulso dei dati montecarlo utilizzando due gaussiane, come si vede in Fig. 5.17, in quanto permettevano l'interpolazione con il minor χ^2 . Fatto ciò, per poter valutare l'eventuale presenza di fondo, si è anche interpolato con una polinomiale del sesto grado (grado scelto per minimizzare il χ^2 e mantenere il maggior numero di gradi di libertà), vedi Fig. 5.18), lo spettro in impulso del ${}^{13}\text{C}$ proveniente dai dati reali, il quale si è dedotto in questo capitolo essere completamente dovuto a reazioni di fondo.

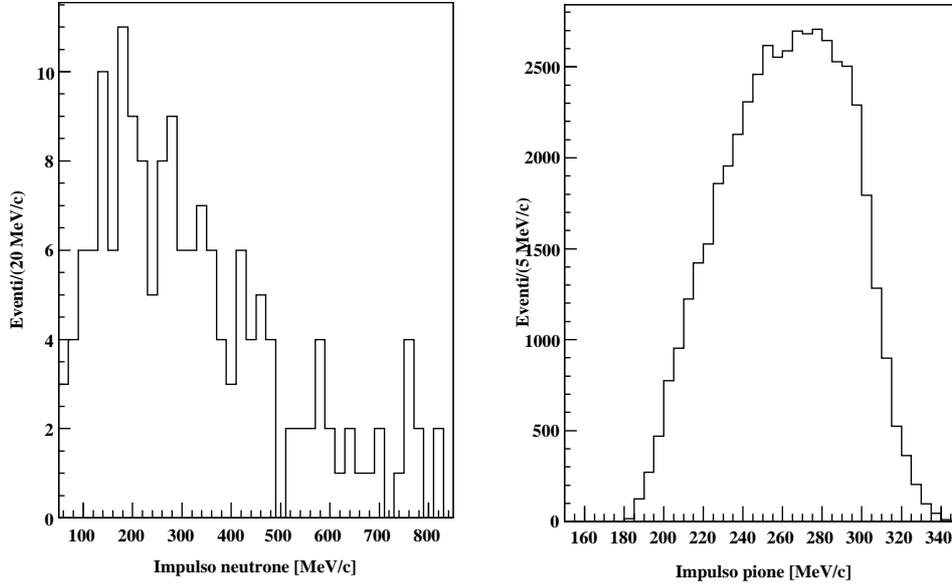


Figura 5.15: Impulso del neutrone (a sinistra) e del pione (a destra) generati con *fidamc* e ricostruiti con *fidarc*.

Le probabilità connesse a queste due interpolazioni sono rispettivamente, pari al $P(\chi^2/\nu > 2.02) = 10\%$ e al $P(\chi^2/\nu > 0.55) = 56\%$, quindi accettabili, essendo superiori al limite di confidenza pari al 5%.

Eseguendo ora un *fit* dei dati reali utilizzando una combinazione lineare della curva ottenuta dai dati montecarlo con quella relativa al fondo, si ottiene il grafico in Fig. 5.19, nel quale, al fine di aver minori oscillazioni statistiche, si è deciso di effettuare l'interpolazione su un istogramma in cui si sono raddoppiate la dimensioni degli intervalli in impulso rispetto a quelle finora utilizzate.

Eseguendo il rapporto tra l'area sottesa dalla curva rossa e quella dell'istogramma di partenza, è stato quindi possibile stimare la percentuale di fondo al 23.7% del numero di dati totali, frazione che deve essere sottratta al numero totale di eventi studiati per ottenere il vero numero di eventi associabili all'interazione K^-d ed essere in grado di calcolarne il rateo di cattura: il numero di eventi effettivi è risultato pari a (343 ± 19) , con connesso errore poissoniano, rispetto ai (449 ± 21) eventi antecedenti la sottrazione del fondo.

Per quanti riguarda la probabilità relativa all'interpolazione in Fig. 5.19, essa è molto minore dell'1%, fatto che dovrebbe portare a rigettarla: il motivo per cui questo non verrà fatto è dovuto ad alcune considerazioni che è

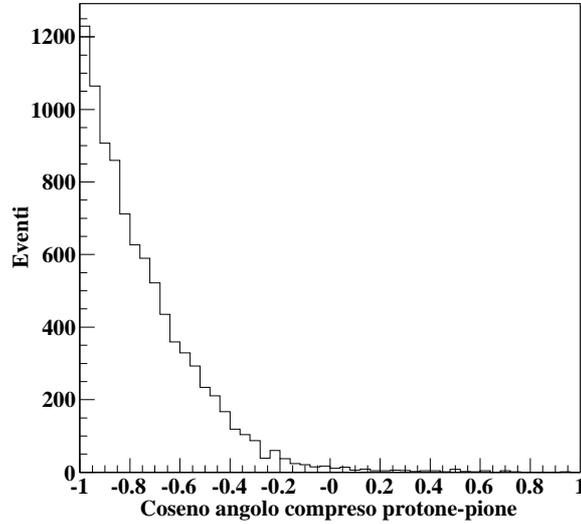


Figura 5.16: *Coseno dell'angolo compreso tra protone e pioni generati con `fidamc` e ricostruiti con `fidarc`.*

possibile effettuare su detta interpolazione. In primo luogo i punti di maggior scostamento tra istogramma e interpolazione sono presenti non nella coda, bensì nella zona del picco: questo fatto depone a favore della correttezza della stima della percentuale di fondo presente, mentre solleva qualche dubbio sulla distribuzione dell'impulso del deutone calcolata in [58]. Il picco dei dati reali, infatti, è più largo di quello dei dati montecarlo, a suggerire che, forse, l'impulso del deutone è stato leggermente sottostimato. In secondo luogo, essendo la reazione K^-d l'unica reazione candidata, rigettare l'ipotesi di reazione implicherebbe lasciare il segnale trovato senza alcuna spiegazione, quando, invece, l'ipotesi era in grado di spiegare tutte le caratteristiche cinematiche del segnale. In conclusione, si è deciso di considerare comunque valida sia l'assegnazione del segnale alla reazione K^-d che la valutazione del fondo, nonostante l'incompatibilità dell'interpolazione.

In conclusione, tramite considerazioni sulla conservazione dei numeri quantici, studi di ulteriori grandezze cinematiche, quali la massa invariante del sistema $n\pi^-$ e confronto con dati simulati, è possibile assegnare definitivamente gli eventi analizzati ad una reazione di assorbimento del K^- su deutone.

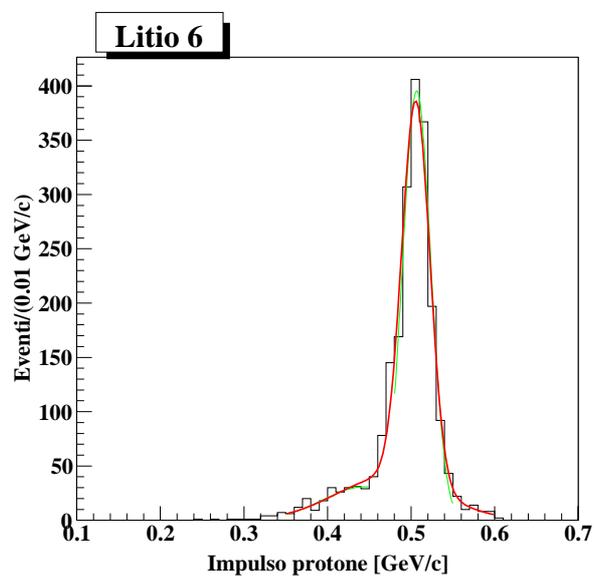


Figura 5.17: Interpolazione dello spettro in impulso dei protoni provenienti dalla simulazione con il programma *fidamc* e ricostruiti con *fidarc* relativamente al bersaglio di ${}^6\text{Li}$.

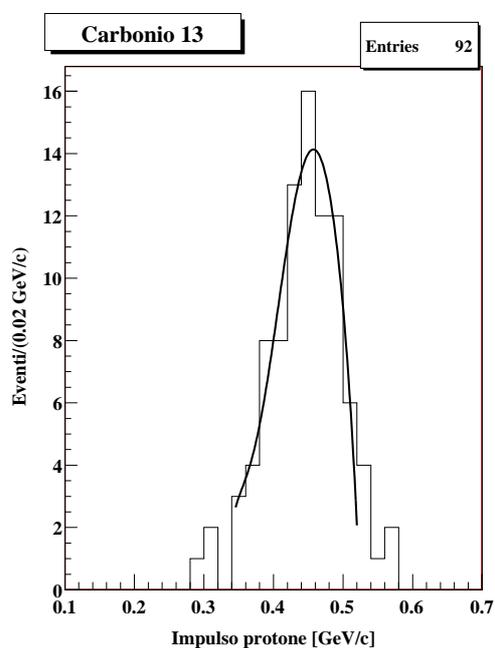


Figura 5.18: Spettro dell'impulso dei protoni provenienti da eventi con un protone e un pione negativo nel caso del ${}^{13}\text{C}$ interpolato con una polinomiale di sesto grado.

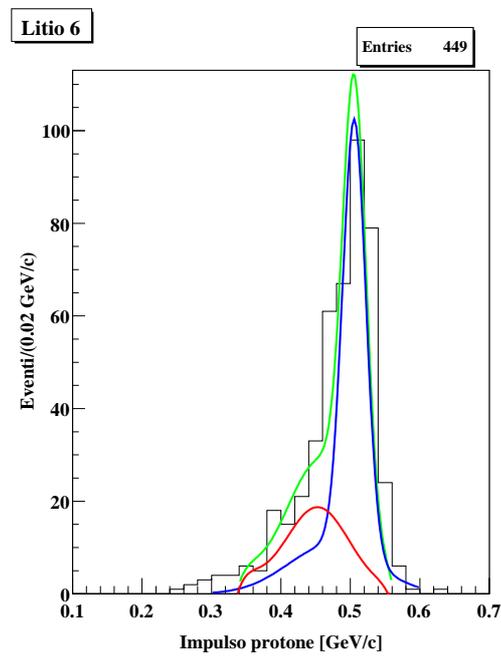
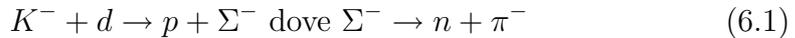


Figura 5.19: Spettro in impulso dei protoni per gli eventi selezionati (linea nera), interpolato con una combinazione (linea verde) dello spettro montecarlo (linea blu) e dello spettro del ^{13}C (linea rossa).

Capitolo 6

Calcolo del rateo di assorbimento

Dal momento che il segnale selezionato ed analizzato nel capitolo 5 può esser ricondotto alla reazione di assorbimento del K^- su un deutone quasi libero all'interno del nucleo del ${}^6\text{Li}$:



è possibile calcolare il rateo di questa reazione: infatti, come già accennato nel capitolo 1, i ratei di reazioni di assorbimento di kaoni su due nucleoni non sono noti con accuratezza. I valori di riferimento utilizzati nel seguito sono stati ottenuti da esperimenti con camere a bolle [10, 61].

Avendo isolato il segnale di una particolare reazione, è possibile calcolare il rateo riferito al numero di K^- fermati in bersaglio con due differenti procedure, strettamente connesse con la peculiarità di FINUDA di tracciare particelle provenienti da interazioni di K^+ e K^- , provenienti dal decadimento a due corpi del mesone ϕ : la normalizzazione rispetto al numero di μ^+ provenienti dal decadimento del K^+ all'interno dello stesso bersaglio e la normalizzazione utilizzando la coincidenza con K^+ arrestati nel bersaglio opposto.

Per calcolare un rateo di cattura, è, quindi, necessario conoscere sia il numero di eventi di interesse che il numero di K^- fermati in bersaglio, rispetto cui normalizzare tale rateo. Queste quantità, essendo estrapolate da dati che sono stati filtrati dall'intero apparato sperimentale, rivelatori e *software*, risentiranno delle inefficienze dei rivelatori e dell'algoritmo di ricostruzione, le quali dovranno esser accuratamente valutate. Dal momento che deve essere considerata anche l'efficienza dei rivelatori, sarà d'ora in poi necessario

considerare separatamente i singoli bersagli, anche se dello stesso materiale: essi, infatti, sono collocati in punti differenti, motivo per cui le particelle emesse attraverseranno zone differenti di rivelatori con diverse efficienze di rivelazione.

In generale il numero di eventi riconducibili ad una certa reazione è:

$$N(ev) = \frac{N(K_{stop}^-)}{\epsilon_G(K_{stop}^-)} \cdot \epsilon_D(ev) \cdot \epsilon_G(ev) \cdot R \quad (6.2)$$

dove $N(K_{stop}^-)$ è il numero di K^- fermati nei bersagli rispetto ai quali si vuole calcolare il rateo con i due differenti metodi cui si è accennato, $\epsilon_G(K_{stop}^-)$ è l'efficienza con cui vengono contati K_{stop}^- , $\epsilon_D(ev)$ l'efficienza dei rivelatori riferita alle particelle cariche emesse dall'evento di interesse, $\epsilon_G(ev)$ l'efficienza dell'algoritmo di *trigger*, ricostruzione e selezione di quell'evento, R il rateo ignoto.

Per calcolare il rateo R , si procede nel seguente modo: il numero di eventi di interesse $N(ev)$ è già stato individuato nel corso dell'analisi effettuata, mentre per quanto riguarda il numero di K_{stop}^- , esso è ottenibile dal conteggio dei K^- che il programma di ricostruzione ha indicato come fermati in bersaglio. Le varie efficienze, invece, richiedono l'ausilio di una simulazione montecarlo.

6.1 Calcolo delle efficienze

Per calcolare le efficienze si è proceduto nel seguente modo: in primo luogo, per comodità di calcolo è stata definita una quantità globale che include al suo interno sia l'efficienza di ricostruzione degli eventi che quella dei K^- , definita come:

$$\epsilon_G(R) = \frac{\epsilon_G(ev)}{\epsilon_G(K_{stop}^-)} \quad (6.3)$$

Questa quantità è, quindi, connessa con la valutazione dell'accettanza geometrica dell'apparato, della bontà del *trigger*, dell'algoritmo di ricostruzione sia per quanto riguarda gli eventi K^-d che per i K^- e con la bontà delle selezioni scelte per individuare al meglio gli eventi da analizzare. Per ottenere questa quantità bisogna calcolare le due efficienze $\epsilon_G(ev)$ e $\epsilon_G(K_{stop}^-)$ come:

$$\epsilon_G(ev) = \frac{N(ev)^{RC}}{N(ev)^{MC}} \quad (6.4)$$

$$\epsilon_G(K_{stop}^-) = \frac{N(K_{stop}^-)^{RC}}{N(K_{stop}^-)^{MC}} \quad (6.5)$$

dove $N(ev)^{RC}$ è il numero di eventi montecarlo ricostruiti, selezionati utilizzando gli stessi criteri adoperati con i dati reali (selezioni in angolo, impulso dei pioni), $N(K_{stop}^-)^{RC}$ il numero di K^- ricostruiti fermatisi in bersaglio, $N(ev)^{MC}$ e $N(K_{stop}^-)^{MC}$, rispettivamente il numero di eventi di assorbimento generati e il numero di K^- che la simulazione ha riconosciuto come fermati in bersaglio. Dal momento che queste due ultime quantità, per come è stata costruita la simulazione, sono identiche, si ottiene, come valore di efficienza globale $\epsilon_G(R)$:

$$\epsilon_G(R) = \frac{N(ev)^{RC}}{N(K_{stop}^-)^{RC}} \quad (6.6)$$

Come si vede, l'aver definito questa efficienza globale permette di utilizzare nei calcoli solamente i dati ricostruiti, diminuendo, quindi, il numero di variabili da utilizzare e quindi l'errore.

Per quanto riguarda l'efficienza dei rivelatori, essa deve essere calcolata utilizzando sia dati reali che dati montecarlo: infatti, nel montecarlo non è presente una mappa dell'efficienza dei rivelatori relativi a specifici eventi come quello sotto analisi e, quindi, per calcolarla bisogna fare riferimento a dati reali. Per far ciò, è necessario trovare una reazione nota con estrema precisione e utilizzarla per effettuare il confronto: in particolare tale efficienza deriva dal rapporto tra il rateo di una particolare reazione, isolata nei dati reali, e il corrispettivo ottenuto da una simulazione montecarlo ricostruita da *fidarc*. Dal momento che, per eventi di assorbimento K^-d le efficienze di interesse sono riferite ad eventi con protoni di impulso ≈ 500 MeV/ c e pioni negativi con 260–310 MeV/ c , bisogna ricercare all'interno degli eventi che hanno luogo nella zona dei bersagli processi noti che prevedano nello stato finale particelle con tali impulsi.

Volendo efficienze per particelle prodotte isotropicamente dai bersagli, bisogna scartare processi che hanno luogo nel punto di interazione tra i fasci e^+e^- : la diffusione Bhabha, infatti, sarebbe stata un ottimo candidato, poiché è un processo ben noto e le particelle possiedono un impulso di circa 510 MeV/ c , ma un'efficienza calcolata in questo modo considererebbe solamente processi con particelle che attraversano tutta la zona di interazione e che sono sempre uscenti 'in avanti' nel tracciatore. Tracce all'indietro non sarebbero incluse in una trattazione di questo tipo.

Gli eventi di interesse saranno solamente quelli che avvengono all'interno dei bersagli, o nei rivelatori al silicio (ISIM ed OSIM), che sono ad essi adiacenti, con una distribuzione spaziale isotropa delle particelle finali. Tra

gli eventi originati dall'interazione del K^- , l'unico processo noto con estrema precisione è il decadimento del K^- in $\mu^- \bar{\nu}_\mu$ e $\pi^- \pi^0$; del numero di questi eventi, però, non è possibile effettuare un computo molto preciso, in quanto non isolabili da reazioni concorrenti quali, ad esempio, l'assorbimento del K^- da parte di un nucleone e, quindi, non è possibile un calcolo accurato di efficienza dei rivelatori. Per quanto riguarda eventi di assorbimento del K^- da parte di uno o più nucleoni, all'impossibilità di isolare il segnale si aggiunge la conoscenza non estremamente precisa della reazione stessa e del suo rateo. Eventi indotti dal K^- , quindi, non permettono un calcolo preciso dell'efficienza dei rivelatori.

Se, invece, si prende in considerazione il comportamento del K^+ , va notato che non può avvenire alcun processo di assorbimento su nucleoni, ma solo diffusione elastica, poiché, alle energie cui lavora FINUDA, non è presente uno stato finale dell'interazione forte K^+N che possieda i corretti numeri quantici; l'impulso minimo del K^+ per cui ha luogo una diffusione anelastica (produzione di un pione) è, infatti, $|\vec{p}_K| \cong 900 \text{ MeV}/c$. Il K^+ , non potendo essere soggetto a fenomeni di diffusione anelastica, decadrà nei canali $\mu^+ \nu_\mu$ e $\pi^+ \pi^0$: le particelle che vengono prodotte e rivelate dallo spettrometro sono, quindi, μ^+ e π^+ e, nel caso di arresto del K^+ in bersaglio, essi saranno monocromatici, rispettivamente di impulso $|\vec{p}_\mu|=236 \text{ MeV}/c$ e $|\vec{p}_\pi|=205 \text{ MeV}/c$. Unicamente con tali particelle è possibile calcolare l'efficienza dei rivelatori.

Per calcolare l'efficienza relativa agli eventi K^-d , si è proceduto nel seguente modo: dal momento che gli eventi di interesse sono stati selezionati utilizzando sempre due tracce cariche, si può considerare l'efficienza globale dei rivelatori per l'evento K^-d come il prodotto di quelle relative a protoni e pioni con l'impulso indicato. Dal momento che queste specifiche efficienze non sono calcolabili, si deve ricorrere ad utilizzare le uniche due note, quella dei μ^+ e dei π^+ : la differenza essenziale tra le due è che i muoni sono particelle minimo ionizzanti mentre non lo sono i pioni, la qual cosa implica un diverso comportamento. Nel caso di particelle emesse all'indietro, infatti, i pioni perderanno molta più energia dei muoni nell'attraversare il bersaglio, al punto di non possedere più l'impulso minimo (per un pione pari a circa $180 \text{ MeV}/c$) per poter arrivare sui tubi a straw. Per questo motivo la maggior parte dei pioni emessi all'indietro non sarà in grado di soddisfare la richiesta di traccia lunga che rilasci un segnale su tutti e quattro i rivelatori del tracciatore e non sarà un buon candidato per il calcolo dell'efficienza dei rivelatori cercata. I muoni, invece, essendo particelle minimo ionizzanti e possedendo un impulso maggiore di quello dei pioni provenienti dal decadimento dei K^+ , perderanno all'interno dei bersagli meno energia dei pioni e comunque raramente non riusciranno ad arrivare sull'ultimo strato di rivelatori. Tali caratteristiche

li rendono maggiormente simili ai protoni e pioni relativi all'assorbimento K^-d rispetto ai π^+ , anche se va ricordato che assegnare l'efficienza di μ^+ con $|\vec{p}_\mu|=236$ MeV/c ai protoni e pioni di interesse è ancora un procedimento approssimato: si assume, infatti, trascurabile la differenza di zone dei rivelatori attraversati, dovuta, per i protoni, al diverso impulso e dE/dx e, per i π^- , alla carica opposta, che, essendo il tracciatore asimmetrico rispetto a cariche positive o negative, implicherebbe diversa efficienza.

Per calcolare l'efficienza dei rivelatori per gli eventi K^-d , bisognerà, quindi confrontare il rateo di decadimento del K^+ in μ^+ ricavato dai dati reali con quello ottenuto dai dati simulati poi ricostruiti da **fidarc**: operativamente la quantità che verrà utilizzata sarà il rapporto tra il numero di μ^+ e quello dei K^+ fermati in bersaglio, dove, per identificare il numero di μ^+ si è richiesto che:

- il K^+ si fosse fermato in bersaglio;
- dal punto di arresto del K^+ uscisse una ed una sola particella carica e che la carica fosse positiva;
- la particella carica uscente possedesse un *hit* per ciascuno dei quattro rivelatori del tracciatore e almeno due sul TOFONE;
- la particella carica uscente possedesse un impulso compreso tra 215 e 260 MeV/c.

L'ultima selezione è stata inserita in seguito allo studio della distribuzione dell'impulso delle tracce positive provenienti dal punto di arresto del K^+ , qualora il numero di particelle uscenti fosse pari ad uno: come si vede in Fig. 6.1, sono presenti due picchi, attribuibili ai pioni (bassi impulsi) e ai muoni (alti impulsi) provenienti dal decadimento del K^+ ; ponendo una selezione dell'impulso a 215 MeV/c si nota come risulti esser selezionata solo la distribuzione centrata attorno all'impulso dei muoni.

Eseguendo il rapporto tra le due suddette grandezze, si ottiene:

$$\frac{N(\mu^+)}{N(K_{stop}^+)} = \frac{N(\mu^+)_{veri} \cdot \epsilon_D(\mu^+) \cdot \epsilon_G(\mu^+)}{N(K_{stop}^+)_{veri} \cdot \epsilon_G(K^+)} \quad (6.7)$$

Esplicitando le efficienze si ha:

$$\frac{N(\mu^+)}{N(K_{stop}^+)} = \frac{N(\mu^+)_{veri} \cdot \epsilon_D(\mu^+) \cdot N(\mu^+)^{RC} / N(\mu^+)^{MC}}{N(K_{stop}^+)_{veri} \cdot N(K^+)^{RC} / N(K^+)^{MC}} \quad (6.8)$$

Poiché si ha che:

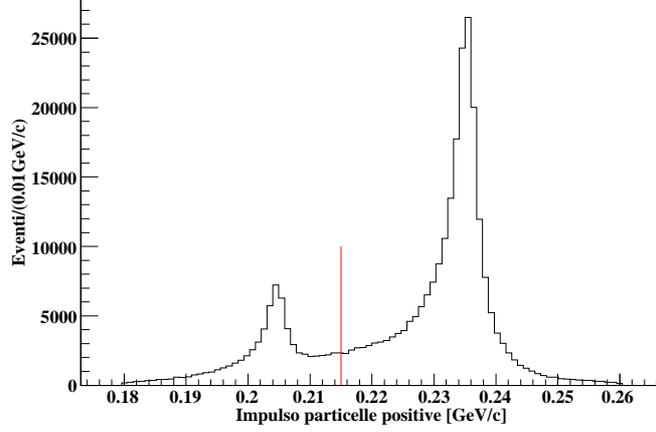


Figura 6.1: *Spettro in impulso delle particelle positive provenienti dal vertice del K^+ .*

$$\frac{N(\mu^+)_{veri}}{N(K_{stop}^+)_{veri}} = \frac{N(\mu^+)^{MC}}{N(K^+)^{MC}} = 0.6344 \quad (6.9)$$

si può ricavare l'efficienza globale dei rivelatori per μ^+ come:

$$\epsilon_D(\mu^+) = \frac{N(\mu^+)}{N(K_{stop}^+)} \cdot \frac{N(K_{stop}^+)^{RC}}{N(\mu^+)^{RC}} \quad (6.10)$$

Poiché gli eventi K^-d prevedono la presenza di due particelle cariche, si ha:

$$\epsilon_D(ev) = \epsilon_D^2(\mu^+) \quad (6.11)$$

6.2 Conteggio del numero di K_{stop}^-

Di cruciale importanza è, oltre al numero di eventi rispetto i quali si vuole calcolare il rateo di assorbimento, il numero di K^- fermati in bersaglio, in quanto valore con cui normalizzare gli eventi. In prima approssimazione sarebbe sufficiente contare il numero di eventi nei quali in programma di ricostruzione ha indicato la presenza di un K^- fermato all'interno di un bersaglio e poi utilizzare questa quantità per normalizzare il numero eventi K^-d .

Osservando, però, la distribuzione spaziale dei punti di arresto del K^- , si è notato che la distribuzione di tali punti non è limitata all'interno dei

bersagli, ma viene anche a ricoprire zone che competono ai rivelatori al silicio, soprattutto al rivelatore interno ISIM, e zone nelle quali non è presente alcun bersaglio o rivelatore.

In virtù di questo fatto, si è approfondito questo aspetto, andando a verificare, se, oltre a riconoscere in bersaglio dei vertici che si trovano fuori dagli stessi, il programma di ricostruzione non abbia prodotto anche l'effetto opposto, vale a dire riconoscere fuori bersaglio degli eventi che, in realtà, si trovavano all'interno.

Per andare ad effettuare questo ulteriore controllo, si è inserita all'interno della simulazione con la quale calcolare le efficienze una variabile che permettesse, evento per evento, di riconoscere il punto dal quale era stato simulato il singolo evento (verità montecarlo). In tal modo è stato possibile valutare le efficienze di riconoscimento del punto di arresto del K^- .

Per valutare questi errori, si è definita la seguente quantità:

$$\epsilon_j^i = \frac{N_{ev}(STOP = i \& \& MCSTOP = j)}{N_{ev}(STOP = i)} \quad (6.12)$$

dove $STOP$ è il codice con il quale il programma di ricostruzione indica il punto di arresto ricostruito, mentre $MCSTOP$ è il codice con il quale il programma di ricostruzione indica il punto di arresto simulato.

I codici sono:

- 1 = Arresto in bersaglio;
- 2 = Arresto in ISIM;
- 3 = Arresto nei rivestimenti di ISIM;
- 4 = Arresto nei rivestimenti di OSIM;
- 5 = Arresto in OSIM;
- 6 = Arresto in qualunque altra zona.

Tra tutte le efficienze calcolabili, le uniche di interesse sono quelle con $STOP = 1$ e $MCSTOP$ qualsiasi, che indicano la contaminazione dei conteggi di K^- in bersaglio e quelle con $MCSTOP = 1$ e $STOP$ qualsiasi, che indicano gli eventi che erano in bersaglio, ma sono stati ricostruiti fuori.

I valori ottenuti sono riportati in tabella 6.1:

L'errore sull'efficienza è stato trovato tramite propagazione gaussiana:

$$\sigma_\epsilon = \epsilon \cdot \sqrt{\frac{\sigma_{num}^2}{N_{num}^2} + \frac{\sigma_{den}^2}{N_{den}^2}} \quad (6.13)$$

STOP	MCSTOP	$\epsilon \pm \sigma_\epsilon$ bers=1	$\epsilon \pm \sigma_\epsilon$ bers=8
1	2	$(2.37 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$	$(4.14 \pm 0.06) \cdot 10^{-2}$
1	3	$(4.73 \pm 0.07) \cdot 10^{-2}$	$(1.95 \pm 0.04) \cdot 10^{-2}$
1	4	$(5.48 \pm 2.24) \cdot 10^{-5}$	$(1.23 \pm 0.33) \cdot 10^{-4}$
1	5	$(2.74 \pm 0.50) \cdot 10^{-4}$	$(3.98 \pm 0.62) \cdot 10^{-4}$
1	6	$(18.76 \pm 0.13) \cdot 10^{-2}$	$(15.70 \pm 0.12) \cdot 10^{-2}$
2	1	$(0.59 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$	$(1.79 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}$
3	1	0	0
4	1	0	0
5	1	$(1.09 \pm 0.37) \cdot 10^{-1}$	$(2.42 \pm 0.18) \cdot 10^{-1}$
6	1	0	0

Tabella 6.1: *Fattori correttivi relativi al punto di arresto del K^- .*

dove N_{num} e N_{den} sono il numero di eventi rispettivamente a numeratore e a denominatore. Se si considerano gli errori σ_{num} e σ_{den} come poissoniani, si ottiene la relazione:

$$\sigma_\epsilon = \epsilon \cdot \sqrt{\frac{1}{N_{num}} + \frac{1}{N_{den}}} \quad (6.14)$$

con la quale sono stati calcolati gli errori.

Osservando i fattori correttivi presentati in tab. 6.1, si può notare sia minima ($\approx 10^{-4}$) la frazione di eventi nei quali venga ricostruito in bersaglio un punto di arresto del K^- in OSIM o nei suoi rivestimenti, mentre, nel caso di ISIM, la correzione diventa molto più grande, dell'ordine del 3%. Questo fatto è dovuto al posizionamento del due bersagli di ${}^6\text{Li}$ in piena zona *anti-boost*: dal momento che l'impulso dei kaoni sarà inferiore rispetto a quello dei K^- emessi in zona *boost*, sarà più probabile un arresto nei materiali che i kaoni attraversano prima di arrivare ai bersagli, nello specifico in ISIM stesso, mentre sarà molto meno probabile un arresto nei rivelatori oltre i bersagli, cioè OSIM. Il fattore correttivo più importante, però, è quello connesso a *stop* indicati in bersaglio, quando, invece, si trovavano in altre zone, solitamente i rivestimenti stessi dei bersagli: questa grande correzione è dovuta al fatto che la zona di interazione è stata progettata in modo da permettere l'arresto del K^- in prossimità della superficie esterna dei bersagli, la qual cosa porta ad una concreta possibilità, da parte di GEANT, di indicare in bersaglio un arresto avvenuto poco oltre nei rivestimenti del bersaglio stesso.

Per quanto riguarda eventi in bersaglio ma ricostruiti fuori, si nota come sia nulla la frazione connessa con *stop* nei rivestimenti dei rivelatori al silicio e dei bersagli, dato il loro esiguo spessore e la minore statistica a disposizione

fornita dal montecarlo, rispetto ai dati reali, mentre sono presenti correzioni importanti sia per ISIM che per OSIM, in accordo con quanto discusso prima sul posizionamento in *anti - boost*, che rende conto del fattore correttivo per ISIM, e sullo *stop* in prossimità della superficie, per spiegare la correzione su OSIM.

I fattori correttivi calcolati sono stati, quindi, applicati al numero totale di K^- fermati in ciascuno dei bersagli, per trovare il valore corretto di questa variabile.

La formula utilizzata è la seguente:

$$N(K_{veri}^-) = \prod_{j=2}^6 (1 - \epsilon_j^1) N(K_{mis}^-(STOP = 1)) + \sum_{i=2}^6 \epsilon_1^i N(K_{mis}^-(STOP = i)) \quad (6.15)$$

dove con $N(K_{mis}^-(STOP = i))$ si indica il numero di K^- che sono stati riconosciuti con un codice di arresto i .

Noti i fattori correttivi, si è ricavato dai dati reali il numero di K_{stop}^- con i codici di interesse, vale a dire quelli per cui il fattore correttivo fosse diverso da zero, cioè $STOP = 1, 2, 5$. In tabella 6.2 sono riportati a valori di questi conteggi con i relativi errori poissoniani e le efficienze associate.

	$N(K_{mis}^-)$ bers=1	$N(K_{mis}^-)$ bers=8
$\prod_{j=2}^6 (1 - \epsilon_j^1)$	0.75	0.75
STOP=1	$10.90 \cdot 10^6$	$10.42 \cdot 10^6$
ϵ_1^2	$(0.59 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$	$(1.79 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}$
STOP=2	$1.47 \cdot 10^6$	$1.63 \cdot 10^6$
ϵ_1^5	$(1.09 \pm 0.37) \cdot 10^{-1}$	$(2.42 \pm 0.18) \cdot 10^{-1}$
STOP=5	5791	56424

Tabella 6.2: Conteggi del numero di K^- arrestati in bersaglio, in ISIM e in OSIM e relativi fattori correttivi.

A questo punto si è corretto il numero di K_{stop}^- utilizzando la formula (6.15), ottenendo i seguenti valori:

- Bersaglio 1: $N(K_{veri}^-) = (8.24 \pm 0.03) \cdot 10^6$ rispetto ai $(10.90 \pm 0.01) \cdot 10^6$ antecedenti la correzione;
- Bersaglio 8: $N(K_{veri}^-) = (8.28 \pm 0.03) \cdot 10^6$ rispetto ai $(10.42 \pm 0.01) \cdot 10^6$ antecedenti la correzione;

Dal momento che si è verificato che il numero di eventi che il programma di ricostruzione indica come fermatisi in bersaglio non è corretto, è necessario

operare un'analogia correzione anche sul numero di eventi K^-d , sul numero di K_{stop}^+ e sul numero di μ^+ , questi ultimi utilizzati per il calcolo delle efficienze.

Per quanto riguarda i K_{stop}^+ , si è operato in modo assolutamente analogo al caso dei K_{stop}^- , ottenendo i valori in tabella 6.3:

	$N(K_{mis}^+) \text{ bers}=1$	$N(K_{mis}^+) \text{ bers}=8$
$\prod_{j=2}^6 (1 - \epsilon_j^1)$	0.75	0.75
STOP=1	$10.63 \cdot 10^6$	$11.68 \cdot 10^6$
ϵ_1^2	$(0.59 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$	$(1.79 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}$
STOP=2	$1.19 \cdot 10^6$	$1.52 \cdot 10^6$
ϵ_1^5	$(1.09 \pm 0.37) \cdot 10^{-1}$	$(2.42 \pm 0.18) \cdot 10^{-1}$
STOP=5	133644	71108

Tabella 6.3: Conteggi del numero di K^+ arrestati in bersaglio, in ISIM e in OSIM e relativi fattori correttivi.

con i conseguenti risultati corretti:

- Bersaglio 1: $N(K_{veri}^+) = (8.04 \pm 0.03) \cdot 10^6$ rispetto ai $(10.63 \pm 0.01) \cdot 10^6$ antecedenti la correzione;
- Bersaglio 8: $N(K_{veri}^+) = (9.27 \pm 0.04) \cdot 10^6$ rispetto ai $(11.68 \pm 0.01) \cdot 10^6$ antecedenti la correzione;

La correzione del numero di eventi K^-d e di μ^+ è stata eseguita in modo leggermente differente: dal momento che il riconoscimento degli eventi K^-d partiva dal riconoscimento di eventi in cui il K^- si fosse fermato in bersaglio e, poiché la statistica è ridotta e gli errori poissoniani molto elevati, si è deciso di non ricavare il numero di eventi direttamente dal numero di eventi provenienti da vertici ricostruiti erroneamente, bensì, si sono sfruttati i risultati già ottenuti: poiché il numero di eventi cercati proviene da vertici di K^- , per valutare il numero di eventi che sono stati riconosciuti come provenienti da ISIM o OSIM, si è semplicemente effettuata una proporzione (eq. 6.16) tra i dati relativi ai K^- e quelli di K^-d :

$$N(ev, STOP = i) : N(ev, STOP = 1) = N(K^-, STOP = i) : N(K^-, STOP = 1) \quad (6.16)$$

Il corrispettivo numero di μ^+ riferiti a $K^+(STOP = i)$ è stato calcolato nel medesimo modo.

Ottenute queste quantità, è stato possibile calcolare il numero corretto di eventi K^-d e di muoni:

- Bersaglio 1: $N(ev_{veri}) = (139.90 \pm 10.28)$ rispetto ai (185 ± 13.60) antecedenti la correzione;
- Bersaglio 1: $N(\mu_{veri}^+) = (3.76 \pm 0.01) \cdot 10^5$ rispetto ai $(4.59 \pm 0.01) \cdot 10^5$ antecedenti la correzione;
- Bersaglio 8: $N(ev_{veri}) = (209.81 \pm 13.00)$ rispetto ai (264 ± 16.24) antecedenti la correzione;
- Bersaglio 8: $N(\mu_{veri}^+) = (4.41 \pm 0.01) \cdot 10^5$ rispetto ai $(5.22 \pm 0.01) \cdot 10^5$ antecedenti la correzione;

6.3 Metodi di calcolo del rateo di cattura

Dopo aver calcolato le efficienze e il numero di particelle corretto, è stato calcolato il rateo di cattura in due differenti modalità: normalizzazione rispetto al numero di μ^+ e coincidenza con K^+ . Il rateo non è stato ricavato direttamente dalla formula (6.2), della quale si conosco ora tutte le quantità, in quanto i metodi che verranno ora descritti permettono di eliminare possibili errori sistematici nei calcoli, quali, per esempio l'errato riconoscimento del segno del kaone oppure la mancata distinzione tra reazioni con K^- in volo e reazioni con K^- a riposo.

6.3.1 Normalizzazione rispetto al numero di μ^+

Questo primo metodo utilizza, al fine di elidere errori sistematici, la normalizzazione rispetto al numero di μ^+ provenienti dal decadimento del K^+ all'interno dello stesso bersaglio rispetto al quale si vuole calcolare il rateo di cattura. Il numero totale di μ^+ presenti è:

$$N_{\mu^+} = N(K_{stop}^+) \cdot \epsilon_D(\mu^+) \cdot \epsilon_G(\mu^+) BR(K_{\mu^2}) \quad (6.17)$$

con $BR(K_{\mu^2})$ il rapporto di decadimento del K^+ in $\mu^+\nu_\mu$, pari a $(63.44 \pm 0.14)\%$.

Effettuando il rapporto tra l'equazione (6.2) e la (6.17) si ottiene, risolvendo rispetto il rateo R :

$$R = \frac{N(ev)}{N(\mu^+)} \frac{N(K_{stop}^+) \epsilon_G(\mu^+) \epsilon_D(\mu^+)}{N(K_{stop}^-) \epsilon_G(ev) \epsilon_D(ev)} BR(K_{\mu^2}) \quad (6.18)$$

L'eventuale presenza di fattori correttivi dovuti all'errato riconoscimento della carica dei kaoni oppure all'aver considerato reazioni con K^- in volo

invece che a riposo sarebbe stata inserita a fattore del numero di K_{stop}^- e K_{stop}^+ , ma la struttura della formula stessa permette di semplificare questi contributi. In tabella 6.4 sono riportati tutti i valori da inserire nella formula (6.18) relativi al bersaglio 1 e al bersaglio 8:

	bers=1	bers=8
$N(ev)$	(139.90 ± 10.29)	(209.81 ± 12.90)
$N(\mu^+)$	$(3.76 \pm 0.01) \cdot 10^5$	$(4.42 \pm 0.01) \cdot 10^5$
$N(K_{stop}^-)$	$(8.24 \pm 0.03) \cdot 10^6$	$(8.28 \pm 0.03) \cdot 10^6$
$N(K_{stop}^+)$	$(8.04 \pm 0.03) \cdot 10^6$	$(9.27 \pm 0.04) \cdot 10^6$
$\epsilon_G(\mu^+)$	$(1.70 \pm 0.02) \cdot 10^{-1}$	$(1.90 \pm 0.02) \cdot 10^{-1}$
$\epsilon_G(ev)$	$(1.69 \pm 0.04) \cdot 10^{-2}$	$(2.22 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$
$\epsilon_D(\mu^+)$	$(2.75 \pm 0.03) \cdot 10^{-1}$	$(2.50 \pm 0.03) \cdot 10^{-1}$

Tabella 6.4: Conteggi ed efficienze per il calcolo del rateo di cattura utilizzando la normalizzazione sul numero di μ^+ .

Prima di calcolare il rateo di cattura, è stato necessario considerare un'ulteriore correzione: infatti nel calcolare $\epsilon_G(ev)$ si è dovuto valutare $N(ev)^{RC}$ utilizzando le medesime selezioni adottate con i dati reali. Dal momento che, però, la simulazione non permetteva di ottenere la perdita di energia nelle camere a deriva, il metodo di identificazione delle particelle implementato nel capitolo 3 non poteva essere applicato. All'interno della simulazione l'identificazione avviene solamente tramite la perdita di energia di OSIM, motivo per cui si è dovuto calcolare il fattore correttivo tra questa tipologia di identificazione e quella utilizzata con i dati reali: per far ciò, si è ricercato il numero di eventi reali K^-d che si ottiene selezionando le particelle con solo l'informazione di OSIM (tutte le altre selezioni degli eventi sono rimaste inalterate) e dal rapporto tra il numero totale di eventi ottenuti con PID OSIM && DCH1 e quest'ultimo si è valutato il fattore correttivo cercato. All'interno dei due bersagli di ${}^6\text{Li}$ è presente un numero di eventi pari a 618 utilizzando solo OSIM, mentre con il PID OSIM && DCH1 il numero di eventi è 449, da cui il fattore correttivo sarà quindi $P = 0.73 \pm 0.05$.

La nuova formula per il calcolo del rateo di cattura, nella quale andrà anche inclusa la correzione B dovuta alla presenza di fondo, trovata mediante interpolazione dei dati reali nel paragrafo 5.5 e pari a $B = 0.237$, sarà:

$$R = \frac{(1 - B) \cdot N(ev)}{N(\mu^+)} \frac{N(K_{stop}^+)}{N(K_{stop}^-)} \frac{\epsilon_G(\mu^+)}{P \cdot \epsilon_G(ev)} \frac{\epsilon_D(\mu^+)}{\epsilon_D(ev)} BR(K_{\mu 2}) \quad (6.19)$$

Il rateo che si ottiene per i due bersagli è:

- Bersaglio 1: $R(0.86 \pm 0.11)\%$;
- Bersaglio 8: $R(1.24 \pm 0.13)\%$;

Prima di effettuare considerazioni sui valori ottenuti, si è affrontato il calcolo di rateo di assorbimento con un metodo indipendente e, poi, solo al termine, verrà effettuato un test di compatibilità dei dati e un confronto con i dati sperimentali di [10].

6.3.2 Coincidenza con K^+

Un secondo modo per elidere eventuali errori sistematici sul conteggio dei K_{stop}^- si basa sul fatto che l'esperimento FINUDA traccia particelle provenienti da interazioni di K^+ e K^- , emessi dal decadimento a due corpi del mesone ϕ : è, perciò, possibile richiedere che un evento di arresto di K^- in un bersaglio presenti, all'interno del bersaglio opposto, un K_{stop}^+ , il quale, non potendo interagire col nucleo, decadrà debolmente in $\mu^+\nu_\mu$ e $\pi^+\pi^0$. Il richiedere tale coincidenza sia nel conteggio del numero di K^- fermati in bersaglio, che nel numero di eventi K^-d permette di ottenere una valutazione alternativa alla normalizzazione rispetto al numero di μ^+ del rateo di cattura, scevra di errori sistematici nei conteggi, non desumibili dalla simulazione montecarlo.

Il rateo di cattura può essere calcolato con la formula (6.20), dove P è sempre il fattore correttivo dovuto al differente metodo di identificazione delle particelle e B la frazione di fondo:

$$R = \frac{(1 - B)N^{tag}(ev)}{N^{tag}(K_{stop}^-) \cdot P \cdot \epsilon_G^{tag}(R) \cdot \epsilon_D(ev)} \quad (6.20)$$

Per ottenere il numero corretto di eventi in coincidenza con un K^+ , si è richiesto che:

- il programma di ricostruzione avesse individuato un K^+ fermatosi all'interno del bersaglio opposto a quello per il quale si stava calcolando il rateo;
- dal vertice di arresto del K^+ fuoriuscisse una ed una sola particella carica;
- tale particella fosse positiva e con impulso compreso tra 180 e 260 MeV/c, in virtù della distribuzione in impulso in Fig. 6.1;
- tale particella avesse rilasciato un segnale in almeno una sbarra del TOFONE, in quanto l'impulso dei prodotti di decadimento del K^+ permette alle particelle prodotte di attraversare tutto lo spettrometro.

Ricavato il numero $N^{tag}(ev)$ di eventi K^-d in coincidenza con un K^+ e il numero $N^{tag}(K_{stop}^-)$ di K^- fermatisi in bersaglio e in coincidenza con un K^+ , essi sono stati corretti esattamente come era stato fatto con gli eventi non in coincidenza, utilizzando gli stessi fattori di correzione riportati in tab. 6.1. Inoltre, il numero $N^{tag}(K^-, STOP = i)$ (con $i \neq 1$) di eventi di K^- arrestatosi non in bersaglio e il numero $N^{tag}(K^-d, STOP = i)$ di eventi K^-d in coincidenza con un K_{stop}^+ sono stati trovati con una proporzione simile a quella di (6.16):

$$N^{tag}(K^-, STOP = i) : N^{tag}(K^-, STOP = 1) = N(K^-, STOP = i) : N(K^-, STOP = 1) \quad (6.21)$$

$$N^{tag}(ev, STOP = i) : N^{tag}(ev, STOP = 1) = N(K^-, STOP = i) : N(K^-, STOP = 1) \quad (6.22)$$

Operando questa correzione si ottengono i valori:

- Bersaglio 1: $N^{tag}(ev_{veri}) = (24.19 \pm 4.27)$ rispetto ai (32 ± 5.65) antecedenti la correzione;
- Bersaglio 1: $N^{tag}(K_{veri}^-) = (2.83 \pm 0.01) \cdot 10^6$ rispetto ai $(3.73 \pm 0.01) \cdot 10^6$ antecedenti la correzione;
- Bersaglio 8: $N^{tag}(ev_{veri}) = (23.84 \pm 4.34)$ rispetto ai (30 ± 5.48) antecedenti la correzione;
- Bersaglio 8: $N^{tag}(K_{veri}^-) = (2.90 \pm 0.01) \cdot 10^6$ rispetto ai $(3.65 \pm 0.01) \cdot 10^6$ antecedenti la correzione;

Per quel che concerne le efficienze si ha che quella dei detector $\epsilon_D(ev)$ è identica a quella già calcolata con (6.11), mentre l'efficienza di trigger per gli eventi K^-d in coincidenza con un K^+ è, in maniera analoga a (6.6):

$$\epsilon_G^{tag}(R) = \frac{N^{tag}(ev)^{RC}}{N^{tag}(K_{stop}^-)^{RC}} \quad (6.23)$$

In tabella 6.5 si riportano tutte le quantità utili al calcolo del rateo di cattura nel caso di eventi in coincidenza con K^+ .

Il rateo che si ottiene per i due bersagli è:

- Bersaglio 1: $R(1.24 \pm 0.26)\%$;
- Bersaglio 8: $R(1.68 \pm 0.35)\%$;

	$N^{tag}(ev)$	$N^{tag}(K_{veri}^-)$	$\epsilon_G^{tag}(ev)$	$\epsilon_D(\mu^+)$
bers=1	(24.19 ± 4.27)	$(2.83 \pm 0.01) \cdot 10^6$	$(9.29 \pm 0.57) \cdot 10^{-3}$	$(2.75 \pm 0.03) \cdot 10^{-1}$
bers=8	(23.84 ± 4.34)	$(2.90 \pm 0.01) \cdot 10^6$	$(8.38 \pm 0.45) \cdot 10^{-3}$	$(2.50 \pm 0.03) \cdot 10^{-1}$

Tabella 6.5: *Conteggi ed efficienze per il calcolo del rateo di cattura utilizzando la coincidenza con il K^+ .*

6.4 Conclusioni

Ottenuti i ratei di cattura per i due bersagli con entrambi i metodi, si sono eseguiti test di compatibilità, bersaglio per bersaglio, tra i valori ottenuti dai due metodi.

Per quanto riguarda il bersaglio 1, si ottiene:

$$z_1 = \frac{|0.86 - 1.24|}{\sqrt{0.11^2 + 0.26^2}} = 1.35 \quad P(z > 1.35) \cong 30\% \quad (6.24)$$

Adottando un livello di significatività pari al 5% i due risultati relativi al bersaglio 1 sono compatibili ed è possibile calcolare una media di queste due quantità, pari a $R_1 = (1.05 \pm 0.14)\%$.

A questo punto, è stata confrontata la media ottenuta con i valori forniti da [10]: nel caso dei dati di [10], venivano presentati due risultati, come si vede in tab. 1.2, a seconda che i nucleoni spettatori fossero rivelati come una coppia protone–neutrone scorrelati oppure come un deutone, e si è ritenuto opportuno effettuare una media, essendo i due valori pienamente compatibili (probabilità pari al 68%), ottenendo $(1.80 \pm 0.45)\%$.

Confrontando i due valori medi, si ottiene:

$$z_{tot,1} = \frac{|1.05 - 1.80|}{\sqrt{0.14^2 + 0.45^2}} = 1.59 \quad P(z > 1.59) \cong 10\% \quad (6.25)$$

La percentuale ottenuta consente di ritenere i valori forniti da [10] e quelli calcolati relativi al bersaglio 1 compatibili, entro gli errori sperimentali.

Per quanto riguarda il bersaglio 8 si ha:

$$z_8 = \frac{|1.24 - 1.68|}{\sqrt{0.13^2 + 0.35^2}} = 1.18 \quad P(z > 1.18) \cong 21\% \quad (6.26)$$

Essendo anche queste quantità compatibili, si può calcolare la media e confrontarla con la media dei valori di [10]. La media ottenuta è pari a $R_8 = (1.46 \pm 0.19)\%$, mentre il test normale fornisce:

$$z_{tot,8} = \frac{|1.46 - 1.80|}{\sqrt{0.19^2 + 0.45^2}} = 0.70 \quad P(z > 0.70) \cong 55\% \quad (6.27)$$

Il confronto con i dati del [10] ha dato esito positivo anche in questo caso.

Confrontando i valori ottenuti per i due bersagli si ottiene, invece, il seguente test normale:

$$z_{1,8} = \frac{|1.05 - 1.46|}{\sqrt{0.14^2 + 0.19^2}} = 1.74 \quad P(z > 1.74) \cong 8\% \quad (6.28)$$

Osservando il valore della percentuale di compatibilità calcolata, è possibile effettuare qualche considerazione in merito ad una così bassa compatibilità: in primo luogo si nota come i conteggi di eventi K^-d e anche di μ^+ provenienti dal bersaglio 1 siano sempre inferiori a quelli dei corrispettivi valori relativi al bersaglio 8 (questo ragionamento non si può applicare ai conteggi connessi con la procedura di calcolo del rateo con la coincidenza con i K^+ , data l'esigua statistica e le elevate fluttuazioni poissoniane). Tale differenza può essere ricondotta, in parte, all'impossibilità di includere nei calcoli l'efficienza dei rivelatori relativa ai kaoni: si è, infatti, sempre ipotizzato che questa quantità fosse costante e che quindi fosse possibile semplificarla per ottenere il valore finale del rateo di cattura, ma non vi è alcuna evidenza per la quale sia ISIM che il TOFINO si comportino in maniera identica per i due bersagli. Inoltre, una possibile ulteriore fonte di non compatibilità per i risultati ricavati dai due bersagli potrebbe discendere dall'aver calcolato delle efficienze medie, mediando tanto sull'impulso (il che è legittimato dalla natura quasi monocromatica del segnale della reazione K^-d che lascia supporre differenze minime per gli impulsi considerati), quanto sull'angolo di uscita dal bersaglio. Specialmente questa ultima approssimazione potrebbe avere influito nel rendere non compatibili i due risultati, in quanto potrebbe esserci un comportamento differente il cui contributo non è stato possibile valutare, in particolare per tracce emesse all'indietro, le quali devono attraversare l'intera zona di interazione.

Concludendo, si può ricordare che, nonostante le suddette approssimazioni, il metodo con il quale sono stati effettuati i calcoli dei ratei di cattura permette di minimizzare il contributo di tali approssimazioni, specialmente per quanto riguarda la scelta di mediare su angolo ed impulso per calcolare le efficienze: in virtù di questo fatto, quindi, il confronto con i dati forniti da [10] è giustificato, come risulta essere accettabile la compatibilità che da tale confronto è stata dedotta.

Appendice A

Recenti teorie sugli stati legati di K nei nuclei

A.1 La teoria dinamica di Mares e Gal

Un approccio molto recente [11] allo studio dei DBKS è stato proposto da Mares e Gal, utilizzando un approccio dinamico al problema: l'obiettivo del calcolo era studiare come evolvesse la larghezza di eventuali stati legati di kaoni al variare l'energia di legame del kaone e comprendere se vi fosse o meno la possibilità di diretta osservazione sperimentale; per far ciò sono stati inseriti all'interno dell'hamiltoniana differenti modelli di potenziale, vale a dire basati sulla teoria chirale per riprodurre basse energie di legame o potenziali di tipo fenomenologico per energie di legame più elevate. Punto cruciale di tale calcolo dinamico è l'assumere la densità del sistema come una variabile dinamica, contrariamente ai calcoli precedenti nei quali veniva fissata come parametro iniziale; in questo modo le larghezze degli stati, fortemente dipendenti dalla densità, verranno ad assumere un comportamento maggiormente realistico, in quanto riferite alla reale densità del sistema formato e non a quella inserita a priori. Da tale approccio si è ottenuto che, nel caso di nuclei leggeri, il nucleo viene a polarizzarsi e le densità ottenute sono molto inferiori a quelle previste di AY e che nei nuclei pesanti, per energie di legame molto elevate ($B_K > 100MeV$) è presente un limite minimo di larghezza degli stati pari a 50 MeV.

Nel caso vengano a formarsi stati profondamente legati, secondo tale approccio, essi sarebbe misurabili sperimentalmente, grazie alle ridotte larghezze, inferiori all'energia di legame stessa.

A.2 DBKS studiati sulla base dell'interazione a tre corpi

Tutti gli approcci teorici di calcolo finora descritti trattano gli stati legati di antikaoni nei nuclei come sistemi a due corpi \bar{K} -nucleo, all'interno dei quali l'interazione totale è descritta dal potenziale $\bar{K}N$, cui si aggiungono fattori correttivi che considerino la struttura interna del nucleo, come, ad esempio, l'interazione NN . Al termine del 2007, però, Shevchenko, Mares e Gal presentarono un calcolo esatto [62] basato su un'interazione a tre corpi riferito allo stato K^-pp , del quale l'esperimento FINUDA aveva annunciato l'osservazione due anni prima. Il calcolo si basa sulla soluzione delle equazioni di Faddeev non relativistiche: in particolare, è stato risolto un sistema di nove equazioni integrali accoppiate, suddivise in tre gruppi, ognuno dei quali basato sull'interazione $\bar{K}N - \Sigma N$ vicino alla soglia di formazione del sistema K^-pp . La peculiarità di tale calcolo consiste proprio nel non considerare il sistema K^-pp come $K^- - pp$, dove pp è visto come un unico elemento, bensì include le interazioni $K^- - pp$ e $p - K^-p$ (sempre in relativa onda s) in tutte le nove possibili combinazioni, in quanto i processi intermedi sono $K^-p \rightarrow K^-p$, $K^-p \leftrightarrow \pi\Sigma$ e infine $\pi\Sigma \rightarrow \pi\Sigma$.

Tale calcolo¹ ha confermato la possibile presenza di uno stato quasi legato K^-pp con isospin $I = \frac{1}{2}$ e $J^\pi = 0^-$ dove l'energia di legame è pari a $B_K \approx 55-70$ MeV e larghezza $\Gamma \approx 90-110$ MeV.

Il risultato del calcolo fornisce un'energia di legame compatibile con i 48 MeV calcolati da AY in [30], mentre la larghezza è molto superiore ai 61 MeV di AY. Anche in questo caso tali stati risulterebbero di difficile individuazione causa la larghezza troppo elevata che non permetterebbe di distinguere stati discreti.

A.3 La teoria unitaria chirale SU(3)

La teoria più recente e completa con cui descrivere gli stati legati di kaoni nei nuclei è la teoria chirale unitaria formulata da Dotè e Weise: essa si basa essenzialmente sull'utilizzo delle più realistiche interazioni NN e $\bar{K}N$ attualmente a disposizione. Per quanto riguarda l'interazione NN , è stato scelto un modello che riproducesse correttamente gli sfasamenti nello scattering NN e considerasse anche il comportamento repulsivo dell'interazione di

¹Il calcolo deve esser ancora perfezionato introducendo l'interazione con $I = 1$ $K^-p \rightarrow \pi\Lambda$ e le interazioni a due corpi in onda p , anche se, a detta degli autori di [62], queste aggiunte non dovrebbero cambiare radicalmente il risultato.

due nucleoni a piccolissime distanze, mentre l'interazione $\bar{K}N$ è stata modellizzata basandosi sulla lagrangiana effettiva chirale SU(3) di interazione barione-mesone ed stata calibrata in modo da riprodurre il maniera corretta la $\Lambda(1405)$ come stato quasi legato nel canale $\bar{K}N$ (stato ad energia 1420 MeV) e come risonanza nell'interazione $\pi\Sigma$ (stato ad energia 1396 MeV).

Tale approccio fornisce un valore di energia di legame $B_K \approx 15 - 21 \text{ MeV}$ e larghezza $\Gamma \approx 40-70 \text{ MeV}$: questi valori, a detta degli autori ancora preliminari e suscettibili di correzioni (inclusione del canale con $\pi\Lambda$ e dell'interazione in onda p $\pi\Sigma$), non può far a meno di sottolineare ulteriormente come le energie di legame finora previste per gli stati legati di antikaoni nei nuclei siano piccole e che la larghezza degli stati sia sempre molto più grande delle energie di legame, rendendo ardua un'osservazione sperimentale diretta.

Elenco delle tabelle

1.1	Tabella riassuntiva dei ratei di cattura di un K^- su ${}^6\text{Li}$ e ${}^{12}\text{C}$. Tratta da [9, 10].	5
1.2	Ratei di assorbimento nel caso di reazione $K^- - {}^4\text{He}$ in camera a bolle. Tratto da [10].	11
1.3	Tabella riassuntiva delle proprietà dei presunti stati legati individuati. Tratta da [33].	16
2.1	Caratteristiche strutturali dei bersagli.	29
3.1	Confronto tra il valore medio di ogni picco trovato con il fit gaussiano con il valore atteso per la massa dei pioni, protoni, deutoni e trizi.	51
3.2	Efficienze e purezze del PID implementato per ogni particella che è stata analizzata	58
6.1	Fattori correttivi relativi al punto di arresto del K^-	114
6.2	Conteggi del numero di K^- arrestati in bersaglio, in ISIM e in OSIM e relativi fattori correttivi.	115
6.3	Conteggi del numero di K^+ arrestati in bersaglio, in ISIM e in OSIM e relativi fattori correttivi.	116
6.4	Conteggi ed efficienze per il calcolo del rateo di cattura utliz- zando la normalizzazione sul numero di μ^+	118
6.5	Conteggi ed efficienze per il calcolo del rateo di cattura utliz- zando la coincidenza con il K^+	121

Elenco delle figure

1.1	<i>Andamento dello shift dei livelli degli atomi kaonici per diversi valori di orbitale considerato, in funzione del numero atomico del nucleo. La linea continua è la previsione teorica fornita dal modello di potenziale tp. Tratto da [26].</i>	6
1.2	<i>Andamento dell'ampiezza di scattering del sistema K^-N in funzione dell'energia nel centro di massa. Le curve continue rappresentano la parte reale dell'ampiezza, mentre le linee tratteggiate la parte immaginaria. Tratto da [13].</i>	8
1.3	<i>Andamento dell'ampiezza di scattering in funzione dell'energia totale del sistema K^-N per interazione 'libera' o all'interno della materia. Sull'asse delle energie, è riportata la soglia $\pi\Sigma$ (1336 MeV) e K^-N (1432 MeV). Tratto da [14].</i>	9
1.4	<i>Livelli energetici degli stati legati calcolati nel modello di AY, rispettivamente per sistemi K^-p, K^-ppn e K^-ppnn. Tratto da [14].</i>	14
1.5	<i>Spettro della massa mancante rispetto alla reazione $K^-_{stop} + {}^4\text{He} \rightarrow n + X$. Tratto da [33].</i>	16
1.6	<i>Spettro inclusivo in impulso dei protoni. Tratto da [33].</i>	17
1.7	<i>Spettro in massa invariante del sistema Λp non corretto in accettazione. Nel riquadro è riportata l'interpolazione gaussiana dello spettro corretto per accettazione. Tratto da [34].</i>	17
1.8	<i>Spettro in impulso dei protoni relativo alla prima presa dati (2003-2004). Tratto da [35].</i>	18
2.1	<i>Vista d'insieme del collisionatore DAΦNE.</i>	23
2.2	<i>Boost della ϕ nel sistema di riferimento dello spettrometro FINUDA (sopra) e sistema di riferimento dello spettrometro FINUDA (sotto).</i>	25
2.3	<i>Vista 3D dello spettrometro FINUDA.</i>	26

- 2.4 Visualizzazione della zona di interazione con rappresentazione di un evento reale. Il K^- (traccia azzurra) colpisce un bersaglio di ${}^6\text{Li}$ e da quest'ultimo escono un protone (verso sinistra) e un π^- (verso destra). Il K^+ (traccia marrone) si è fermato nel ${}^7\text{Li}$ e ha prodotto un μ^+ (in basso a destra). 27
- 2.5 Visualizzazione della vista frontale del tracciatore. Si notano le tracce del μ^+ (in basso) e del protone (a sinistra) con curvatura oraria e quella del π^- (a destra) con curvatura antioraria. 30
- 3.1 Perdita di energia in OSIM (sopra) e in ISIM (sotto). In entrambi i grafici si è utilizzata la seguente assegnazione di colori: celeste per i pioni, rosso per i protoni, viola per i deutoni, verde per i trizi, blu per i limiti delle bande. 43
- 3.2 Perdita di energia delle particelle al di sopra della banda dei protoni. Sono riportate le Bethe-Bloch riferite a deutoni e trizi e le curve che delimitano la banda dei deutoni. Il codice colore utilizzato è il seguente: nero per i deutoni, verde per i trizi, rosso per i limiti della banda dei deutoni. 45
- 3.3 Perdita di energia nello strato di camere interne (sopra) e nello strato di camere esterne (sotto). In entrambi i grafici si è utilizzata la seguente assegnazione di colori già usata per ISIM e OSIM: celeste per i pioni, rosso per i protoni, viola per i deutoni, verde per i trizi, blu per i limiti delle bande. 47
- 3.4 Distribuzioni relative alla lunghezza di traccia (a sinistra) e al tempo di volo delle particelle (a destra): in rosso è riportata la distribuzione dei protoni, in verde quella dei pioni positivi e negativi, entrambi identificati utilizzando il PID di OSIM. 49
- 3.5 Distribuzione relative dell'impulso per particelle che arrivassero fino sul TOFONE: in rosso è riportata la distribuzione dei protoni, in verde quella dei pioni positivi e negativi, entrambi identificati utilizzando il PID di OSIM. 50
- 3.6 Distribuzione del β delle particelle: in rosso è riportata la distribuzione dei protoni, in verde quella dei pioni positivi e negativi, entrambi identificati con il PID di OSIM. 51
- 3.7 Distribuzione della massa calcolata a partire dal β delle particelle (in alto): sono individuabili le due strutture attribuibili a candidati pioni e protoni e, ingrandendo nell'intorno della massa attesa per deutoni e trizi, si notano quelle attribuibili a tali particelle (in basso) 52

3.8	<i>Fit gaussiano dei picchi individuati nello spettro della massa calcolata a partire dal β delle particelle</i>	53
3.9	<i>Con una linea nera sono rappresentati gli eventi identificati come pioni positivi oppure negativi (grafici in alto), protoni o deutoni (grafici al centro) oppure trizi (grafici in basso) con il metodo della dE/dx in OSIM, mentre quelli rappresentati con la linea rossa sono stati identificati dal PID finale.</i>	57
4.1	<i>Spettri in impulso dei protoni con requisiti di bontà della traccia descritti nel paragrafo 4.1.</i>	61
4.2	<i>Correlazione dell'impulso dei protoni con quello dei pioni positivi per eventi che presentino almeno una particella per ogni tipologia.</i>	63
4.3	<i>Correlazione dell'impulso di un protone con quello di un secondo protone per eventi che presentino due protoni.</i>	64
4.4	<i>Correlazione dell'impulso dei protoni con quello dei deutoni per eventi che presentino almeno una particella per ogni tipologia.</i>	65
4.5	<i>Correlazione dell'impulso dei protoni con quello dei pioni negativi per eventi che presentino almeno una particella per ogni tipologia.</i>	66
4.6	<i>Spettro dell'impulso dei protoni per eventi con almeno un protone e almeno un pione (linea nera), un solo protone e un solo pione (linea rossa) e restanti combinazioni (linea verde).</i>	67
4.7	<i>Spettro in impulso di protoni in eventi con un protone un pione negativo, entrambi con richieste di qualità sulla traccia e un hit su ogni rivelatore del tracciatore.</i>	69
4.8	<i>Spettro in impulso dei protoni per eventi con un protone e un pione (linea nera) e un protone e un pione con impulso superiore a 260 MeV/c (linea rossa).</i>	70
4.9	<i>Spettro dell'impulso dei pioni per eventi con un protone in coincidenza con un pione, sempre con tagli di qualità.</i>	72
4.10	<i>Spettri della distanza dal vertice di interazione del K^- per eventi con un protone e un pione negativo con qualunque impulso (linea blu per i protoni, linea nera per i pioni) e per eventi con un protone e un pione negativo con impulso superiore a 260 MeV/c (linea verde per i protoni, linea rossa per i pioni).</i>	74
4.11	<i>Spettri dell'angolo compreso tra le tracce di protone e pione per eventi con pioni di impulso qualunque (linea nera) e di impulso maggiore di 260 MeV/c (area rossa).</i>	76

4.12	<i>Correlazioni tra l'impulso del protone e l'angolo compreso tra le tracce di pioni e protone per eventi con pioni di impulso superiore a 260 MeV/c.</i>	77
4.13	<i>Spettri in impulso dei protoni per eventi con pioni con impulso superiore a 260 MeV/c (linea rossa) e per eventi con pioni con impulso superiore a 260 MeV/c e coseno dell'angolo compreso tra le tracce di protone e pioni inferiore a -0.8 (linea verde.)</i>	78
4.14	<i>Spettri in impulso dei protoni per eventi con pioni con impulso superiore a 260 MeV/c (linea nera) e per eventi con pioni con impulso superiore a 275 MeV/c (linea rossa).</i>	80
5.1	<i>Spettro della massa mancante rispetto alla reazione $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + X$.</i>	84
5.2	<i>Interpolazione dello spettro in massa mancante del ${}^6\text{Li}$ (linea nera) utilizzando una polinomiale (linea rossa) proveniente dall'interpolazione del medesimo spettro per il ${}^{13}\text{C}$. In verde si riporta lo spettro cui è stato sottratto il contributo del fondo e in blu l'interpolazione gaussiana di quest'ultimo.</i>	86
5.3	<i>Spettro dell'impulso dei pioni generato a partire dalla cinematica di diverse reazioni. (a) $K^- + d \rightarrow p + \Sigma^-$; (b) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow S^0 + p$ con successivo decadimento dello stato legato $S^0 \rightarrow \Lambda nn$; (c) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow S^0 + p$ con successivo decadimento dello stato legato $S^0 \rightarrow \Sigma^- np$; (d) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow S^0 + p$ con successivo decadimento dello stato legato $S^0 \rightarrow \Sigma^- np$ seguito dalla conversione $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$; (e) $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow S^0 + p$ con successivo decadimento dello stato legato $S^0 \rightarrow \Sigma^- d$. Tratto da [35].</i>	88
5.4	<i>Impulso del protone proveniente dal decadimento della $S^0 \rightarrow \Sigma^- np$, calcolato tramite la semplice cinematica della reazione.</i>	89
5.5	<i>Spettro dell'impulso del deutone all'interno del ${}^6\text{Li}$ (linea rossa), del ${}^4\text{He}$ (linea nera) e del ${}^{12}\text{C}$ (linea blu). Tratto da [59].</i>	91
5.6	<i>Spettro della massa invariante $p\pi^-$ per gli eventi selezionati nel ${}^6\text{Li}$.</i>	92
5.7	<i>Spettro dell'impulso dei protoni (a sinistra) e dei pioni (a destra) provenienti dalla reazione $K^- d \rightarrow p\Sigma^-$, con successivo decadimento in volo $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$.</i>	94
5.8	<i>Coseno dell'angolo compreso $p - \pi^-$ generato utilizzando solamente la cinematica della reazione.</i>	95

5.9	<i>Spettro della massa mancante rispetto alla reazione $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow p + \pi^- + X$ (a sinistra); a destra è riportato la correlazione tra l'impulso dei protoni degli eventi selezionati con la massa mancante appena calcolata.</i>	96
5.10	<i>Spettro di $1/\beta$ delle particelle neutre che arrivano sul TOFONE.</i>	97
5.11	<i>Spettro dell'impulso dei protoni (a sinistra) e dei neutroni (a destra) per eventi selezionati con la richiesta ulteriore di un neutrone.</i>	98
5.12	<i>Spettro della massa invariante del sistema $n\pi^-$ per gli eventi in cui fosse anche presente un neutrone, oltre al protone e al pione.</i>	99
5.13	<i>Spettro della massa mancante rispetto alla reazione $K^- + p \rightarrow p + \pi^- + X$.</i>	100
5.14	<i>Spettro dell'impulso dei protoni per eventi con un protone e un pione (linea nera) e con la richiesta di massa mancante rispetto alla reazione $K^- + p \rightarrow p + \pi^- + X$ maggiore di zero (linea rossa).</i>	101
5.15	<i>Impulso del neutrone (a sinistra) e del pione (a destra) generati con fidamc e ricostruiti con fidarc.</i>	103
5.16	<i>Coseno dell'angolo compreso tra protone e pione generati con fidamc e ricostruiti con fidarc.</i>	104
5.17	<i>Interpolazione dello spettro in impulso dei protoni provenienti dalla simulazione con il programma fidamc e ricostruiti con fidarc relativamente al bersaglio di ${}^6\text{Li}$.</i>	105
5.18	<i>Spettro dell'impulso dei protoni provenienti da eventi con un protone e un pione negativo nel caso del ${}^{13}\text{C}$ interpolato con una polinomiale di sesto grado.</i>	105
5.19	<i>Spettro in impulso dei protoni per gli eventi selezionati (linea nera), interpolato con una combinazione (linea verde) dello spettro montecarlo (linea blu) e dello spettro del ${}^{13}\text{C}$ (linea rossa).</i>	106
6.1	<i>Spettro in impulso delle particelle positive provenienti dal vertice del K^+.</i>	112

Bibliografia

- [1] P. M. Bird *Nucl. Phys. A*, **404**, 482 (1983).
- [2] E. Friedmann, A. Gal, C. J. Batty, *Nucl. Phys. A*, **579**, (1994) 937.
- [3] M. Iwasaki *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3067 (1997).
- [4] T. M. Ito *et al.*, *Phys. Rev. C*, **58**, (1998) 4.
- [5] A. D. Martin, *Nucl. Phys. B*, **179**, (1981) 33.
- [6] D. N. Tovee *et al.*, *Nucl. Phys. B*, **33**, (1971) 493.
- [7] R. J. Nowak *et al.*, *Nucl. Phys. B*, **139**, (1978) 61.
- [8] Apsimon *et al.*, *Z. Phys. C*, **61**, 383 (1994).
- [9] C. Vander Velde-Wilquet *et al.* *Nuovo Cimento*, **39 A**, (1977) 538.
- [10] A. D. Katz *et al.* *Phys. Rev. D*, **1**, (1970) 1267.
- [11] J. Mares, E. Friedman, A. Gal, *Nucl. Phys. A*, **770**, (2006) 84.
- [12] A. Ramos, E. Oset, *Nucl. Phys. A*, **671**, (2000) 248.
- [13] E. Oset, H. Toki, *Phys. Rev. C*, **74**, 015207 (2006).
- [14] Y. Akaishi, T. Yamazaki, *Phys. Rev. C*, **65**, 044005 (2002).
- [15] D. W. Thomas, A. Engler, H. E. Fisk, R. W. Kraemer, *Nucl. Phys. B*, **56**, (1973) 15.
- [16] J. A. Oller, J. Prades, E. Oset, A. Ramos, U. G. Meissner, *Nucl. Phys. A*, **725**, (2003) 181.
- [17] T. Hyodo, W. Weise, *Phys. Rev. C*, **77**, 035204 (2008).
- [18] W. Weise, R. Hartle, *Nucl. Phys. A*, **804**, (2008) 173.

- [19] E. Friedman, G. Soff, *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **11**, L37 (1985).
- [20] K. Itahaski *et al.*, *Phys. Rev. C*, **62**, 025202 (2000).
- [21] K. J. Raywood, *Phys. Rev. C*, **55**, 2492 (1997).
- [22] G. E. Brown, C. H. Lee, M. Rho, V. Thorsson, *Nucl. Phys. A*, **567**, (1994) 937.
- [23] M. H. Alston *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, (1961) 698.
- [24] Alves *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, (1996) 2388.
- [25] Ahn *et al.*, *Nucl. Phys. A*, **625**, (1997) 231.
- [26] S. Hirenzaki, Y. Okumura, H. Toki, E. Oset, A. Ramos, *Phys. Rev. C*, **61**, (2000) 055205.
- [27] J. S. Schaffner-Bielich, V. Koch, M. Effenberger, *Nucl. Phys. A*, **669**, (2000) 153.
- [28] D. Jido, J. A. Oller, E. Oset, A. Ramos, U. G. Meissner, *Nucl. Phys. A*, **725**, (2003) 181.
- [29] J. A. Oller, J. Prades, M. Verbeni, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 172502 (2005)
- [30] Y. Akaishi, T. Yamazaki, *Phys. Lett. B*, **535**, (2002) 70.
- [31] M. Iwazaki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3067 (1997).
- [32] T. M. Itoh *et al.*, *Phys. Rev. C*, **58**, 2366 (1998).
- [33] T. Suzuki *et al.*, *Phys. Lett. B*, **597**, (2004) 263.
- [34] M. Agnello, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 212303 (2005).
- [35] M. Agnello *et al.*, *Nucl. Phys. A*, **775**, (2006) 35.
- [36] V. K. Magas, E. Oset, A. Ramos, H. Toki, *Phys. Rev. C*, **74**, 025206 (2006).
- [37] V. K. Magas, E. Oset, A. Ramos, H. Toki, arXiv:nucl-th/0701023v1.
- [38] V. K. Magas, E. Oset, A. Ramos, H. Toki, *Nucl. Phys. A*, **804**,(2008) 219.
- [39] S. Prakhov *et al.*, *Phys. Rev. C*, **70**, 034605 (2004).

- [40] E. Oset, H. Toki, *Nucl. Phys. A*, **671**, (2000) 481.
- [41] M. Isawaki *et al.*, *Proceedings of 'The IX International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics, HYP2006'*, Mainz, Germany, 10-14 Ottobre 2006, ed. J. Pochodzalla and Th. Walcher, SIF and Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2007, 195-200.
- [42] T. Nagae *et al.*, *Nucl. Phys. A*, **670**, (2000) 269c.
- [43] V. Filippini *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **424**, (1999) 343.
- [44] P. Bottan *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **427**, (1999) 423.
- [45] P. Bottan *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **435**, (1999) 153.
- [46] E. Botta *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **383**, (1996) 571.
- [47] L. Benussi *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **419**, (1998) 419.
- [48] M. Agnello *et al.*, *Nucl. Phys. A*, **804**, (2008) 151.
- [49] M. Agnello *et al.*, *Phys. Lett. B*, **622**, (2005) 35.
- [50] M. Agnello *et al.*, *Phys. Lett. B*, **640**, (2006) 145.
- [51] M. Agnello *et al.*, *Phys. Lett. B*, **649**, (2007) 25.
- [52] Web Site, <http://root.cern.ch>
- [53] H. Fujioka, Tesi di Dottorato, Laboratori del KEK, Giappone, 2008
- [54] T. Bressani *et al.*, *Nucl. Phys. B*, **9**, (1969) 427.
- [55] J. Favier *et al.*, *Nucl. Phys. A*, **169**, (1971) 540.
- [56] C. Cernigoi *et al.*, *Nucl. Phys. A*, **352**, (1981) 343.
- [57] C. Cernigoi *et al.*, *Nucl. Phys. A*, **456**, (1986) 599.
- [58] T. Yamazaki, S. Hirezaki, *Nucl. Phys. B*, **557**, (2003) 20.
- [59] Y. Akaishi, T. Yamazaki, arXiv:nucl-ex/060904v2.
- [60] A. N. Ivanov, P. Kienkle, J. Marton, E. Widmann, arXiv:nucl-th/0512037v2.
- [61] O. Braun *et al.* *Nucl. Phys. B*, **129**, (1977) 1.

- [62] N. V. Shevchenko, A. Gal, J. Mares, arXiv:nucl-th/0610022v2.
- [63] A. Dotè, T. Hyodo, W. Weise, *Nucl. Phys. A*, **804**, (2008) 197.