Capitolo 4

Selezione degli eventi e ricostruzione della lunghezza di decadimento

Base di questa analisi è un campione di eventi con due muoni di impulso $> 2\ GeV/c$ che sono indicazione della presenza di decadimenti di particelle pesanti come il B. Per almeno uno di questi B è necessario che sia ricostruito il vertice di decadimento. In questo capitolo viene descritto come sono stati selezionati eventi con almeno due muoni di buona qualità e nei quali fosse possibile ricostruire almeno un vertice di decadimento secondario. Viene illustrato inoltre il metodo che è stato usato per la ricostruzione della lunghezza di decadimento.

4.1 Selezione dei muoni

L'impulso medio dei mesoni B ottenuti in interazioni $p\bar{p}$ è non è molto alto, 5 GeV/c in media, rispetto alla sua massa ($5279.0 MeV/c^2$[5]) come si vede dalla figura 4.1 nella quale è mostrato l'impulso trasverso per mesoni $B_d^0 \rightarrow \mu + X$ con la richiesta che il muone sia centrale, cioè $|\eta| < 0.6$. Conseguenza diretta di ciò è che il *boost* medio di Lorentz è ~ 1, piccolo rispetto a quello dei B che provengono dal decadimento della Z^0. Per questo motivo la lunghezza di decadimento media risulta piuttosto corta come verrà mostrato in seguito il che fa si che sia difficile ricostruirli con ottima precisione. Inoltre essi decadono formando dei *mini-jet* in alcuni casi ma molto spesso anche quest'ultimi sono assenti e quindi non si può sfruttare l'informazione dei *jet* nella selezione degli eventi.

L'impulso trasverso dei muoni provenienti dal decadimento di tali B è piuttosto basso, come si può vedere dalla figura 4.2, rispetto all'impulso medio dei leptoni provenienti dal decadimento di particelle pesanti come per esempio il W. È necessario perciò identificare 'buoni' μ scendendo il più possibile in P_t. Per far ciò è stato utilizzato un filtro noto come SLT (*Soft Lepton Tagger*); ne descriviamo qui le caratteristiche principali, una discussione completa può essere trovata in [60, 9] . Poichè in media muoni con P_t inferiore a circa 2.8 GeV/c si fermano nel ferro tra il CMU e il CMP per identificare muoni con $2 < P_t < 3\ GeV/c$ si è usato solo il CMU. Se invece le traccia ha $P_t > 3\ GeV/c$ ed è all'interno del volume fiduciale del CMU e del CMP è richiesta una buona associazione tra i segmenti di traccia

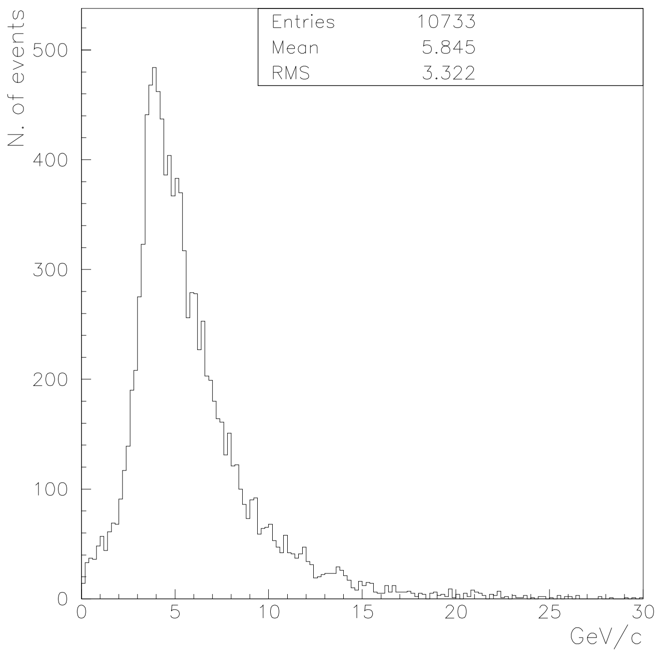

Figura 4.1: Impulso trasverso di mesoni B_d^0 ottenuti in interazioni $p\bar{p}$ usando il montecarlo BGENONLY.

Figura 4.2: Distribuzione dell'impulso trasverso dei muoni provenienti dal decadimento del B_d^0 simulati. Il trigger ha un taglio a 2 GeV/c.

nel CMU e nel CMP.

I segmenti di traccia ricostruiti nelle camere dei μ devono essere associati con almeno una traccia estrapolata dalla CTC per essere identificati come muoni. Questa associazione è fatta in posizione e in direzione (ϕ). La misura di ϕ nelle camere dei muoni ha una risoluzione Gaussiana più una componente non Gaussiana che diventa sempre più importante all'aumentare dell'impulso trasverso della particella. Nella selezione fatta con SLT non si richiede alcuna associazione in ϕ se la traccia è CMU e CMP, si ha una richiesta se la traccia è solo CMU, taglio che viene rimosso quando l'impulso trasverso è maggiore di 10 GeV/c.

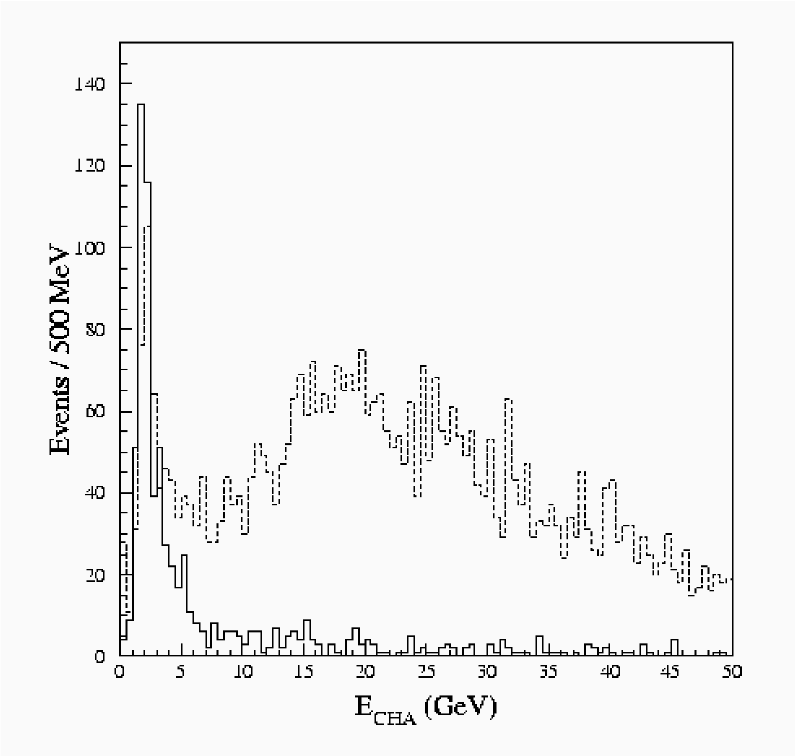

Figura 4.3: Distribuzione dell'energia depositata nel calorimetro adronico da candidati μ con $P_t > 15$ GeV/c richiedendo il CMP (linea continua) e non facendo tale richiesta (linea tratteggiata).

A differenza dei μ provenienti dal decadimento del W quelli che vengono dal B non sono isolati e quindi il taglio sull'isolamento, cioè la richiesta che siano particelle al minimo di ionizzazione, non può essere utilizzato per ridurre il fondo da *punch-through*. Questi ultimi sono adroni che interagiscono poco nel calorimetro e arrivano nelle camere esterne simulando un μ. Questo tipo di fondo viene drasticamente ridotto richiedendo che il μ sia anche CMP come è visibile dalla figura 4.3 in cui è mostrato il rilascio di energia adronica per due campioni di muoni con impulso maggiore di 15 GeV/C : quelli che sono CMU e CMP e quelli invece solo CMU. L'alto *rate* nella coda ad alte energie nella distribuzione dei solo-CMU corrisponde ai *punch-through* che scompaiono richiedendo che il μ sia anche CMP. Ma richiedere la conferma del CMP corrisponde a mettere un taglio in P_t a circa 2.8 GeV/c cosa che vorremmo evitare per mantenere alta la statistica. Il filtro SLT per rigettare questo tipo di fondo richiede che il numero di *hit* nel ADC e nel TDC delle camere CMU siano almeno 3 su 4. L'efficenza di questo filtro è stata calcolata su un campione di $J/\Psi \to \mu^+\mu^-$ e $Z \to \mu^+\mu^-$. I valori trovati sono $(98. \pm 1.)\%$ per il CMP e $(96.1 \pm 0.2)\%$ per il CMU.

Il campione di eventi che abbiamo utilizzato è stato raccolto col trigger dei dimuoni come detto in precedenza; allo scopo di eliminare le J/Ψ presenti e gli eventi in cui i due muoni provengono da un decadimento in cascata del tipo $B \to \mu D X$ con $D \to \mu X$ si è richiesto che la massa invariante dei due μ fosse maggiore di 4 GeV. Rimangono ancora le Υ che spariranno con la richiesta di un vertice secondario. Il campione iniziale era costituito da circa 500000 eventi (dimuoni con il taglio sulla massa invariante) che si è ridotto a 112393 richiedendo che almeno due muoni per evento passino i tagli descritti in precedenza.

4.2 Richiesta di un vertice secondario

Prima di procedere alla determinazione della lunghezza di decadimento gli eventi vegono ulteriormente selezionati. Per l'analisi che vogliamo fare è indispensabile ricostruire almeno un vertice secondario per evento. Fare direttamente un fit su tutte le tracce dell'evento per selezionare quelle che sono associabili ad un vertice secondario non darebbe alcun risultato in quanto il combinatorio in questi eventi è troppo alto. Si è quindi sviluppato un algoritmo che per individuare possibili vertici secondari. In questo modo il campione risulta anche arricchito in B. Infatti studi fatti su Montecarli e dati hanno mostrato che in campioni di muoni inclusivi con $P_t > 8$ GeV/c il contenuto di B non è superiore al 40% [61]. Nel nostro caso sono stati applicati tagli di qualità sui muoni cosa che porterebbe a pensare ad un più alto contenuto in B ma il P_t dei μ è molto più basso favorendo la presenza di *charm* e di K rispetto al B.

4.2.1 Determinazione del vertice primario

La regione luminosa di CDF è piuttosto lunga. La probabilità di interazione in funzione di z ha una distribuzione Gaussiana con una sigma di circa 30 cm. Il fascio è una linea retta e può essere spostato rispetto all'asse z e non esserne parallelo. Il fascio ha una forma circolare nel piano xy e in entrambe le direzioni può essere descritto da una distribuzione gaussiana con sigma di 36 μm.

L'algoritmo utilizzato [62] sfrutta la relazione che c'è tra D, parametro di impatto, e ϕ per tracce che provengono da uno stesso stesso vertice. Trascurando la curvatura della traccia il parametro di impatto per tracce che provengono dal vertice primario può essere parametrizzato

$$D(\phi_0, Z_0) = -x_0 \cdot \sin\phi_0 - a_x \cdot \sin\phi_0 \cdot Z_0 + y_0 \cdot \cos\phi_0 + a_y \cdot \cos\phi_0 \cdot Z_0 \qquad (4.1)$$

in cui x_0 e y_0 sono la posizione del fascio a $z = 0$ e a_x e a_y la pendenza del fascio in x e y . La quantità da minimizzare è

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{D_i - D(\phi_0, Z_0)}{\sigma_i} \right)^2 \tag{4.2}$$

dove $\sigma_i^2 = \sigma_D^2 + 2 \cdot \sigma_{fascio}^2$ Il fit viene fatto iterativamente, usando tracce che hanno 4 *hit* nel rivelatore SVX, impulso trasverso maggiore di 1 GeV/c e distano dalla posizione nominale meno di 0.2 cm. La posizione del fascio viene determinata *run* per *run* con una variazione dell'ordine di 5 μm in x e 11 μm in y da un *run* all'altro. Durante uno stesso *run* la variazione è minore di 4 μm.

Nota la posizione del fascio per $z = 0$ è possibile ricavarla per un dato z. la linea media dei fasci è una retta nei piani $x - z$ e $y - z$ e quindi:

$$x_{fasci} = x_0 + a_x \cdot z_{fasci} \qquad y_{fasci} = y_0 + a_y \cdot z_{fasci}. \tag{4.3}$$

Nel caso specifico di cui stiamo trattando lo z_{fasci} viene preso come la media dello z_0 dei due muoni cioè:

$$z_{fasci} = \frac{z_{0\mu 1} + z_{0\mu 2}}{2} = z_{vp} \tag{4.4}$$

In più si verifica che z_{fasci} non disti più di 5 cm dalla posizione in z del fascio trovata con le VTX. In questo modo evento per evento abbiamo la posizione del vertice primario. Altri metodi [63] sono stati sviluppati per la determinazione del vertice primario che si basano sul fit delle tracce dell'evento con basso parametro di impatto; questo metodo non è stato utilizzato in quest'analisi per evitare effetti sistematici come l'inclusione di tracce a basso parametro di impatto provenienti dal decadimento del B nel fit del primario.

4.2.2 Ricerca di vertici di decadimento secondari

L'algoritmo utilizzato nella ricerca dei vertici secondari è uno di quelli utilizzati nella ricerca del *top* per individuare B in decadimenti $t \to W + jet$ ed è stato ampiamente discusso altrove [63, 9]. Qui di seguito viene data una breve descrizione sottolineando in modo particolare i cambiamenti che sono stati fatti per adattarlo alla ricerca di B di ben più basso impulso.

Definizione dello spazio Azimut-Parametro di impatto

La prima cosa che viene fatta nella ricerca dei vertici secondari consiste nel ricalcolare i parametri di ciascuna traccia rispetto al vertice primario individuato. L'equazione 3.4 può essere riscritta nel modo seguente:

$$\left(\frac{CR^2 + (1 + CD)\, D}{1 + 2CD} \right) = -R \sin(\phi_0 - \phi(R)) \tag{4.5}$$

dove R è la nuova distanza di ciascuna traccia dal vertice primario.

Nel caso di tracce che provengono dal decadimento di adroni b decaduti entro il primo strato del rivelatore SVX, cioè con $R < 2.8\ cm$ si può dimostrare che $|CD| \ll 1$ e che $|C|\,R^2 \ll |D|$. Con queste approssimazioni l'equazione 4.5 diventa per tracce appartenenti al decadimento:

$$D = -R_B \sin(\phi_0 - \phi_B) \tag{4.6}$$

in cui R_B è la distanza trasversa di decadimento, ϕ_B la direzione azimutale di volo dell'adrone b e D e $\phi = \phi_0$ sono i parametri delle tracce figlie. Le coordinate del vertice secondario nel piano trasverso sono:

$$(R_B \cdot \cos(\phi_B),\ R_B \cdot \sin(\phi_B)) \tag{4.7}$$

La risoluzione sul pararametro di impatto, σ_D è:

$$\sigma_D^2 = \sigma_{D_0}^2 + \sigma_{yy}^{(VP)} \cos\phi^2 + \sigma_{xx}^{(VP)} \sin\phi^2 - 2\sigma_{xy}^{(VP)} \cos\phi \sin\phi \tag{4.8}$$

in cui σ_{D_0} è la risoluzione sul parametro di impatto della traccia rispetto al vecchio sistema di riferimento, il centro nominale di CDF, e $\sigma_{xx}^{(VP)}$, $\sigma_{xy}^{(VP)}$, $\sigma_{yy}^{(VP)}$ (in cm^2) sono gli elementi $(1,1)$, $(1,2)$, $(2,2)$ della matrice di covarianza del vertice primario.

Selezione delle tracce

Il secondo passo nella ricerca dei vertici secondari è la selezione di tracce di buona qualità incompatibili con il vertice primario e incostistenti con decadimenti $K_s \to \pi\pi$ e $\Lambda \to \pi p$. Le richieste fatte si riassumono come segue:

1) $P_t^{traccia} > 400\ MeV/c$; è l'impulso minimo sotto al quale una traccia spiralizza nella CTC, questa richiesta equivale a imporre che la traccia abbia attraversato tutta la CTC e sia quindi possibile ricostruirla completamente;

2) $N_{hit\ svx}^{traccia} \geq 3$ di cui almeno 2 non condivisi con altre tracce e non contenenti *strip* malfunzionanti;

3) $\left(\frac{\chi^2}{N_{hit}}\right)_{svx}^{traccia} < 6$ ciò significa che la traccia è stata ben misurata;

4) $|Z_{VP} - z_0^{traccia}| < 10\ cm$ cioè la traccia è consistente con l'interazione $p\bar{p}$ a cui appartiene il vertice primario determinato;

5) $\frac{|D|}{\sigma_D} > 2.$ si richiede che la traccia non sia compatibile col vertice primario nel piano trasverso; questa richiesta viene rimossa per il μ in quanto si assume che esso provenga dal decadimento del B; questo taglio era a 2.5 per i B di alto impulso;

6) $|D| < 0.2\ cm$ questo taglio serve per eliminare tracce mal misurate e i decadimenti del K_s e Λ ; per queste due particelle viene applicato un taglio specifico rimuovendo tutte le coppie di tracce che hanno una massa invariante consistente con quella del K_s e della Λ e la cui risultante è compatibile con il vertice primario, $\left(\frac{|D|}{\sigma_D}\right)_{K_s(\Lambda)} > 2.5$

L'algoritmo

L'ultimo passo nella ricerca di eventi con vertici secondari consiste nell'identificazione di almeno 3 tracce di cui 1 è il μ, consistenti con un vertice comune nel piano trasverso. Nel caso dell'analisi di eventi $W+jet$ si usa anche la richiesta che la direzione dell'impulso totale sia contenuta nel cono $\eta - \phi$ di un *jet*, questo cono, nel nostro caso, viene fatto coincidere con metà emisfero in quanto in tali eventi molto spesso non vi sono *jet* e il decadimento del B è molto aperto. Per identificare tali vertici secondari si sfrutta l'equazione 4.6. Tracce provenienti dallo stesso vertice secondario a distanza R_B dal primario e ad angolo azimutale ϕ_B, appartengono alla stessa sinusoide nello spazio $D-\phi$. In questo spazio tracce provenienti dal vertice primario sono raggruppate attorno a $D = 0$ (asse ϕ) con deviazioni dovute alla risoluzione finita sul parametro di impatto. Se l'evento contiene un vertice secondario ci sono tracce spostate dall'asse ϕ, a seconda della grandezza relativa di σ_d e R_B. La significatività di questa deviazione dipende dal P_t della traccia. Infatti mentre il valor medio del parametro di impatto, $< |D| >$, non dipende da P_t ($R_B \propto P_t$ e $|\phi - \phi_B| \propto 1/P_t$) σ_D cresce sensibilmente al diminuire di P_t (vedi figura 3.10).

Nel piano $D-\phi$ le tracce provenienti dal decadimento del B si trovano preferenzialmente attorno nella parte della sinusoide attorno ϕ_B a pendenza negativa, con un piccolo angolo di dispersione. In un intorno di ϕ_B l'equazione 4.6 può essere approssimata con una retta:

$$D \sim -R_B\,(\phi - \phi_B) \tag{4.9}$$

Per identificare un vertice secondario si considerano tracce che passano i tagli descritti in precedenza e si cercano quelle che nella rappresentazione $D - \phi$ soddisfano questa relazione tra D e ϕ. In questo modo non viene determinata la posizione del vertice secondario ma solo identificate le tracce che potrebbero formarne uno. In figura 4.4 è mostrato un ingrandimento di un possibile vertice secondario identificato da $D-\phi$ per un evento del campione selezionato. La figura 4.5 mostra come appare l'evento nel rivelatore dei muoni e nella camera centrale.

Degli eventi selezionati con SLT solo 13951 risultano con un possibile vertice secondario senza però aver esplicitamente richiesto che il muone vi appartenga.

4.3 Determinazione della lunghezza di decadimento

La determinazione del vertice secondario con buona precisione è una requisito importante per la determinazione dell'oscillazione in funzione del tempo proprio. Per questo motivo si cerca di fare il fit del vertice secondario con accuratezza.

Il punto di partenza per ogni evento è l'insieme di tracce correlate secondo $D - \phi$. Si fa poi l'ipotesi che di queste tracce il μ provenga dal decadimento del B mentre le altre siano originate da un decadimento terziario che nella maggior parte dei casi dovrebbe essere un D. Uno schema di questo decadimento è mostrato in figura 4.6. Il fit vien fatto seguendo questa assunzione in due passi:

A si esclude il μ dalla lista delle tracce e si fa un fit alle rimanenti assumendo che siano dei π; se ne calcola poi la risultante dell'impulso ; possiamo così caratterizzare il risultato del fit come una nuova traccia che chiameremo traccia del *charm*;

Figura 4.4: Ingrandimento di un possibile vertice secondario. La crocetta centrale è la posizione del vertice primario, il circoletto quella del secondario. Le distanze sono in cm. In basso a sinistra è riportato un grafico $D - \phi$, sull'asse verticale è disegnato il parametro di impatto mentre su quello orizzontale si ha ϕ; I vari puntini rappresentano le tracce.

Figura 4.5: Ricostruzione dell'evento precedente nel rivelatore dei muoni e nella camera centrale.

B la traccia del *charm* è estrapolata indietro alla posizione del muone e viene fittata con quest'ultimo per dare la posizione del vertice secondario.

Se nell'evento è presente una seconda lista di tracce correlate in $D-\phi$ con il μ incluso si ripete la procedura . In questo caso viene ricostruito il vertice di decadimento per entrambi i B. Nel caso che il vertice sia solo uno (maggioranza delle volte) rimane da determinare il muone che dà il sapore del B al momento della produzione. Tra tutti quelli che hanno passato i criteri di selezione descritti nella sezione 4.1 si richiede che il secondo μ formi con il primo una massa invariante $\geq 5\ GeV/c^2$. Se più di un muone soddisfa questa richiesta si sceglie quello con impulso trasverso maggiore.

Dei 13951 eventi selezionati con l'algoritmo $D-\phi$ solo in 8881 è possibile ricostruire un vertice secondario seguendo i criteri sopra descritti. Di questi 815 (9.2 %) hanno due vertici di decadimento ricostruiti.

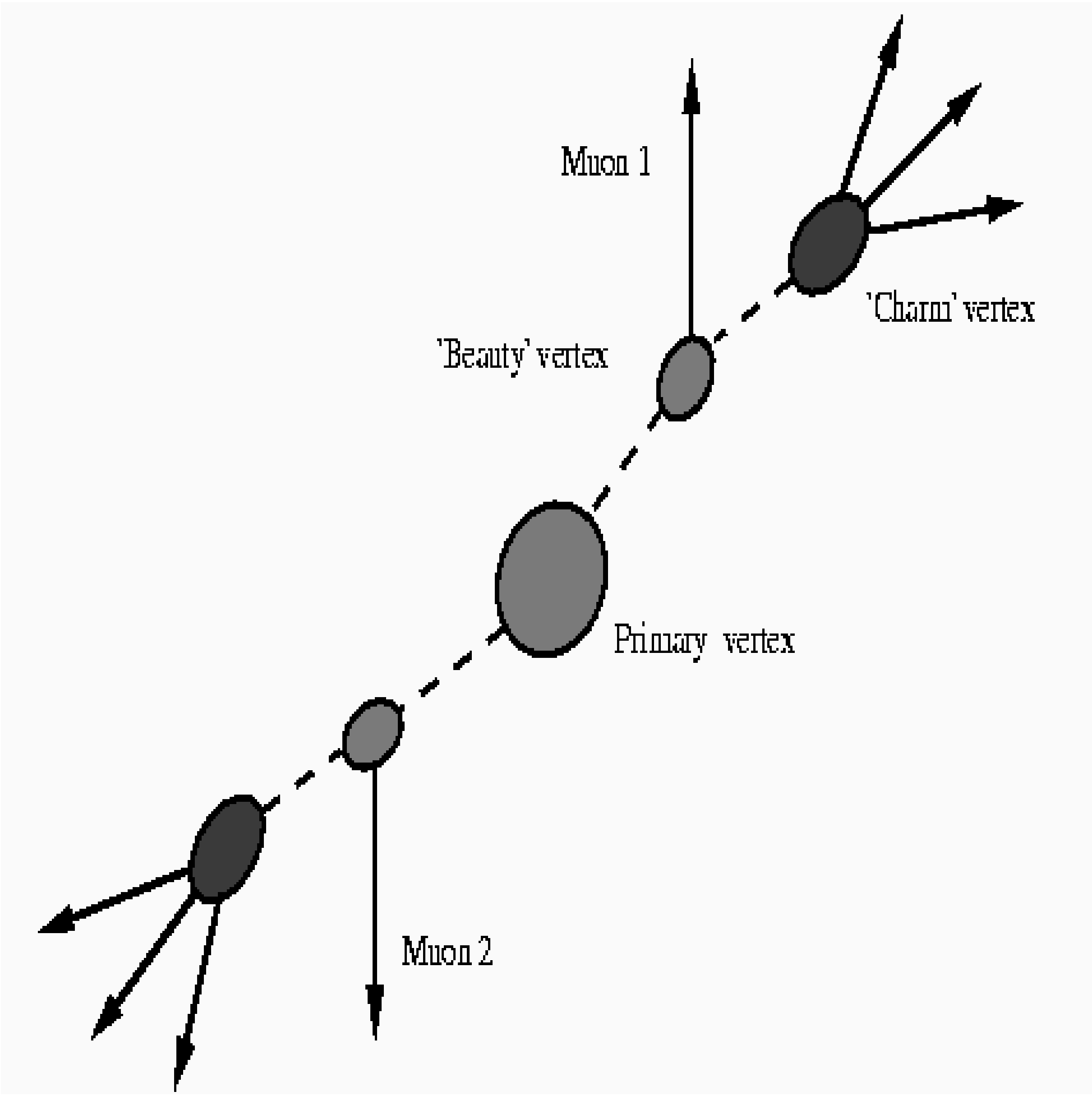

Figura 4.6: Illustrazione schematica della misura della lunghezza di decadimento. Le ellissi grige rappresentano i vertici ricostruiti, le linee continue sono le particelle cariche e quelle tratteggiate corrispondono a tracce estrapolate.