

**DEA DE PHYSIQUE SUBATOMIQUE
MODELISATION ET INSTRUMENTATION
2001/2002**

VERNET Renaud

*RECHERCHE DE MATIERE ETRANGE DANS
L'EXPERIENCE ALICE AU LHC*

**RAPPORT DE STAGE
sous la direction de M. Christian KUHN**

Juin 2002

*GROUPE STAR & ALICE
INSTITUT DE RECHERCHES SUBATOMIQUES*

**UNIVERSITE LOUIS PASTEUR, STRASBOURG I
IN2P3-CNRS**

Remerciements

J'aimerais avant tout exprimer ma plus sincère gratitude envers le personnel du groupe STAR & ALICE de l'IReS, et notamment :

- Christian KUHN, qui a été un maître de stage si sympathique et dévoué, que j'aurais, sans passage de pommade aucun, difficilement pu avoir plus de chance.
- Jean-Pierre COFFIN, le chef du groupe STAR & ALICE, pour m'avoir permis de passer ces trois mois de stage au sein de son équipe.
- Юрий БЕЛИКОВ, qui m'a fait profiter de ses insondables connaissances en informatique, et m'a tiré de nombreuses situations désespérées... Спасибо !

sans oublier Jérôme BAUDOT, Boris HIPPOLYTE, Julien FAIVRE pour leur soutien et leurs conseils avisés.

Merci a tous.

Sommaire

1	Introduction	3
2	Les désintégrations des hyperons et des dibaryons étranges	4
3	Méthodes de reconstruction	7
3.1	Le détecteur ALICE	7
3.2	Principe du tracking	8
3.3	Méthodes informatiques de simulation	8
3.4	Reconstruction d'hyperons et de dibaryons	9
3.4.1	Cas du Λ^0	9
3.4.2	Cas du H^0	11
3.4.3	Cas du $(\Xi^0 p)_b$	12
4	Résultats sur la reconstruction des Λ^0	13
4.1	Génération de Λ^0 avec fond HIJING	13
4.1.1	Acceptance, efficacité et multiplicité des Λ^0 en fonction du P_t	14
4.1.2	Interprétation	14
4.2	Prédictions sur la reconstruction des Λ^0	15
5	Principe logiciel de reconstruction des H^0	16
5.1	La classe AliH0vertexer	16
5.2	La classe AliH0vertex	16
6	Résultats sur la reconstruction des dibaryons	17
6.1	Production de H^0 à faible background	17
6.2	Production de H^0 dans un environnement réaliste à haute densité de particules	18
6.3	Evaluation du bruit de fond réel pour le H^0	20
6.4	Evaluation du bruit de fond réel pour le $(\Xi^0 p)_b$	22
7	Conclusion	23
	Références	25

1 Introduction

Depuis le milieu des années 80, l'étude des collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes a pour but d'explorer le diagramme de phases de la matière nucléaire dans un domaine de température et de densité où des calculs statistiques fondés sur la Chromodynamique Quantique (QCD) prévoient une transformation de la matière hadronique en un état de partons déconfinés appelé Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). La physique du PQG contribue à l'étude des transformations qui, au niveau macroscopique et microscopique, ont conduit l'univers primordial vers les matières hadronique et nucléaire telles que nous les connaissons aujourd'hui. On pense en effet que l'univers se trouvait, durant les premières microsecondes après le Big Bang, sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons, caractérisé par une température et une densité d'énergie très élevées. En se refroidissant et en se détendant, l'univers aurait subi une transition de phases conduisant les quarks à se confiner dans les hadrons.

Afin d'étudier l'ensemble des signatures du PQG, les expériences menées depuis le SPS jusqu'au futur LHC, en passant par le RHIC opérationnel depuis deux ans, mettent en jeu des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, de façon à recréer des conditions de température et de densité proches de l'univers primordial. L'énergie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons pour de telles collisions est passée de 17 GeV au SPS à 200 GeV au RHIC (10 fois plus qu'au SPS), et sera de 5.5 TeV au LHC (300 fois plus). De ce fait, les conditions thermodynamiques seront de plus en plus favorables à la formation d'un PQG.

Parmi les divers signaux utilisés pour mettre en évidence le PQG et l'étudier, la mesure de l'étrangeté produite dans les collisions, et en particulier la création d'hypérons et d'anti-hypérons, joue un rôle primordial. De nombreuses prédictions théoriques montrent en effet que la production relative de Λ , Ξ et Ω est très différente dans un PQG et dans un gaz hadronique (GH). L'idée de base (RAFELSKI et al. [4]) est la suivante : plus le baryon est chargé en étrangeté, plus il est difficile de le créer dans un système hadronique, du moins dans un gaz hadronique à l'équilibre, en raison ou bien de la masse élevée du quark s (pour les réactions de productions directes), ou bien du temps de formation trop important (dans le cas d'une production en plusieurs étapes d'un Ω par exemple). En revanche, à partir d'un PQG initial, la création des baryons étranges même les plus lourds devrait être beaucoup plus conséquente. En effet, la fusion de gluons en paires $s\bar{s}$, qui permet une rapide équilibration chimique de l'étrangeté, combinée à une diminution de la masse effective du quark étrange si la symétrie chirale est partiellement restaurée, favorise fortement la production d'étrangeté. Si on forme un PQG, on s'attend à voir une augmentation "hiérarchisée" de l'étrangeté par rapport à un milieu hadronique. En d'autres termes, les rapports Ξ/Λ et Ω/Λ , normalisés à leur valeur mesurée dans un système hadronique, devraient aller en croissant.

D'autres travaux, notamment initiés par E. WITTEN [5], suggèrent l'existence d'une forme de matière étrange plus exotique. Celle-ci devrait alors sa naissance à une évolution particulière de l'univers primordial, qui au lieu de suivre le chemin conduisant à la structure en hadrons, c'est-à-dire en sacs de 2 ou 3 quarks (mésons et baryons), en se refroidissant, aurait pu connaître localement une évolution différente conduisant à la survie de résidus de plasma froid et de haute densité, composés d'un grand nombre (>3) de quarks u , d et s : les « strangelets ».

Depuis lors, cette suggestion que la matière de quarks étranges (i.e. les strangelets) pourrait exister sous forme métastable, voire même stable, a stimulé une activité considérable à la fois au niveau

expérimental et théorique. D'autres formes hypothétiques de matière étrange exotique dans le domaine hadronique, tels que des conglomérats purement hypéroniques comme par exemple le dilambda ($\Lambda\Lambda$)_b, ont également fait l'objet de nombreuses recherches dans les collisions d'ions lourds relativistes. Malheureusement, aucune des expériences dédiées à cette recherche n'a jusqu'à présent mis en évidence de tels phénomènes. Les expériences STAR et ALICE offrent la possibilité de poursuivre ces investigations dès à présent et dans le futur. Suivant leur énergie par baryon E/A calculée généralement dans le cadre des "modèles de sac" (MIT Bag Model), les strangelets peuvent être soit instables (ils se "cassent" en hadrons par interaction forte), soit métastables (ils se désintègrent par interaction faible hadronique avec des durées de vie comprises grossièrement entre $\tau = 10^{-4}$ et $\tau = 10^{-12}$ s), soit "stables" (le seul mode de désintégration permis est alors le mode leptonique faible avec $\tau > 10^{-4}$ s) ([1], [2]). Lorsque leur masse augmente, les chances de stabilité augmentent mais, dans les conditions de nombre baryonique et de température atteintes lors d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes, leur section efficace de production diminue. Au RHIC ou au LHC, seuls les strangelets de faible masse ($A < 10$) ont une chance d'être créés. D'autre part, d'un point de vue théorique, c'est le cas de figure métastable qui est le plus probable. Ainsi, selon de nombreuses prédictions, un état lié de six quarks, le strangelet (*uuddss*) pourrait exister en raison du caractère attractif des forces de couleurs magnétiques qui permettrait à l'état fondamental de cette configuration de se situer en dessous du seuil de désintégration par interaction forte ($M_{\Lambda\Lambda} = 2231$ MeV). Cet objet doublement étrange et possédant une hypercharge nulle est appelé H-dibaryon ou H^0 . S'il existe, sa masse devrait être légèrement inférieure à $M_{\Lambda\Lambda}$ et sa durée de vie comprise entre 10^{-8} et 10^{-10} s.

La contrepartie hadronique du H^0 est le dilambda, état lié de deux Λ^0 , possédant les mêmes nombres quantiques que le H^0 et les mêmes modes de désintégration. Ceci signifie qu'il est expérimentalement impossible de distinguer entre les deux sur la base de leur chaîne de décroissance. Dans la suite, on les appellera tous les deux indistinctement H^0 .

D'après des spéculations théoriques récentes, il pourrait exister dans le domaine hadronique de nombreux autres états liés dibaryoniques qui se désexciteraient par interaction faible. Par exemple :

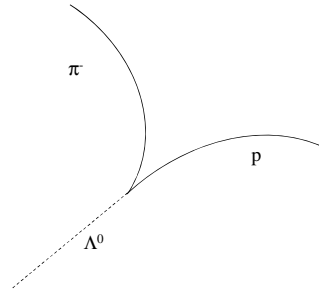
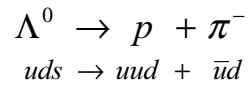
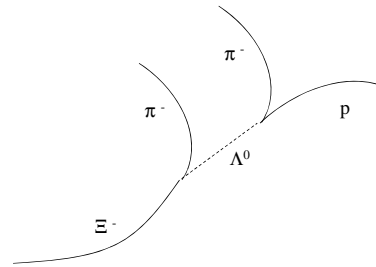
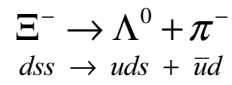
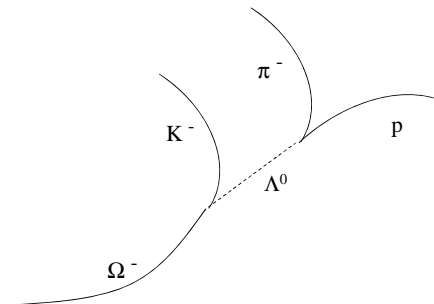
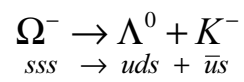
$$(\Sigma^+ p)_b \rightarrow p + p, (\Xi^0 p)_b \rightarrow \Lambda^0 + p, (\Xi^0 \Lambda^0)_b \rightarrow \Xi^- + p \text{ ou } (\Xi^0 \Xi^-)_b \rightarrow \Xi^- + \Lambda^0.$$

D'après ces prédictions, ces dibaryons auraient des énergies de liaison de quelques MeV, voire quelques dizaines de MeV, et des distances de vol ($c\tau$) de quelques centimètres.

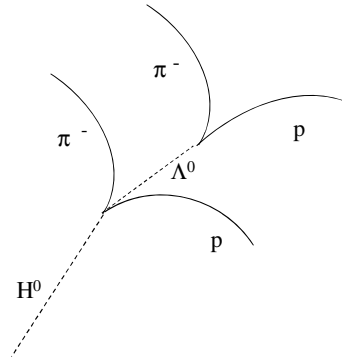
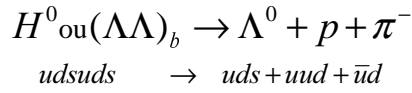
Mon travail de stage s'inscrit dans le cadre de la préparation de l'expérience ALICE qui démarrera auprès du LHC en 2007. Une partie de ce travail a contribué à l'évaluation du potentiel d'ALICE pour la reconstruction des hypérons. L'autre partie a consisté à estimer la sensibilité d'ALICE à la recherche de dibaryons étranges, en particulier le H^0 et le $(\Xi^0 p)_b$.

2 Les désintégrations des hypérons et des dibaryons étranges

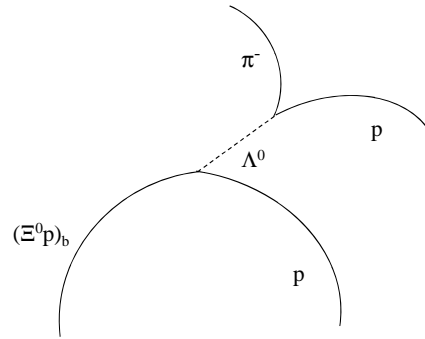
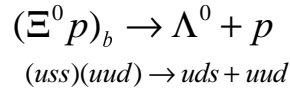
Les modes de désintégration des hypérons en particules chargées, donc reconstituables dans ALICE, sont les suivants :

Figure 1 : désintégration du Λ^0 Figure 2 : désintégration du Ξ^- Figure 3 : désintégration du Ω^-

L'un des modes de désintégration prédit pour le H^0 est présenté en Figure 4 : c'est le seul qui soit reconstituable dans ALICE car il engendre 4 particules chargées dont on peut reconstituer la trace.

Figure 4 : désintégration du H^0

En ce qui concerne l'état lié $(\Xi^0 p)_b$, nous étudierons le mode prédit suivant (Figure 5) :

Figure 5 : désintégration du $(\Xi^0 p)_b$

Les masses inertielles et distances de vol des trois hypérons sont résumées dans le Tableau 1 [6]:

	Λ^0	Ξ^-	Ω^-
Masse	1.116 GeV	1.321 GeV	1.672 GeV
$c\tau$	7.89 cm	4.91 cm	2.46 cm

Tableau 1 : masse et distance de vol des hypérons Λ^0 , Ξ^- et Ω^-

En ce qui concerne les hypothétiques dibaryons, les masses utilisées pour notre simulation sont calculées à l'aide de leur énergie de liaison que nous avons supposée être de [1]:

- $B_{H^0} = 20 \text{ MeV} \Rightarrow M_{H^0} = M_\Lambda + M_\Lambda - B_{H^0} = 2 \cdot 1115 - 20 = 2210 \text{ MeV}$
- $B_{\Xi^0 p} = 28 \text{ MeV} \Rightarrow M_{\Xi^0 p} = M_{\Xi^0} + M_p - B_{\Xi^0 p} = 1315 + 938 - 28 = 2225 \text{ MeV}$

Les distances de vol des deux dibaryons sont supposées être égales (Tableau 2).

	H^0	$(\Xi^0 p)_b$
Masse	2.210 GeV	2.225 GeV
$c\tau$	4.50 cm	4.50 cm

Tableau 2 : masse et distance de vol de dibaryons H^0 et $(\Xi^0 p)_b$

3 Méthodes de reconstruction

3.1 Le détecteur ALICE

La Figure 6 ci-dessous donne un aperçu du dispositif du futur détecteur dans lequel entreront en collision des ions de Pb. Celui-ci sera entre autres pourvu, pour la détection des particules étranges notamment, d'un Inner Tracking System (ITS) et d'une chambre à projection temporelle (TPC) [1].

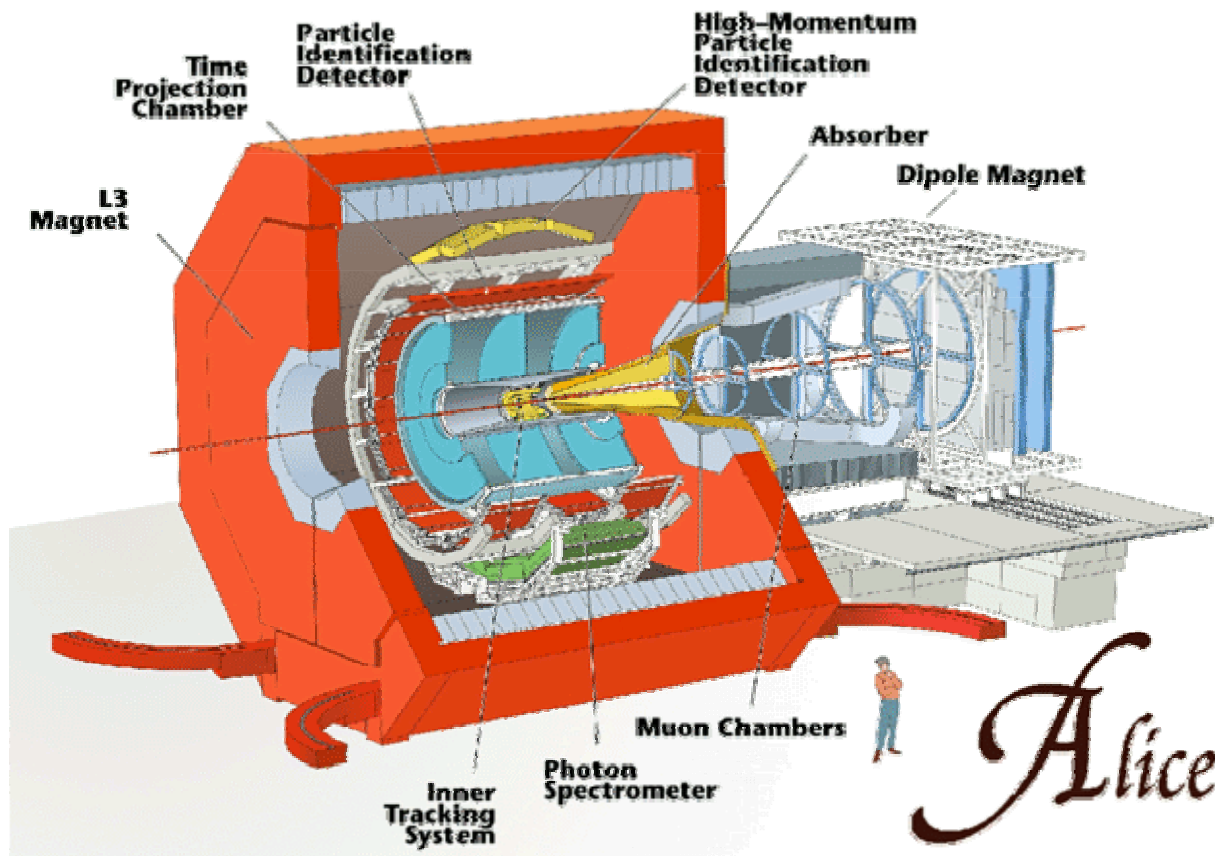


Figure 6 : le détecteur ALICE au CERN

L'ITS, situé en périphérie du beam pipe, est composé de six couches de détecteurs au silicium. Ses deux premières couches (3.9 à 7.6 cm), les plus proches du vertex principal, sont constituées de 14 000 000 de cellules élémentaires de lecture (pixels au Si), permettant pour cette zone à forte densité de particules une résolution spatiale de 15 μm dans le plan perpendiculaire au faisceau et de 90 μm suivant l'axe du faisceau ; les deux couches suivantes (14 à 24 cm) se composent de détecteurs Si à dérive, et les deux dernières couches, (40 à 45 cm), sont elles faites de 1700 détecteurs Si double-face à micro-pistes.

Au-delà de l'ITS se trouve la TPC, détecteur gazeux (Ar) de grandes dimensions (de 1 à 2.5 m du faisceau) qui prend le relais pour le tracking et l'identification des particules. Grâce à ses 500 000

cellules de lecture, elle permet d'obtenir une résolution spatiale de quelques microns et une résolution sur la perte d'énergie de 7 %.

3.2 Principe du tracking

Le principe du tracking d'ALICE utilise la méthode du filtre de KALMAN, qui calcule la trajectoire la plus probable pour une particule (en prenant en compte la diffusion multiple) à partir des différents clusters recueillis dans la TPC et l'ITS. Cette méthode est de type récursive : elle initialise la procédure pour chaque cluster en bordure de TPC et se propage jusqu'à la frontière interne de l'ITS. Les réelles traces laissées par chaque particule sont parfois difficilement identifiables du fait entre autres de l'existence de « zones mortes » dans le détecteur, notamment destinées à contenir le câblage électrique. Ainsi une trace « trouvable », c'est-à-dire potentiellement reconstituable par le logiciel de tracking, doit satisfaire à plusieurs conditions :

- être comprise dans l'acceptance géométrique du détecteur, définie dans un angle polaire compris entre 45 et 135 degrés par rapport à l'axe du faisceau et du vertex principal,
- ne pas passer par une zone morte,
- produire 1 cluster dans chacune des 6 couches de l'ITS,
- produire un nombre suffisamment élevé de clusters dans la TPC,
- ne pas spiraler sans sortir de la TPC,
- ne pas décroître sous forme de « kink » (chargée → neutre + chargée)

Ainsi, lorsque toutes ces conditions sur les traces sont remplies, le logiciel de reconstruction peut effectivement leur être appliqué.

3.3 Méthodes informatiques de simulation

La Figure 7 illustre la démarche de simulation d'événements grâce à l'environnement ROOT, ou plus précisément ALIROOT, sur lequel se fondent les algorithmes de reconstruction d'ALICE :

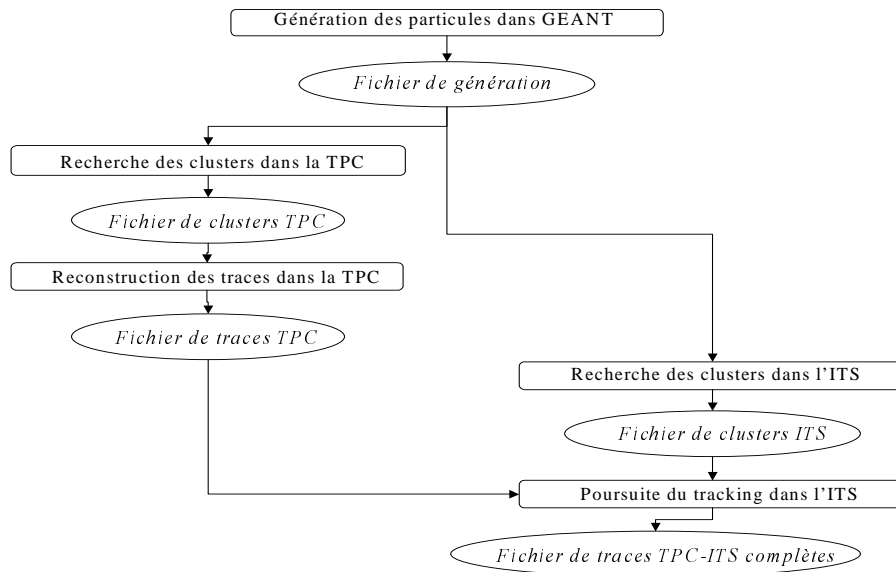


Figure 7 : démarche de simulation d'événements dans ALICE avec ALIROOT

L'ensemble des traces de l'ITS-TPC est stocké dans un fichier ROOT qui pourra être par la suite directement exploitable pour la recherche des vertex secondaires.

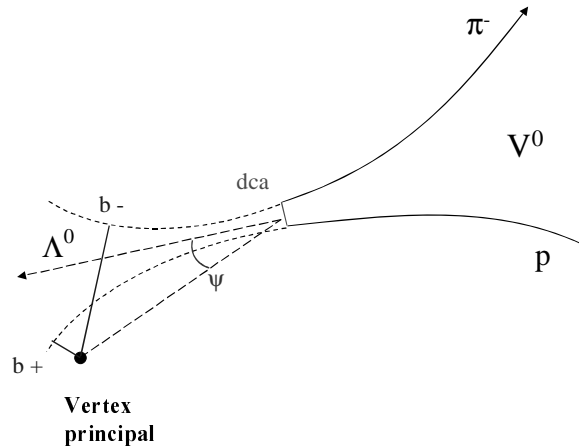
3.4 Reconstruction d'hypérons et de dibaryons

L'objectif consiste ici à reconstruire leur chaîne de désintégration lors d'un événement réel, en associant les différentes traces de particules plus légères qu'ils ont engendrées et dont les données géométriques correspondent à certaines conditions (cf. 3.2).

Ce genre de reconstruction s'avère être une tâche ardue, notamment pour l'obtention d'un signal propre lors d'un événement réel de forte multiplicité, comme c'est le cas dans les collisions entre ions lourds ultra-relativistes : ceci est dû notamment au bruit de fond émanant de la reconstruction de vertex secondaires à partir de fausses traces n'ayant aucun lien entre elles. Afin donc de déterminer la contribution de ce bruit de fond, un « label » est attribué à chaque particule, permettant de différencier les « vrais » et les « faux » vertex reconstruits.

3.4.1 Cas du Λ^0

La recherche d'un Λ^0 dans une telle expérience consiste en la recherche des vertex de type V^0 , c'est-à-dire des différentes associations entre traces de charge négative (π^-) et traces de charge positive (p).

Figure 8 : géométrie du V^0

Les paramètres de sélection d'un V^0 portent sur :

- b^- : le paramètre d'impact de la trace négative par rapport au vertex principal,
- b^+ : le paramètre d'impact de la trace positive par rapport au vertex principal,
- dca : la distance de moindre approche entre les traces négative (π^-) et positive (p),
- ψ : le « pointing angle », angle entre le moment reconstruit du Λ^0 et la droite reliant le vertex principal au vertex secondaire.

Afin de fournir un ordre de grandeur de ces données, voici une liste typique des coupures géométriques appliquées à l'algorithme de reconstruction des V^0 :

b^- min	b^+ min	dca max	$\cos \psi$ min
0.16 cm	0.05 cm	0.06 cm	0.999

Tableau 3 : exemple de coupures pour un V^0

On impose d'abord aux deux traces d'être des traces secondaires, i.e. de ne pas être issues directement du vertex principal (auquel cas elles ne correspondraient pas à la désintégration d'un Λ^0). On impose donc qu'elles aient un paramètre d'impact minimal. Cette valeur est beaucoup plus grande pour le π^- car sa courbure est beaucoup plus importante que celle du p . Pour constituer un candidat V^0 , les deux traces doivent d'autre part avoir entre elles une distance de moindre approche suffisamment faible (inférieure à dca_{max}). Finalement la coupure sur le « pointing angle » impose au Λ^0 reconstruit d'avoir un moment dirigé vers le vertex principal. Notons que l'on applique aussi une condition sur la position spatiale du vertex reconstruit, qui consiste à imposer celle-ci à l'intérieur d'une zone dite fiduciaire (entre 0.9 cm et 2.9 cm du vertex principal dans le plan perpendiculaire au faisceau) ne dépassant pas le beam pipe pour éviter la contamination des particules secondaires créés dans les divers matériaux (beam pipe et couches de détecteurs Si).

3.4.2 Cas du H^0

On effectue dans ce qui suit une hypothèse sur la masse du H^0 que l'on fixe à 2.210 GeV, et sur sa durée de vie, telle que $c\tau \approx 4.5$ cm : lors de leur génération avec GEANT, ce sont ces propriétés-là qui sont utilisées.

La reconstruction des H^0 nécessite la reconstruction préalable de tous les V^0 possibles sans imposer de condition sur leur pointing angle car ce ne sont pas des Λ^0 primaires. En effet, la recherche de ce strangelet s'effectue par l'association de tous les V^0 possibles entre eux, et leur sélection par une liste de coupures spécifiques. En réalité, le H^0 ne correspond pas à une désintégration en deux Λ^0 , c'est-à-dire en deux V^0 , mais en une désintégration à trois corps $\Lambda + \pi + p$ (Figure 9). On peut tout de même utiliser pour cette recherche les différentes combinaisons entre deux V^0 , du fait que le π et le p issus de la désintégration du H^0 correspondent géométriquement à un V^0 . Un ensemble de classes C++ (cf. partie 5) ainsi qu'une macro de reconstruction ont été développées au cours de ce stage dans cet objectif.

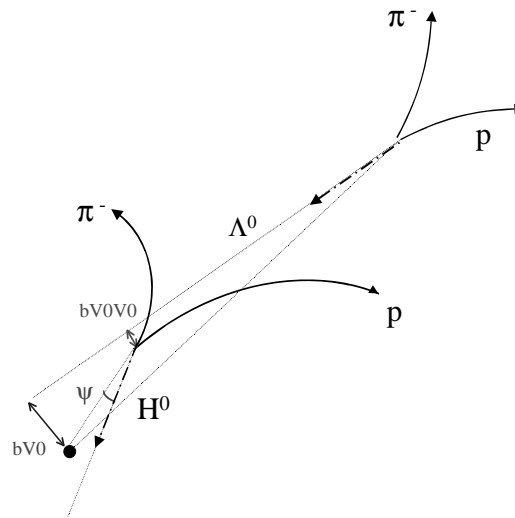


Figure 9 : décroissance du H^0

Dans le cas du H^0 interviennent quatre paramètres de coupure :

- b_{V0} : paramètre d'impact du Λ^0 avec le vertex principal,
- b_{V0V0} : paramètre d'impact du Λ^0 avec la position de décroissance du H^0 ,
- ψ : pointing angle du H^0 avec le vertex principal,
- Δm : fenêtre de masse sur le Λ^0 .

La reconstruction d'un H^0 s'effectue en plusieurs étapes. Tout d'abord, on sélectionne un V^0 parmi la liste fournie par l'étape décrite au 3.4.1, que l'on suppose correspondre à la désintégration du Λ^0 provenant du H^0 : on applique donc en premier lieu à sa masse invariante une fenêtre de coupure centrée sur la masse du Λ^0 . On s'assure par ailleurs que le paramètre d'impact entre l'impulsion reconstruite du V^0 et le vertex principal est supérieur au paramètre de coupure $bV0_{\min}$, afin de s'assurer que celui-ci n'est pas issu du vertex primaire.

Puis, on sélectionne un deuxième V^0 , supposé, lui, correspondre au couple $(p\pi)$ provenant du H^0 . La position du deuxième V^0 doit donc correspondre à celle de désintégration du H^0 , c'est pourquoi on vérifie deux choses : d'une part que la distance à l'axe du faisceau du second V^0 soit

inférieure à celle du premier V^0 , et d'autre part que le paramètre d'impact du premier V^0 par rapport au deuxième n'est pas supérieur à la limite $b_{V^0V^0_{\max}}$, auquel cas le supposé Λ^0 ne proviendrait pas de la désintégration du H^0 . Une fois les deux V^0 mis en relation à travers ces trois coupures, on applique finalement, après avoir reconstruit le moment du supposé H^0 , une sélection sur le cosinus minimum de son « pointing angle » (ψ), afin de vérifier que celui-ci soit bien issu du vertex de collision.

Si au moins une des conditions sur les paramètres de sélection n'est pas validée, on passe à un autre couple de V^0 et ainsi de suite, jusqu'à ce que toutes les associations possibles aient été essayées.

Un ordre de grandeur des coupures utilisées peuvent être les suivantes :

b_{V^0} min	$b_{V^0V^0}$ max	$\cos \psi$ min	Δm max
0.13 cm	0.06 cm	0.999	0.01 GeV

Tableau 4 : exemple de coupures pour un H^0

Il existe également la coupure sur la zone fiduciaire pour la position de décroissance du H^0 , du fait que les deux V^0 utilisés doivent également posséder une telle contrainte.

3.4.3 Cas du $(\Xi^0 p)_b$

Le $(\Xi^0 p)_b$, autre type de dibaryon, mais cette fois en état lié hadronique, se désintègre en un Λ^0 et un proton, comme l'illustre la Figure 10 :

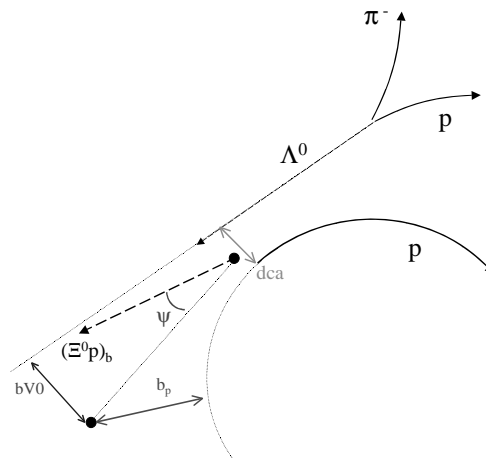


Figure 10 : décroissance du $(\Xi^0 p)_b$

Les paramètres de sélection relatifs à la reconstruction de ce dibaryon sont :

- Δm : fenêtre de masse sur le Λ^0 ,
- b_{V^0} : paramètre d'impact du Λ^0 avec le vertex principal,
- b_p : paramètre d'impact du proton avec le vertex principal,
- dca : distance de moindre approche entre le Λ^0 et le proton,
- ψ : pointing angle du dibaryon reconstruit,

Pour ce dibaryon, on effectue une hypothèse sur la masse et distance de vol. On les fixe respectivement à $M_{\Xi p} = 2.225$ GeV et $c\tau \approx 4.5$ cm.

Son principe de reconstruction se divise également en plusieurs étapes. Pour chaque V^0 , on impose à son paramètre d'impact la coupure minimale b_{V0} par rapport au vertex principal, et on lui applique la coupure sur la fenêtre de masse centrée sur la masse invariante du Λ^0 . Puis on associe ce V^0 supposé Λ^0 avec une trace positive secondaire (donc de paramètre d'impact supérieur à $b_{p_{\min}}$) supposée être un proton. La distance de moindre approche entre la trajectoire du Λ^0 et du proton doit alors être minimale (inférieure à dca_{\max}).

La sélection de ces propriétés se fait par les coupures suivantes imposées lors de la reconstruction (Tableau 5) :

b_{V0} min	b_p min	dca max	$\cos \psi$ min	Δm max
0.05 cm	0.05 cm	0.05	0.999	0.01 GeV

Tableau 5 : exemples de coupures pour un $(\Xi^0 p)_b$

La coupure sur la zone fiduciaire est également appliquée dans cette reconstruction.

On vérifie enfin que le cosinus du pointing angle de la particule reconstruite est proche de 1 (supérieur à $\cos \psi_{\min}$).

4 Résultats sur la reconstruction des Λ^0

Cette partie est destinée à évaluer plusieurs grandeurs utiles à la démarche de reconstruction des vertex de désintégration des Λ^0 . Pour cela, voici quelques définitions que l'on utilisera par la suite :

- Trace trouvable : trace qui satisfait aux exigences présentées en 3.2.
- Trace trouvée « vraie » : trace qui correspond exactement après tracking à une trace simulée.
- Trace trouvée « fausse » : trace reconstruite par le tracking mais qui ne correspond pas à une trace simulée (trace fantôme).
- V^0 trouvable : V^0 composé de deux traces trouvables.
- V^0 trouvé « vrai » : V^0 trouvable composé de deux traces trouvées « vraies ».
- V^0 trouvé « faux » : V^0 reconstruit à partir d'une trace trouvée « fausse » et d'une trace trouvée « vraie », ou de deux traces trouvées « fausses ».
- Acceptance (Acc) : rapport entre le nombre de particules (V^0) trouvables et le nombre de particules générées.
- Efficacité de reconstruction (Eff) : rapport entre le nombre de particules (V^0) trouvées et le nombre de trouvables (caractérise l'efficacité du logiciel de reconstruction)
- Taux de reconstruction (ϵ) : convolution des grandeurs Acc et Eff, i.e. le rapport entre le nombre de particules trouvées sur le nombre de générées initialement.

4.1 Génération de Λ^0 avec fond HIJING

Pour cette étude, la génération d'un événement a consisté à simuler une collision Pb-Pb à $dN/dy = 4000$ grâce à un générateur d'événements qui s'appuie sur le modèle HIJING, à laquelle on a incorporé 200 Λ^0 de P_t fixé, que l'on cherche à reconstruire. Puis on effectue la reconstruction

complète de ces événements (recherche des clusters, tracking des particules primaires et secondaires), suivie de la reconstruction des Λ^0 .

4.1.1 Acceptance, efficacité et multiplicité des Λ^0 en fonction du P_t

Les figures ci-dessous illustrent les valeurs obtenues pour l'acceptance, l'efficacité et le taux de Λ^0 reconstruits en fonction de leur moment transverse pour une même gamme de coupures géométriques (celles décrites dans le Tableau 3 plus haut) et pour une statistique de 5 événements pour chaque P_t :

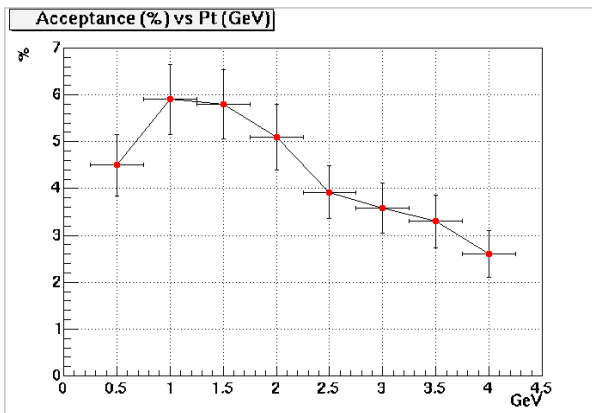


Figure 11 : Acceptance pour les Λ^0

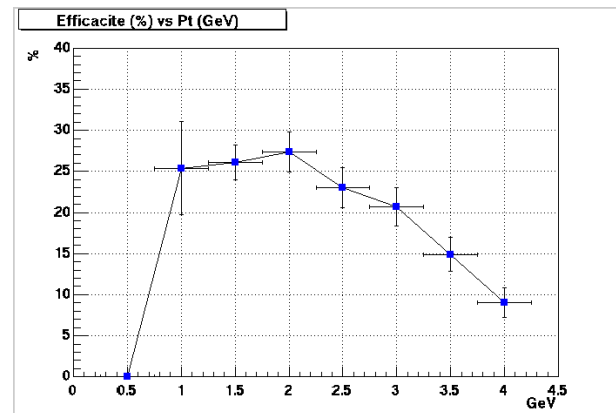


Figure 12 : Efficacité pour les Λ^0

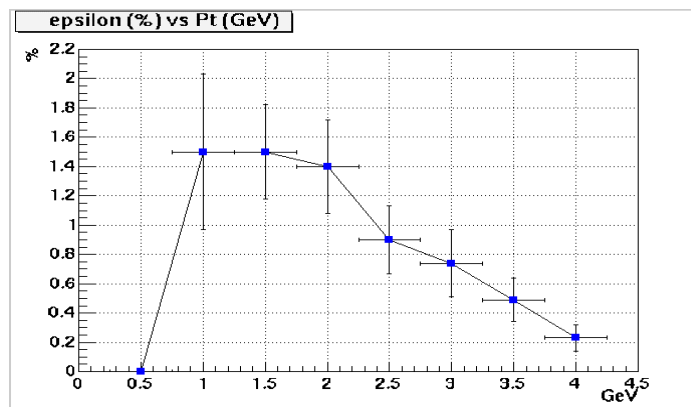


Figure 13 : taux de reconstruction (ϵ) pour les Λ^0

4.1.2 Interprétation

En ce qui concerne l'acceptance, la phase ascendante jusqu'à $P_t=1$ GeV s'explique par la difficulté pour des Λ^0 aussi peu dynamiques de satisfaire aux conditions de « particule trouvable » : elles peuvent en effet trop difficilement atteindre l'extrémité de la TPC (spiraler dans le détecteur), et possèdent plus de chances de traverser une zone morte du fait de la courbure plus importante que leur assène le champ magnétique. Puis, lorsque le P_t augmente, on a une plus forte probabilité pour le Λ^0 de décroître hors de la zone fiduciaire, ce qui limite également l'acceptance et entraîne cette diminution.

Au niveau de l'efficacité de reconstruction, la phase ascendante à bas P_t est due au fait que les particules subissent des diffusions multiples : le filtre de KALMAN extrait donc les traces d'autant plus mal que la particule est lente. En ce qui concerne la diminution de Eff après $P_t \sim 2$ GeV, il faut préciser que pour chacun des moments transverses on été appliqués rigoureusement la même série de coupures. On peut donc expliquer la tendance globale de l'efficacité Eff à descendre à haut P_t du fait que la coupure en paramètre d'impact sur les traces du pion et du proton dans la recherche du V^0 provoque une sélection favorable aux traces plus courbées (Figure 14), et donc défavorable aux traces de grande impulsion.

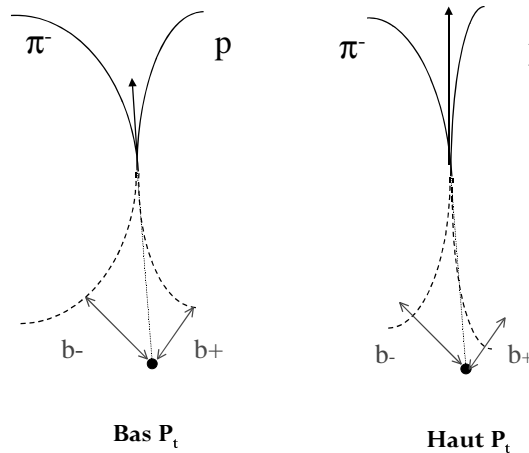


Figure 14 : influence du P_t sur les coupures b^+ et b^- pour un V^0

4.2 Prédictions sur la reconstruction des Λ^0

Il a été réalisé, parallèlement à cette évaluation de ϵ , une statistique de 100 événements HIJING à $dN/dy = 4000$ qui a permis de représenter la distribution en P_t des Λ^0 générés. Ainsi la convolution de cette dernière avec le profil de ϵ permet de prédire le nombre de Λ^0 pouvant être reconstruit pour 10^7 événements dans ALICE (Figure 15 et Figure 16) en fonction du P_t .

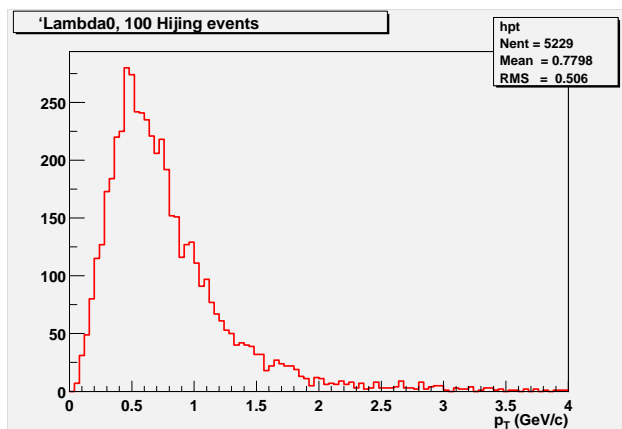


Figure 15 : distribution en P_t sur 100 événements Hijing

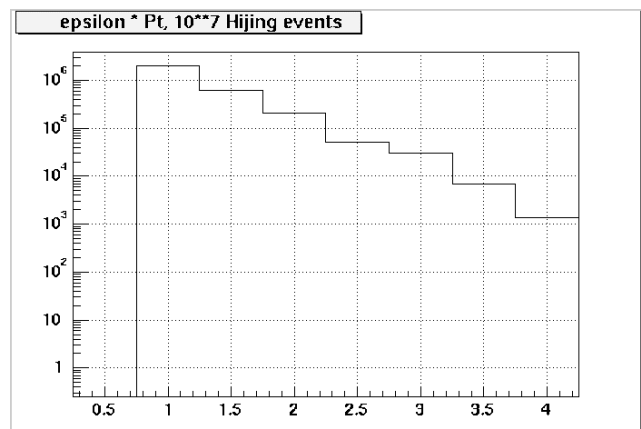


Figure 16 : convolution $\epsilon * dN/dP_t$ sur 10^7 événements Hijing

On constate d'emblée un phénomène très ennuyeux : le maximum de production des Λ^0 se situe pour un moment transverse de 0.5 GeV, précisément à l'impulsion pour laquelle ϵ est minimum : en

effet, l'espérance de reconstruction des particules est faible à bas P_t , comme l'explique le paragraphe précédent. Il va en revanche de soi que ϵ n'est pas absolument nul sur la gamme 0.25 à 0.75 GeV, et que le nombre de Λ^0 pouvant être reconstruits augmentera en réalité progressivement de 0 à $2 \cdot 10^6$.

5 Principe logiciel de reconstruction des H^0

Afin de pouvoir reconstruire des H^0 dans la simulation des événements ALICE, il a été, au cours du stage, développé deux classes C++ relatives aux H^0 . L'une d'elles contient la liste des données et fonctions membres de l'objet H^0 (*AliH0vertex*) ; l'autre contient l'algorithme de reconstruction en tant que tel des H^0 (*AliH0vertexer*).

5.1 La classe AliH0vertexer

Cette classe contient les méthodes permettant d'appliquer l'algorithme de reconstruction décrit Figure 17, et est destiné à construire les objets H^0 de type *AliH0vertex*. Les variables d'entrée de l'algorithme de reconstruction sont les suivantes :

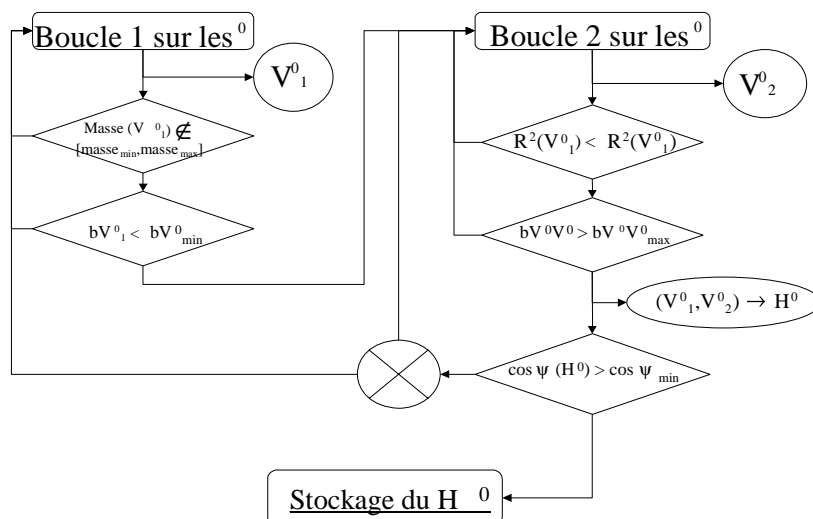
- le paramètre d'impact minimum du Λ^0 ,
- le paramètre d'impact maximum entre le Λ^0 et la position de décroissance du H^0 ,
- le cosinus minimum du « pointing angle » du H^0 par rapport au vertex principal,
- la fenêtre en masse invariante du Λ^0
- les rayons interne et externe de la zone fiduciaire (zone acceptable de décroissance du H^0).

5.2 La classe AliH0vertex

Cette classe englobe des données et fonctions membres relatives à l'objet H^0 , comme :

- la position de décroissance du Λ^0 associé,
- l'impulsion du Λ^0 à ce point,
- les positions du proton et du pion (commencement des traces),
- les impulsions du proton et du pion à ces points.
- la position de décroissance du H^0 ,
- son impulsion.

Pour chacune de ces données membres ont été affectées des fonctions membres, permettant au cours du programme de reconstruction d'y avoir accès pour exercer la liste de coupures.

Figure 17 : algorithme de construction d'un H^0

6 Résultats sur la reconstruction des dibaryons

Dans cette partie, on utilisera les définitions suivantes :

- H^0 trouvable : H^0 composé de deux V^0 trouvables, chacun des V^0 se composant lui-même de deux traces secondaires trouvables.
- H^0 trouvé « vrai » : H^0 composé de deux V^0 trouvés « vrais ».
- H^0 trouvé « faux » : H^0 composé d'un V^0 trouvé « faux » et d'un V^0 trouvé « vrai », ou de deux V^0 trouvés « faux ».

Ce sont ces H^0 trouvés « faux » qui constituent le bruit de fond.

6.1 Production de H^0 à faible background

Dans un premier temps, de façon à vérifier le bon fonctionnement des nouvelles classes *AliHOVertex* et *AliHOVertexer* implémentées, il a été effectuée une génération de 100 000 H^0 's mélangés à un événement HIJING de 1000 particules (kaons et pions).

En appliquant notamment une sévère coupure sur le cosinus minimum du « pointing angle », on obtient les profils illustrés sur les Figure 18 et Figure 19. Sur celles si sont représentés (à gauche) l'efficacité de reconstruction et la distribution en masse invariante des H^0 reconstruits, et (à droite) les distributions des quatre paramètres de coupures :

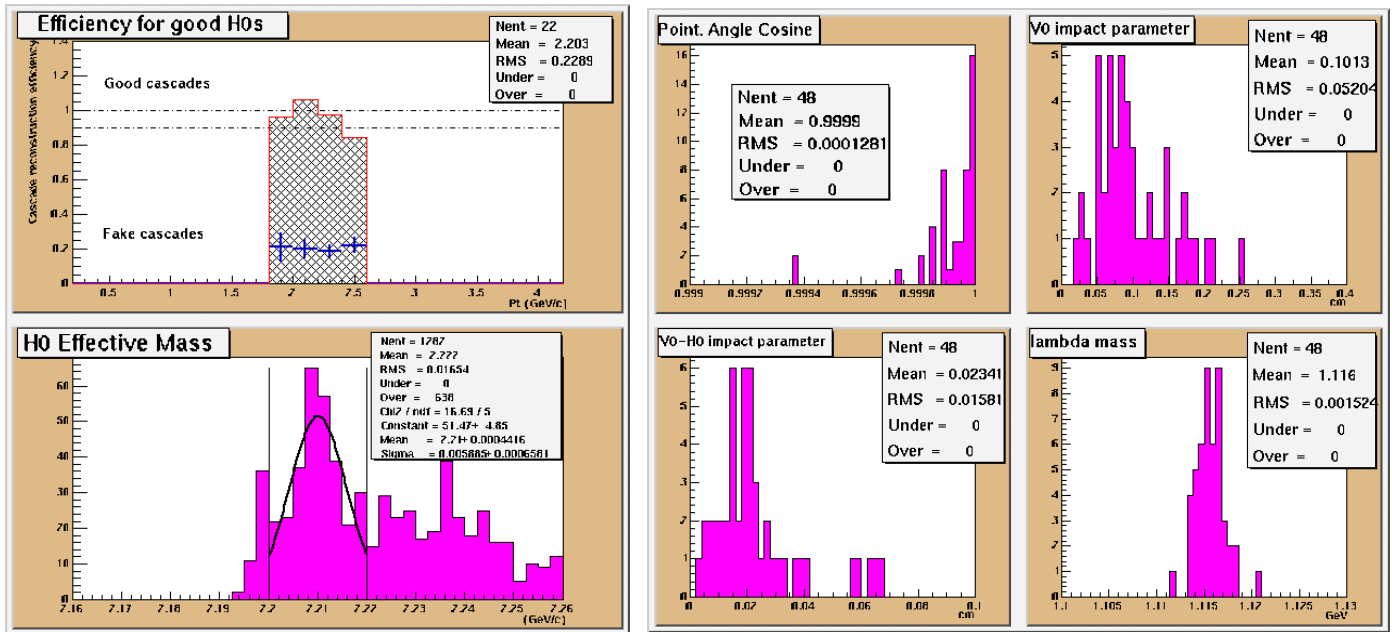
Figure 18 : masse effective des H^0 reconstruits

Figure 19 : distribution des paramètres de coupure

On peut donc obtenir, en jouant sur les coupures, un pic bien prononcé centré sur la masse des H^0 générés (2.21 GeV). Il est d'autre part possible, à l'aide des distributions des paramètres de coupure, de sélectionner davantage les événements de façon à amoindrir le bruit de fond, mais en contrepartie de perdre des vrais H^0 reconstruits.

Après ces premiers résultats satisfaisants d'une manière qualitative, mais sans grande réalité physique, il a été effectué la simulation à bruit de fond réel.

6.2 Production de H^0 dans un environnement réaliste à haute densité de particules

Dans cette seconde étape, l'objectif est de reconstruire des H^0 dans un bruit de fond « réel », correspondant à une densité de particules chargées $dN/dy = 4000$, ce qui correspond environ à une multiplicité de 42 000 particules, qui est l'ordre de grandeur attendu d'un événement ALICE de 5 TeV. On veut donc générer un événement contenant des H^0 mélangés à 42 000 particules. Cette procédure nous donnera la valeur d'acceptance et d'efficacité de reconstruction pour cette particule.

Pour évaluer l'acceptance, on génère en premier lieu plusieurs événements de 100 000 H^0 purs. Cette génération nous donne (après propagation dans l'ITS et la TPC), un certain nombre de H^0 trouvables, c'est à dire des H^0 composés de deux V^0 trouvables, eux-mêmes composés de 2 traces trouvables chacun. Le nombre de H^0 trouvables fournit alors la valeur de l'acceptance (Acc), en effectuant le rapport du nombre de H^0 trouvables sur le nombre de générés.

Puis, dans un deuxième temps, on injecte (« embedding ») les quatre particules filles des H^0 trouvables dans un événement HIJING à $dN/dy = 4000$. Le rapport du nombre de H^0 reconstruits in fine sur le nombre de H^0 trouvables donne la valeur de l'efficacité de reconstruction Eff. Ainsi, le taux de reconstruction ϵ peut se déduire directement de la convolution de Acc et Eff sur la gamme de P_t .

On effectuera ici une étude préalable du nombre de H^0 pouvant être reconstruits avec des coupures peu contraignantes (haut bruit de fond), puis une étude plus ambitieuse en resserrant celles-ci afin d'obtenir un signal plus net.

En effectuant la moyenne des résultats obtenus pour la reconstruction des H^0 avec la même série de coupures relâchées, et ce pour toute la gamme de P_t utilisée (de 1.5 à 4 GeV), on obtient finalement :

- Acceptance : 0.48 %
- Nombre de H^0 trouvables après embedding : 774
- Nombre de H^0 trouvés : 42
- Efficacité de reconstruction : 5.43 %

Dans un événement HIJING où la densité de particules chargées est de $dN/dy = 4000$, l'efficacité de reconstruction des particules secondaires est d'environ 50% pour chaque trace. Sachant qu'un H^0 est reconstruit à partir de deux V^0 , c'est-à-dire 4 traces, l'efficacité de reconstruction des H^0 ne peut pas être supérieure à $(0.5)^4 = 6.2\%$. Les résultats du tableau précédent satisfont en moyenne cette espérance, ce qui conforte le bon fonctionnement de l'algorithme de reconstruction.

En resserrant les coupures, on peut obtenir avec les mêmes fichiers de données un meilleur rapport signal / bruit, mais en contrepartie une statistique d'événements H^0 plus faible :

- Nombre de H^0 trouvés : 23
- Efficacité de reconstruction : 3.5 %
- Taux de reconstruction : $3.5\% \cdot 0.48\% = 1.7 \cdot 10^{-4}$

L'histogramme en masse invariante des H^0 reconstruits avec de telles coupures est représenté Figure 20 :

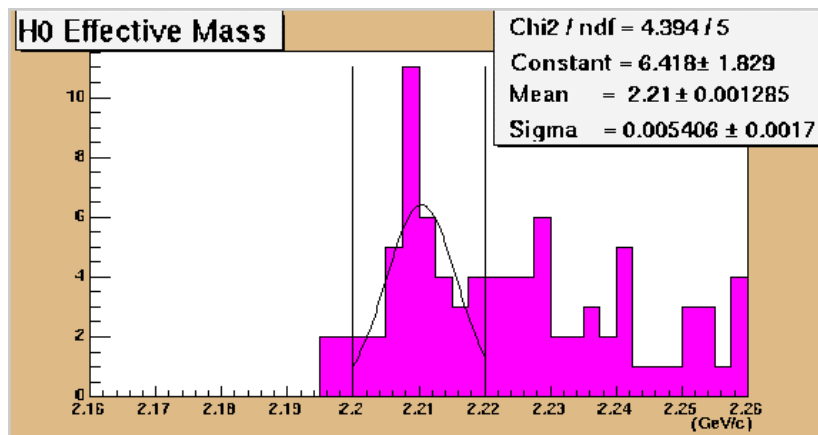


Figure 20 : distribution en masse invariante des H^0 en cuts serrés à $P_t=2\text{GeV}$.

Il est important de noter que le bruit de fond visualisable sur la Figure 20 est surestimé de plusieurs ordres de grandeur par rapport au bruit de fond que l'on aurait dans un événement réel, car l'enrichissement artificiel en H^0 (~700 H^0 trouvables) de ces événements provoque de nombreuses corrélations signal-signal (voir partie 6.3).

Nous allons maintenant essayer d'évaluer le bruit de fond réel correspondant à ce signal de 23 H^0 trouvés.

6.3 Evaluation du bruit de fond réel pour le H^0

Ce que l'on appelle bruit de fond est dû à l'ensemble des vertex reconstruits ne correspondant pas à la désintégration de la particule recherchée : il est donc lié à des corrélations entre traces n'ayant rien à voir entre elles. Le bruit de fond peut ainsi se décomposer en trois contributions :

- les corrélations signal-signal ($S*S$),
- les corrélations signal-background ($S*B$),
- les corrélations background-background ($B*B$).

On appelle ici « signal » toute trace provenant de la désintégration d'un hypéron ou d'un dibaryon. Dans le cas de la reconstruction d'un H^0 par exemple, ce qu'on appelle ici « signal » n'est donc pas forcément une trace provenant d'un H^0 , mais toute trace provenant de la décroissance d'un baryon ou d'un dibaryon étrange, susceptible de donner naissance à des V^0 ou des traces pouvant satisfaire aux critères de sélection, comme celui par exemple du paramètre d'impact minimal par rapport au vertex principal.

Ce que l'on appelle « background » correspond à toutes les traces primaires provenant de la collision.

Il arrive souvent que l'on associe, lors de la reconstruction d'un V^0 une particule positive primaire (p , π^+) avec un π^- secondaire par exemple. Ce sont ces « faux » V^0 , que nous avons observés dominants, qui sont essentiellement responsables du bruit de fond dans la reconstruction des dibaryons.

Pour ce qui est des corrélations $B*B$, ce sont celles qui contribuent le moins au bruit de fond, du fait qu'il est quasiment impossible de reconstruire un V^0 à partir de deux traces primaires du fait des coupures sur les paramètres d'impact*.

Enfin, considérant la faible multiplicité des particules « signal » par rapport à l'ensemble des autres particules présentes dans un événement, on peut raisonnablement supposer que le nombre de corrélations $S*S$ est inférieur à celui des corrélations $S*B$. On considérera donc dans ce qui va suivre que $S*S$ est négligeable devant $S*B$, et les calculs de bruit de fond seront effectués uniquement à partir de $S*B$. Une étude plus poussée de cette contribution $S*S$ est cependant nécessaire.

On fait à présent l'hypothèse, pour le calcul du bruit de fond, que le nombre de H^0 produit dans l'acceptance du détecteur dans un événement « réel » est égal à 1. Afin d'en détecter 23, le nombre de H^0 produits doit donc être de $23/\epsilon \approx 135000$ événements. Ce signal H^0 de 23 correspond donc à la reconstruction de 135000 événements. Dans la pratique, il est impossible d'en générer et d'en reconstruire un tel nombre (la simulation et la reconstruction d'un événement prend environ 24 heures), c'est pourquoi on procède par équivalence pour estimer le bruit de fond correspondant à ces 135000 événements.

En faisant les hypothèses décrites en 6.3, à savoir que si la multiplicité des traces « signal » est faible devant le nombre total de traces, on peut réduire le bruit de fond à sa contribution $S*B$ et produire ces associations de traces de la manière suivante. On génère N événements HIJING contenant les traces « B » et M événements contenant uniquement des traces « S », correspondant à une multiplicité de $200 \Lambda^0$, $26 \Xi^-$, $4 \Omega^-$ (qui sont les ordres de grandeur prédits pour ces particules [7]) et 1 H^0 par événement. On combine les traces de chacun des N événements HIJING avec chacun des M événements « signal » pour obtenir un ensemble de $N \times M$ combinaisons de traces regroupées en $N \times M$ fichiers de traces distincts, et on applique alors la reconstruction sur chacun de ces fichiers.

* une étude parallèle menée sur la contribution $B*B$ a révélé qu'elle est inférieure à 10%.

Le bruit de fond obtenu est alors statistiquement équivalent à celui qu'on aurait pour les $N \times M$ événements « réels ».

Dans notre cas nous avons produit un nombre raisonnable de $N=15$ événements HIJING. Pour avoir l'équivalent de 135000 événements, M doit être égal à 9000. Ce dernier nombre restant trop élevé pour une simulation rapide, on impose dans chaque événement « signal » une multiplicité de Λ^0 , Ξ^- , Ω^- et H^0 300 fois supérieure, les corrélations S^*S artificiellement introduites par cet enrichissement devant alors être supprimées « à la main ».

Ci-dessous (Figure 21) figure l'histogramme cumulant les différents événements reconstruits, où en transparent est représenté le signal des 23 H^0 attendus, et en rose le bruit de fond effectif obtenu par cette étude :

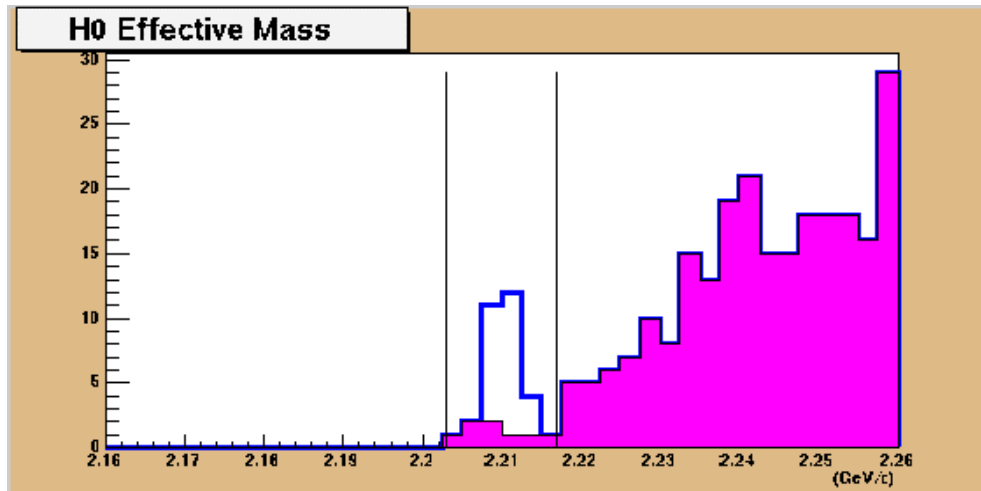


Figure 21 : distribution en masse des H^0 reconstruits avec bruit de fond réaliste

Dans la fenêtre de masse du H^0 (± 7 MeV), le niveau de signal est de 23 coups et celui de bruit est de 8 coups, ce qui donne un rapport signal sur bruit (S/B) ≈ 3 , et un rapport $S/\sigma = S/\sqrt{B} \approx 8$. Si l'on extrapole ces 135000 événements au nombre de 10^7 , qui est le nombre d'événements centraux que l'on espère collecter en environ deux ans de faisceau au LHC, on obtient un niveau de bruit de 590 environ, d'où un $\sigma = 24$. Si l'on désire alors obtenir un signal tel que $S > 3\sigma$, on doit reconstruire un nombre minimum de H^0 de 72. Ainsi, la sensibilité, définie comme le nombre minimum de H^0 à générer dans un événement pour obtenir un rapport $S/\sigma > 3$ après reconstruction, vaut dans le cas présent $72 / (10^7 \cdot \varepsilon) = 4.2 \cdot 10^{-2}$ H^0 par événement dans l'intervalle de rapidité $-1 < y < +1$.

Remarquons que la reconstruction d'un H^0 suppose l'association d'un Λ^0 , d'un proton et d'un pion, de masses respectives 1115 MeV, 938 MeV et 139 MeV. La somme de ces trois masses invariantes vaut 2192 MeV, et la masse des H^0 générés 2210 MeV : le pic de reconstruction des H^0 se trouve donc proche du début de l'ascension du profil de bruit de fond, et le rapport S/σ y est confortable. En revanche, si en réalité la masse de cet hypothétique H^0 se trouve être plus importante que 2210 MeV, le pic se translatera vers la droite, et ce rapport en sera d'autant plus modifié. Essayons d'évaluer S/σ pour une masse de H^0 de 2220 MeV par exemple. La simple comptage du nombre de coups de bruit dans une fenêtre centrée sur cette masse nous donne la valeur $B = 53$, donc un rapport $S/\sigma = 3.1$. A 10^7 événements, on aurait $B = 3900$, $\sigma = 63$, ce qui entraîne une sensibilité, en supposant $\varepsilon = 1.7 \cdot 10^{-4}$, de $0.11 H^0$ par événement, c'est-à-dire 2.6 fois moins bon que pour une masse du H^0 de 2210 MeV.

6.4 Evaluation du bruit de fond réel pour le $(\Xi^0 p)_b$

Une étude similaire à la précédente a été menée pour le dibaryon $(\Xi^0 p)_b$, dont la masse est supposée être de 2.225 GeV. On a obtenu les grandeurs suivantes :

- Acc = 0.57 % pour l'acceptance,
- Eff = 9.64 % pour l'efficacité de reconstruction,
- $\varepsilon = 5.5 \cdot 10^{-4}$ pour le taux de reconstruction,

avec un signal trouvé pour le $(\Xi^0 p)_b$ de 32, correspondant à 58000 événements si l'on fait l'hypothèse d'une production 1 $(\Xi^0 p)_b$ par événement.

Pour évaluer le bruit de fond, on procède comme précédemment : on combine 15 événements HIJING avec 38 événements « signaux » enrichis en Λ^0 , Ξ^- , Ω^- et $(\Xi^0 p)_b$ par un facteur 100, ce qui représente l'équivalent des 58000 événements, et on applique à cet ensemble de trace l'algorithme de reconstruction.

Ci-dessous (Figure 21) figure l'histogramme cumulant les différents événements reconstruits, où en transparent est représenté le signal des 32 $(\Xi^0 p)_b$ attendus, et en rose le bruit de fond effectif obtenu par cette étude :

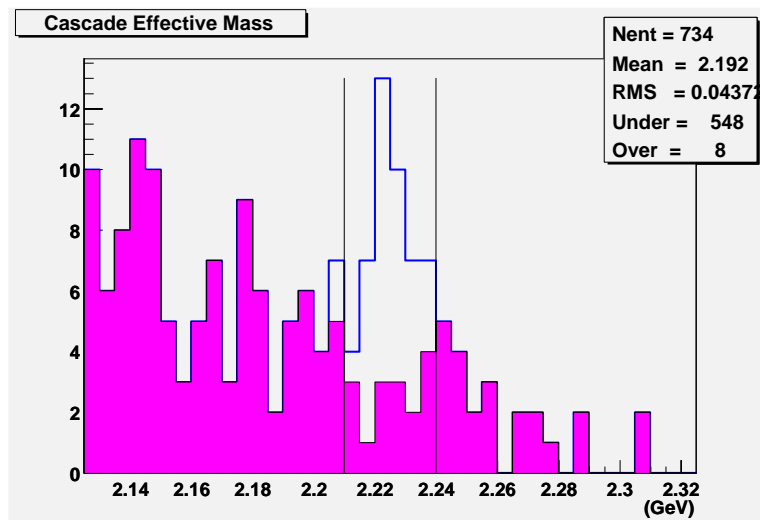


Figure 22 : distribution en masse des $(\Xi^0 p)_b$, avec bruit de fond réaliste

Le niveau de bruit à l'intérieur de la fenêtre de masse de 0.015 GeV centrée sur la masse du $(\Xi^0 p)_b$, est évalué par comptage à 16 coups, et celui du signal à 32 coups, ce qui fait un rapport S/σ de 8 pour un nombre total d'événements de 58000. En extrapolant ces résultats pour un nombre d'événements de 10^7 , on atteint un niveau de bruit de l'ordre de 2800, c'est-à-dire un σ de 53. Par conséquent, pour obtenir un rapport S/σ supérieur à 3, il faut un nombre minimum de dibaryons reconstruits de 160. La valeur de la sensibilité pour le cas présent vaut donc $160/(10^7 \cdot \varepsilon) = 2.4 \cdot 10^{-2}$ dibaryon par événement et pour deux unités de rapidité.

7 Conclusion

Dans ce travail, il a été effectué une étude destinée à obtenir une évaluation préliminaire du potentiel de l'expérience ALICE quant à la détection de baryons étranges et la recherche de matière étrange exotique.

Le travail mené au cours de ces trois mois de stage s'est focalisé sur deux axes :

- l'estimation du taux de production des Λ^0 dans une collision Pb+Pb au LHC à une énergie de 5 TeV par paire de nucléons dans le centre de masse,
- la sensibilité d'ALICE à la découverte d'objets rares tels que les dibaryons H^0 et $(\Xi^0 p)_b$.

La première partie a consisté à générer un grand nombre d'événements contenant des particules Λ^0 de différents moments transverses P_t (de 0.5 à 4 GeV), afin de déterminer leur acceptation, efficacité de reconstruction et taux de reconstruction associés en fonction du P_t . Ce premier travail a permis de conclure que sur une statistique de 10^7 événements d'ALICE, on pourra reconstruire un nombre de Λ^0 par unité de P_t allant entre $2 \cdot 10^6$ pour $P_t=1$ GeV à 10^3 pour 4 GeV.

Dans la deuxième partie, l'évaluation de l'acceptation et de l'efficacité de reconstruction de la chaîne de désintégration du H^0 , ainsi qu'une estimation, pour l'instant grossière, du bruit de fond associé, a permis de donner une première valeur de la sensibilité d'ALICE au H^0 : un tel objet pourrait être découvert (avec un niveau de confiance de 3σ) si son taux de production minimum était de $4.2 \cdot 10^{-2} H^0$ par événement dans l'acceptation du détecteur, c'est-à-dire 2 unités de pseudo-rapacité, soit environ $2 \cdot 10^{-2} H^0$ par événement et par unité de rapidité. En ce qui concerne le deuxième dibaryon étudié, le $(\Xi^0 p)_b$, la sensibilité obtenue dans ces mêmes conditions est d'environ $10^{-2} (\Xi^0 p)_b$ par événement et par unité de rapidité.

L'ensemble de ces résultats est très préliminaire et ouvre de nombreuses perspectives.

L'étude du taux d'hypérons mesurable en fonction de leur P_t devra être étendue aux Ξ^- et Ω^- et à des impulsions plus grandes. Ceci implique la génération d'un très grand nombre d'événements HIJING ou une extrapolation de la queue de distribution en P_t . Cette étude, réalisée pour l'instant avec un champ magnétique de 0.2 T, devra être également effectuée pour 0.4 T car ALICE compte fonctionner avec ces deux valeurs.

Le taux actuel de Λ^0 reconstruits par événement est d'environ 1. Ce taux peut être amélioré par l'extension de la zone de reconstruction au-delà du beam pipe, avec en contrepartie une augmentation du bruit de fond. Le meilleur compromis signal-bruit devra être trouvé. Cette étude est en cours ; elle devra être effectuée aussi pour les Ξ^- , Ω^- et les dibaryons étranges. D'autre part, en plus des coupures géométriques qui pour l'instant sont les seules à être utilisées, un ensemble de coupures cinématiques peut être appliqué, ce qui réduira considérablement le bruit de fond.

En ce qui concerne plus spécifiquement les dibaryons étranges, seule une étude complète impliquant la reconstruction réelle d'environ 100 000 événements pour un taux de production de 1 dibaryon par événement, pourra donner un niveau précis de bruit de fond. Cette production massive d'événements a déjà commencé dans ALICE, et se partage en plusieurs laboratoires vu l'ampleur du temps de calcul mis en jeu. Cette simulation d'envergure est nécessaire pour l'ensemble des signaux dont l'étude est préconisée dans ALICE.

D'autres études systématiques consistant à faire varier les masses et les temps de vie de ces objets exotiques sont prévues. Enfin, cette recherche devra être étendue aux autres dibaryons (cf. introduction) envisagés dans les prédictions théoriques.

Références

- [1] C. KUHN, « Plasma de Quarks et de Gluons et Matière Etrange du SPS au LHC », cours donné à l'Ecole Joliot Curie, Maubuisson, 1998.
- [2] C. KUHN et al. « Search for Strange Dibaryons in STAR and ALICE », conférence Strange Quark Matter, 2001.
- [3] J. P. BLAIZOT, « A la recherche du Plasma de Quarks et de Gluons », cours donné à l'Ecole Joliot Curie, Maubuisson, 1988.
- [4] J. RAFELSKI et B. MÜLLER, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066.
- [5] E. WITTEN, Phys. Rev. D30 (1984) 272.
- [6] PDG, « Particule Physics Booklet », Juillet 2000.
- [7] ALICE Technical Design Reports, « Inner Tracking System », 2002