

MEMOIRE de MAITRISE
de L'UNIVERSITE de STRASBOURG I
LOUIS PASTEUR

présenté par

Damien GRANDJEAN et Florian LAEMLE

ETUDE DE L'ETRANGETE COMME SIGNATURE
D'UN NOUVEL ETAT DE LA MATIERE NUCLEAIRE

responsable

Jérôme BAUDOT

Introduction

D'après la théorie du big Bang, dans les premiers instants, l'univers, caractérisé par une température et une densité d'énergie très élevée, était constitué d'une "soupe" des plus petits composants de la matière, le plasma quarks-gluons (PQG). Lorsque l'univers se refroidit, il y eu un changement de phase, conduisant les quarks et les gluons à ce confiner dans les hadrons. Le déconfinement tire son origine de l'évolution du potentiel inter-quarks de la force nucléaire forte en fonction de la distance des deux quarks (fig 1).

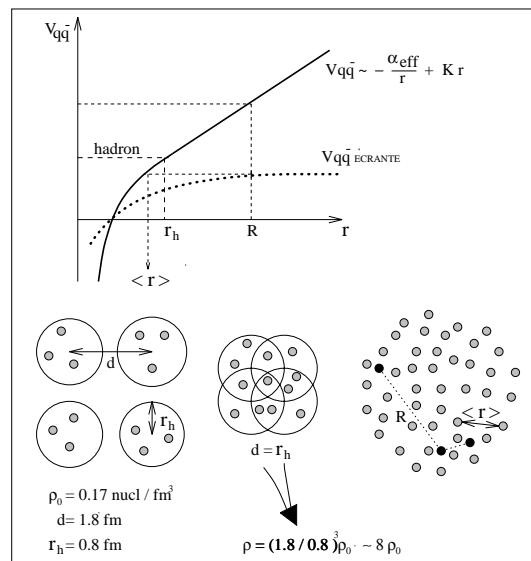


FIG. 1 – potentiel inter-quark

La partie linéaire du potentiel augmente avec la distance, ce qui empêche les quarks de se libérer des hadrons. Cette force est due aux gluons, qui sont les bosons vecteurs de l'interaction forte entre objets colorés (nombre quantique associé aux quarks). Mais les gluons sont aussi colorés et peuvent donc interagir avec les quarks et entre eux.

D'après la QCD (chromodynamique quantique) théorie quantique et relati-

viste de la force nucléaire forte, la transition de phase est prédite pour une température 150 et 200 MeV. Pour étudier expérimentalement cet état de la matière, on produit une collision d'ions lourds ultra relativiste, généralement Pb-Pb à une énergie de l'ordre de 160 GeV par nucléon. Cette collision devrait permettre d'atteindre une température et une densité d'énergie assez grande pour déconfiner les quarks et les gluons et d'obtenir ainsi le PQG.[4]

Pour savoir si le PQG a été créé lors de la collision, on cherche des variables "thermodynamiques" associées à des variables chromodynamiques. Il existe deux variables prometteuses, la suppression du J/ψ et l'augmentation de l'étrangeté.

Notre stage est basé sur l'étude de l'étrangeté, c'est à dire l'étude de la création de quarks étranges lors de la collision. En effet selon certains calculs théoriques [1], une quantité plus grande de quarks étranges doit être créée lors de la création du plasma que lors de la création d'un gaz hadronique chaud et dense.

Les premières expériences faites au CERN [2][3] et aux USA ont données des résultats qui donnent à penser que nous ne sommes pas loin de trouver le plasma, mais hélas, les énergies atteintes semblent un peu trop faibles pour pouvoir être sûr de son existence. Mais deux nouvelles campagnes d'expériences, STAR au RHIC (USA) et ALICE au CERN avec le futur LHC, pourraient enfin lever le voile sur ce nouvel état de la matière.

Nous allons expliquer dans les prochains chapitres, la théorie sur la détection du plasma par augmentation de l'étrangeté, notre démarche pour déterminer un des paramètres thermodynamiques avec précision, et les résultats obtenus avec notre simulation.

Chapitre 1

Théorie

Nous allons présenter dans cette partie, d'une part la signature du PQG par l'étrangeté et d'autre part les caractéristiques "thermodynamiques" du changement de phase.[4]

Parmi les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, seules celles faisant intervenir un maximum de nucléons peuvent conduire à la création du PQG. Ce sont les collisions centrales pour lesquelles la température, la densité d'énergie et la densité de baryons augmentent considérablement. Elle correspondent à une géométrie de collision où la distance entre le coeur des noyaux, appelée paramètre d'impact et noté b , est minimal ($b=0$). Si b s'éloigne de 0, collision périphérique, alors on est sûr de ne pas obtenir un PQG. Ces deux types d'événements peuvent être comparés pour mettre en évidence le PQG.

On pense que si il y a création de PQG, on atteindra la concentration limite (saturation) de quarks s et \bar{s} autorisée par l'énergie disponible, par contre si le plasma n'est pas atteint, la concentration sera loin de cette limite. Dans un PQG, les paires $s\bar{s}$ sont produites par la fusion des gluons présents en quantité dans le plasma. Cette réaction étant rapide par rapport à la durée de vie du plasma, on obtient la saturation de la concentration de l'étrangeté. Dans le cas sans plasma, seules les réactions, lentes, entre hadrons produisent de l'étrangeté et ne permettent pas donc d'atteindre la saturation.

Pour déterminer la valeur des observables thermodynamiques, on étudie la distribution du nombre de baryons et d'antibaryons étranges résultant du choc en fonction de la rapidité et de l'impulsion transverse. La rapidité, notée y ,

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_t}{E - p_t}\right)$$

dépend fortement de l'impulsion transverse des baryons mesurés dans le détecteur. Elle permet de distinguer ceux qui ont été créés lors de la collision, de ceux

déjà présent dans les noyaux. L'axe du faisceau étant z , p_t est la composante de l'impulsion de le plan transvers à z .

En effet y est petit lorsque p_t est grand, ce qui correspond à un baryon ayant fortement interagit dans la collision. Donc les Baryons intéressant sont compris dans une certaine gamme de rapidité, dite centrale, proche 0. Nous pouvons tirer trois variables thermodynamiques intéressantes des ces distributions. la densité d'énergie donnée par :

$$\rho = \frac{dN(\text{hadrons})}{dy}$$

, le potentiel chimique baryonique donné par :

$$\mu_b = \frac{dN_{net}(\text{baryons})}{dy}$$

, et la température de freeze out donnée par :

$$T_{f0} = \frac{dN}{dp_t}$$

Notre étude se focalisera sur la détermination de ce dernier paramètre avec une précision donnée en simulant la création des baryons.

Qu'est ce que la température de freeze out ?

Le scénario dévolution du PQG de BJORKEN [4] (généralement admi) prévoit plusieurs étapes à partir la collisions.

- le pré -équilibre
- le PQG
- l'hadronisation,
- le freeze out chimique (le rapport entre les espèces de hadrons est gelé)
- le freeze out thermique comprise entre 150 et 200 GeV (la température du système comportant encore des interactions)
- le gaz hadronique

Pour notre programme nous avons utilisé un scénario, légèrement modifié, celui de RAFELSKY/LETESSIER [5] qui prévoit que le freeze out chimique et thermique se produisent en même temps, la température de freeze out atteinte serait un peu plus basse et comprise entre 130 et 150 GeV.

Mais il subsiste un phénomène parasite, lorsque l'on calcul le paramètre $T = \frac{dN}{dp_t}$, on constate que cette température est différente de T^{f0} et augmente avec la masse (m_H) des hypérons considérés [4]. On explique ce phénomène par l'effet d'un mouvement collectif, appelé le flow, qui affecte le spectre en impulsion. En utilisant une formule empirique, on peut déterminer T_{f0} vraie, donnée la formule suivante

$$T_{f0} = T - \langle \beta_{flow} \rangle^2 m_H$$

Mais la valeur du flow dépend de sa modélisation, nous avons pris 0.5, ce qui correspondrait à celui observé dans les expériences faites au RHIC.

L'objectif de notre programme est de montrer avec quelle précision la température T_{f0} peut être déterminée en fonction du nombre de collisions acquises par l'expérience. L'enjeu étant de démontrer la possibilité de distinguer plusieurs prédictions pour T_{f0} .

Chapitre 2

Analyse théorique

Nous allons dans cette partie présenter un calcul analytique de la température de f.o à partir des lois de distribution des particules.

2.1 Distribution initiale

Les particules ont une impulsion, comprise entre 0 et 2 GeV/c, suivant la loi :

$$P(p) = \frac{p}{T^2} \cdot e^{-p/T} \quad (\text{avec } T = 0.472 \text{ GeV})$$

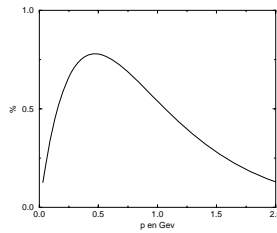


FIG. 2.1 – Distribution de l'impulsion.

Pour reproduire les capacités du détecteur, il est nécessaire de discrétiser l'intervalle en impulsion en bin de 0.25 GeV. Distribution des particules par bin :

$$P_{bin} = \int_a^b dp \frac{p}{T^2} \cdot e^{-p/T} \quad \text{avec } a, b \text{ les bornes du bin}$$

bin	0-.25	.25-.5	.5-.75	.75-1	1-1.25	1.25-1.5	1.5-1.75	1.75-2
P_{bin}	.099329	.186723	.185451	.153653	.116649	.084097	.058592	.039843

TAB. 2.1 – Distribution de l'impulsion par bin

2.2 Distribution et incertitude sur l'impulsion

Lors de la détection, il existe une incertitude sur l'impulsion . L'écart entre l'impulsion réelle et celle mesurée se distribue suivant une gaussienne dont la largeur est fonction de l'impulsion :

$$G_{\sigma}(\text{écart}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\text{écart}^2}{2\sigma^2}} \quad \text{avec } \sigma = \frac{p}{100}$$

Exemple : Soit des particules de 1 GeV/c .

Sans l'incertitude , leur détection présenterait un pic de Dirac à 1 GeV/c.

Avec l'incertitude , c'est une gaussienne , dont la largeur à mi-hauteur est 0.0235 GeV/c :

$$G(p) = \frac{100}{\sqrt{2\pi}} e^{-5000(p-1)^2}$$

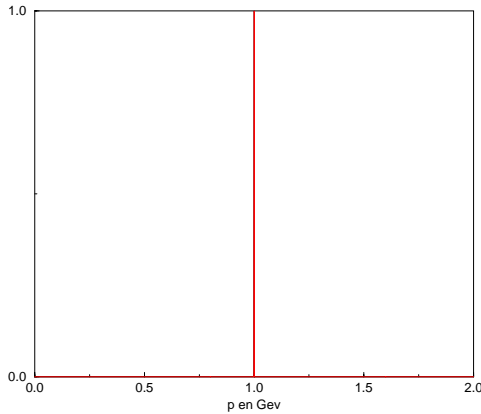
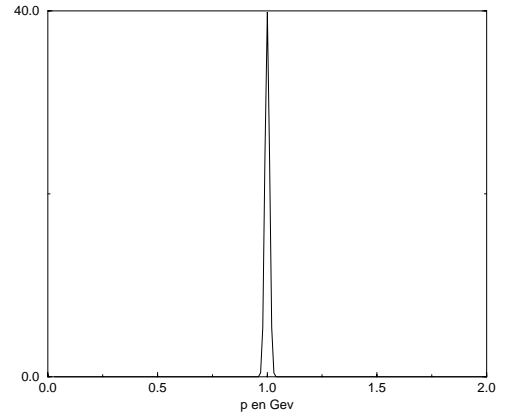


FIG. 2.2 – Détection parfaite.



Détection réelle.

Pour obtenir la distribution avec l'erreur , il faut convoluer les 2 fonctions :

$$P * G(p) = \frac{100}{T^2\sqrt{2\pi}} \int_0^{+\infty} \frac{da}{a} e^{-\frac{-a^5 - 5000Ta^2 + 10000Tpa - 5000Tp^2}{Ta^4}}$$

Un calcul numérique entre les 2 fonctions P et $P * G$ donne une différence maximum de 0.1 % .

On peut donc considérer l'influence de l'erreur sur l'impulsion négligeable.

2.3 Impulsion moyenne

Il faut maintenant définir l'impulsion attachée à chaque bin . La méthode la plus simple est d'effectuer une moyenne $\bar{p} = (a+b)/2$. Pour tenir compte de la forme de la distribution d'impulsion qui n'est pas plate , on peut utiliser une moyenne pondéré .

$$\bar{p}_{pond} = \frac{\int_a^b dp \frac{p^2}{T^2} e^{-p/T}}{\int_a^b dp \frac{p}{T^2} e^{-p/T}} \quad \text{avec } a, b \text{ les bornes du bin}$$

bin	\bar{p}	\bar{p}_{pond}	différence %
0-.25	.125	.159 063	27.3
.25-.5	.375	.378 126	.83
.5-.75	.625	.622 381	.42
.75-1	.875	.869 961	.58
1-1.25	1.125	1.118 627	.57
1.25-1.5	1.375	1.367 782	.53
1.5-1.75	1.625	1.617 199	.48
1.75-2	1.875	1.866 772	.44

TAB. 2.2 – Résultats comparés des 2 méthodes.

La différence de 27 % du 1^{er} bin provient du fait que la courbe est très pentue. Mais comme les détecteurs ne détectent rien dans cette zone , on l'ignore par la suite .

2.4 Reconstruction

Reconstruction dans le cas idéal : tout les bins détectent.

A partir de la distribution de l'impulsion par bin P_{bin} , on inverse la formule :

$$f(P_{bin}) = \ln\left(\frac{P_{bin}}{\bar{p}}\right)$$

\bar{p}	0.125	.375	.625	.875
f(P_{bin})	-0.229 880	-0.697 298	-1.214 962	-1.739 525
\bar{p}	1.125	1.375	1.625	1.875
f(P_{bin})	-2.266 365	-2.794 235	-3.322 658	-3.851 412

On applique une régression linéaire par la méthode des moindres carrés , et l'on obtient la pente (= 1/T). La température initialement injectée est de 0.472 GeV .

$$T(\bar{p}) = .480 \text{ GeV}$$

Pour améliorer ce résultat , on peut introduire les valeurs moyennes pondérées.

$$T(\bar{p}_{pond}) = .491 \text{ GeV}$$

Dans ce cas , le résultat est faussé à cause du 1^{er} bin car la courbe de distribution des impulsions est très pentue .

Mais en ne considérant pas le 1^{er} bin (cas des Λ s) :

$$T(\bar{p}) = .475 \text{ GeV} \quad T(\bar{p}_{pond}) = .4732 \text{ GeV}$$

On observe avec \bar{p}_{pond} une amélioration du résultat.

Dans le cas des Ξ s et des Ω s , on ne considère ni le 1^{er} ni le 2^{eme} bin :

$$T(\bar{p}) = .474 \text{ GeV} \quad T(\bar{p}_{pond}) = .4719 \text{ GeV}$$

La version avec \bar{p}_{pond} reconstruit la température initiale a 0.02% près.

Les résultats sont similaires pour d'autres températures
(ex : $T_{initial} = 0.500 \text{ GeV} \Rightarrow T_{\Xi}(\bar{p}_{pond}) = 0.50002$, résultat juste à 0.01% près).

Les meilleurs résultats sont obtenus lorsque les 2 premiers bins ne sont pas pris en compte, et avec les moyennes pondérées.

2.5 Traitement théorique des acquisitions

Nous allons simuler l'erreur maximum en prenant en compte l'erreur sur le comptage ($\pm\sqrt{N}$) dans le cas des Ξ .

La première moitié des bins : $+\sqrt{N}$.

La deuxième moitié des bins : $-\sqrt{N}$.

Nb evts	$T(\bar{p}_{pond}) \text{ en GeV}$	$T_{fo} \text{ en GeV}$	différence %
14000	.440	.110	29
10^5	.460	.130	9.7
10^6	.468	.138	3.0

Il est nécessaire d'acquérir un million d'événements pour obtenir une bonne estimation (3%)de la température de freeze out.

Chapitre 3

Démarche expérimentale

Notre programme, basé sur le méthode de Monte Carlo, s'articule en deux phases, d'abord la simulation des hypérons et de leur impulsion produits lors des collisions, ensuite l'utilisation de ces impulsions, telles quelles sont reconstruites avec le détecteur STAR, pour déterminer T_{f0} .

La première phase est la simulation des collisions(=événements). On ne s'intéresse en fait qu'au nombre d'hypérons et d'antihypérons créés dans celles ci. La création des (anti)hypérons suit une loi de poisson dont la moyenne (tab 3.1) pour chaque (anti)hypérons est tiré de la référence LETESSIER/RAFELSKY [5].

hypéron	Λ	$\bar{\Lambda}$	Ξ^-/Ξ^+	Ω^-/Ω^+
\bar{n}	11	10	9	1

TAB. 3.1 – tableau du nombre moyen d'hypérons créés dans une collision

$$P(N) = \frac{N^{\bar{n}} e^{-\bar{n}}}{\bar{n}!}$$

- \bar{n} est le nombre moyen de chaque espèce d'(anti)hypérons créés dans la collision
- N le nombre d'hypérons effectivement créés.

Pour chaque événement, le nombre de particules créées est tiré suivant cette loi. Puis chaque particule aurait une impulsion transverse suivant une loi proche de la loi de BOLTZMAN, qui reflète la description thermodynamique du système.

$$P(p_t) = \frac{p_t}{T^2} \cdot \exp\left(-\frac{p_t}{T}\right)$$

Pour les tirages des loi de poisson et de p_t , nous avons utilisé la fonction `random` de Fortran90 qui est une fonction uniforme, elle tire des nombres réels aléatoires entre 0 et 1, il fallait donc écrire des algorithmes pour nos deux lois. Pour cela nous avons utilisé la méthode de réjection qui consiste à résoudre :

$$F(x) - u = 0$$

où

- x est le nombre aléatoire distribué suivant la loi $P(x)$
- $F(x) = \int_0^x P(x)dx$
- u est le nombre uniformément distribué entre 0 et 1

Nous tirons donc un nombre d'hypérons dans une loi de poisson, puis chaque hypérons recois une impulsion tranverse p_t dans une loi de type Boltzman.
(voir les fig 3.1)

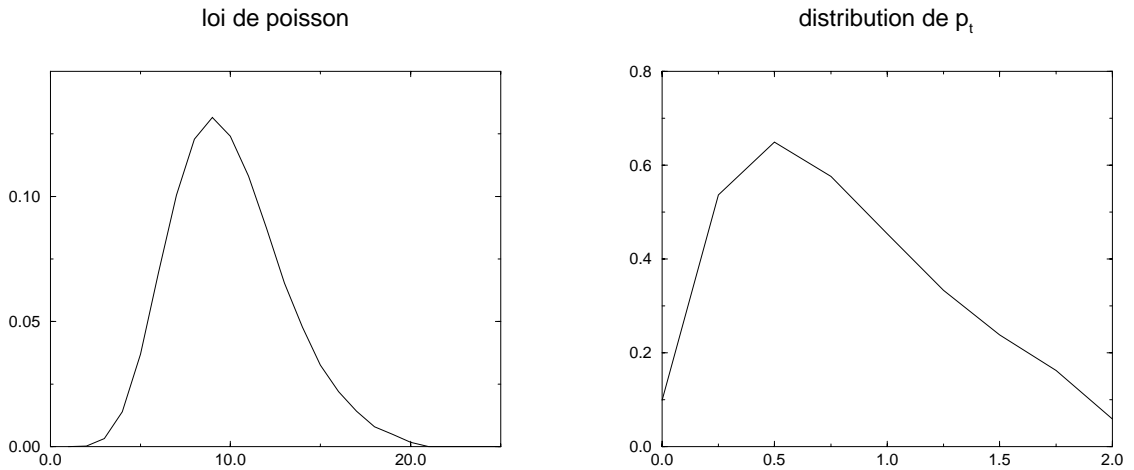


FIG. 3.1 – distributions simulées par notre programme

La deuxième phase consiste à prendre en compte le nombres de particules détectées suivant une loi binomial. En effet les systèmes expérimentaux ont une efficacité limitée et la particule sera vue ou pas suivant une probabilité (donnée par l'efficacité) dépendante du p_t . Les efficacités simulées ($\varepsilon_{simulée}$) dans la gamme p_t de 0 à 2 GeV avec des bins de 0.25 GeV, sont données dans le tableau 3.2

Cette étape nous permet d'obtenir le spectre d'impulsion tel que l'expérience l'obtient après reconstruction, il s'agit maintenant de corriger la distribution des baryons en fonction des p_t ($N^{final}(p_t)$) en tenant compte de l'inefficacité

hypéron	0/0.25	0.25/0.5	0.5/0.75	0.75/1	1/1.25	1.25/1.5	1.5/1.75	1.75/2
Λ/Λ	0.0	0.03	0.06	0.1	0.35	0.45	0.6	0.7
Ξ^-/Ξ^+	0.0	0.0	0.005	0.01	0.03	0.05	0.055	0.7
Ω^-/Ω^+	0.0	0.0	0.001	0.003	0.005	0.015	0.025	0.03

TAB. 3.2 – tableau des efficacités simulées selon les bins et les particules

du processus. Dans la pratique le physicien détermine la correction en utilisant un programme de simulation tel que le nôtre (bien-sûr, plus détaillé). Cette estimation est évidemment entachée d'une erreur. Afin de la reproduire nous avons pris comme facteur de correction $\varepsilon_{stimée} = \varepsilon_{simulée} \times 1.1$ correspondant à une erreur systématique constante. Ce qui donne la distribution final :

$$N^{final}(p_t) = \frac{N^{simulée}(p_t) \cdot \varepsilon_{simulée}(p_t)}{\varepsilon_{stimée}}$$

Puis nous avons calculé la température en prenant la formule :

$$y = \ln\left(\frac{T^2}{p_t} \cdot \frac{dN}{dp_t}\right) = \frac{p_t}{T} + Cste$$

qui est en fait l'inverse du coefficient directeur de la droite obtenue. Afin de prendre en compte l'erreur statistique de la température, nous avons fait une minimisation du χ^2 :

$$\chi^2(a, b) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i - b - ax_i}{\sigma_i} \right)^2$$

comprenant l'erreur sur y

$$\sigma_y = \frac{y}{\sqrt{N/\varepsilon_{estimé}}}$$

qui induit une erreur sur le coefficient de la droite noté a ce qui donne une erreur finale sur la température de la forme

$$\sigma_T = \frac{\sigma_a}{a^2}$$

Nous avons aussi simulé un grand nombre de fois N événements afin d'obtenir une distribution des températures. L'écart-type de cette distribution donnant une erreur globale de l'estimation de T_{f0} . Ceci nous permis de comparer nos résultats avec deux méthodes différentes.

Chapitre 4

Résultats

l'objectif du stage pourrait se résumer à la question suivante. Combien d'événements est-il nécessaire d'analyser pour mesurer T_{f0} avec une erreur de l'ordre du pour cent. Pour réaliser la simulation, une température de freeze out de 142 MeV a été utilisée. Nous avons définis deux types d'erreur, l'une statistique est liée au nombre d'événements simulés. L' autre globale est représentative de la précision de la méthode.

Nous allons détailler ici nos résultats sur l'estimation de la température de freeze out avec les particules Ξ^- et Ξ^+ (tableau 4.2 et fig 4.1).

Nb evts	T_{f0} (MeV)	er.relat(MeV)	χ^2
10^5	142	9	4.10^{-3}
10^6	142	1	3.10^{-3}

TAB. 4.1 – tableau pour les erreurs statistique pour les Ξ^- et Ξ^+

Nb evts	T_{f0} (MeV)	er.relat(%)
10^5	145	9
10^6	145	2

TAB. 4.2 – tableau pour les erreurs globales pour les Ξ^- et Ξ^+

On remarque que les deux méthodes de calcul d'erreurs donnent à peu de chose près la même chose, on remarque aussi que le χ^2/dof est plutôt faible ce qui laisserait à penser que nous aurions surestimé les erreurs.

Que ce passe t-il lorsque l'on change l'efficacité de reconstruction des détecteurs ? (tableau 4.3) Nous avons utilisé une correction d'efficacité constante et identique

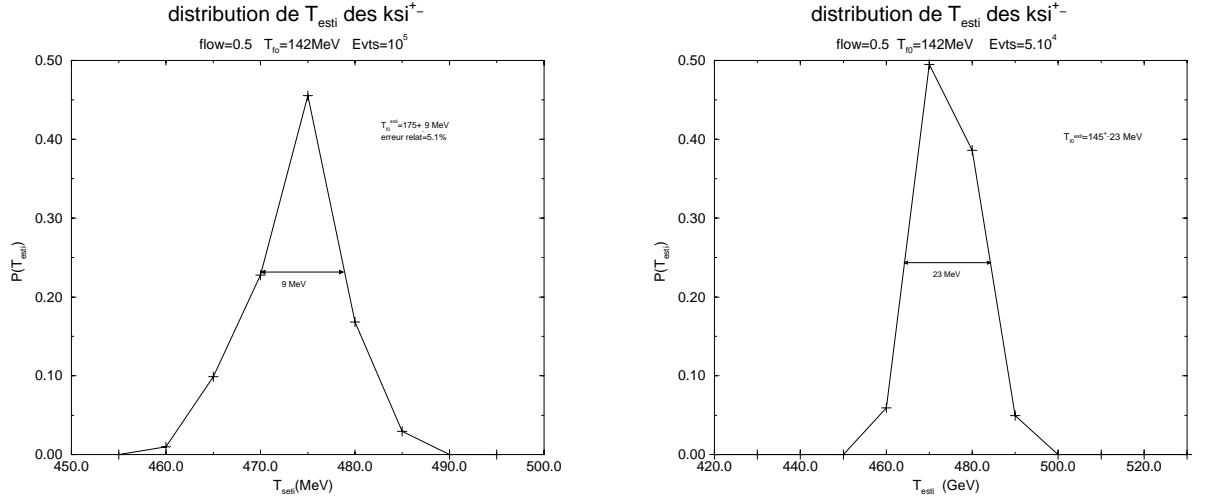


FIG. 4.1 – distribution des température pour les Ξ^- et Ξ^+ avec un nombre différent d'événement

sur tout le spectre d'énergie de 0 à 2 GeV, mais en pratique, elle varie dans ce domaine.

correction de ε	$T_{f0}(\text{MeV})$	er.relat(%)
1.1	142	2
0.8	143	2
0.5	144	2

TAB. 4.3 – tableau variation de T_{f0} en fonction de la correction d'efficacité

On remarque que l'on obtient une température de freeze out peu différente de celle calculée en première approximation. De plus la température estimée reste compatible avec celle simulée dans l'erreur, nous pouvons dire que notre programme reconstruis assez bien les événements dans une bande d'impulsion de 0 à 2 GeV.

En ce qui concerne les températures de freeze out retrouvées avec d'autres particules comme le Λ et le $\bar{\Lambda}$, on obtient la même chose mais avec une précision plus grande car lors de la collision, on obtient une quantité plus grande de ce type d'hypérons. Donc un nombre faible d'événements nous permet d'obtenir une précision de l'ordre du pour cent.(tableau 4.4 et tableau 4.5 et fig 4.2)

Mais les hypérons les plus intéressants sont ceux qui contiennent le plus de quarks étranges , les Ω^- et les Ω^+ . Ils sont aussi les plus difficiles à reconstruire,

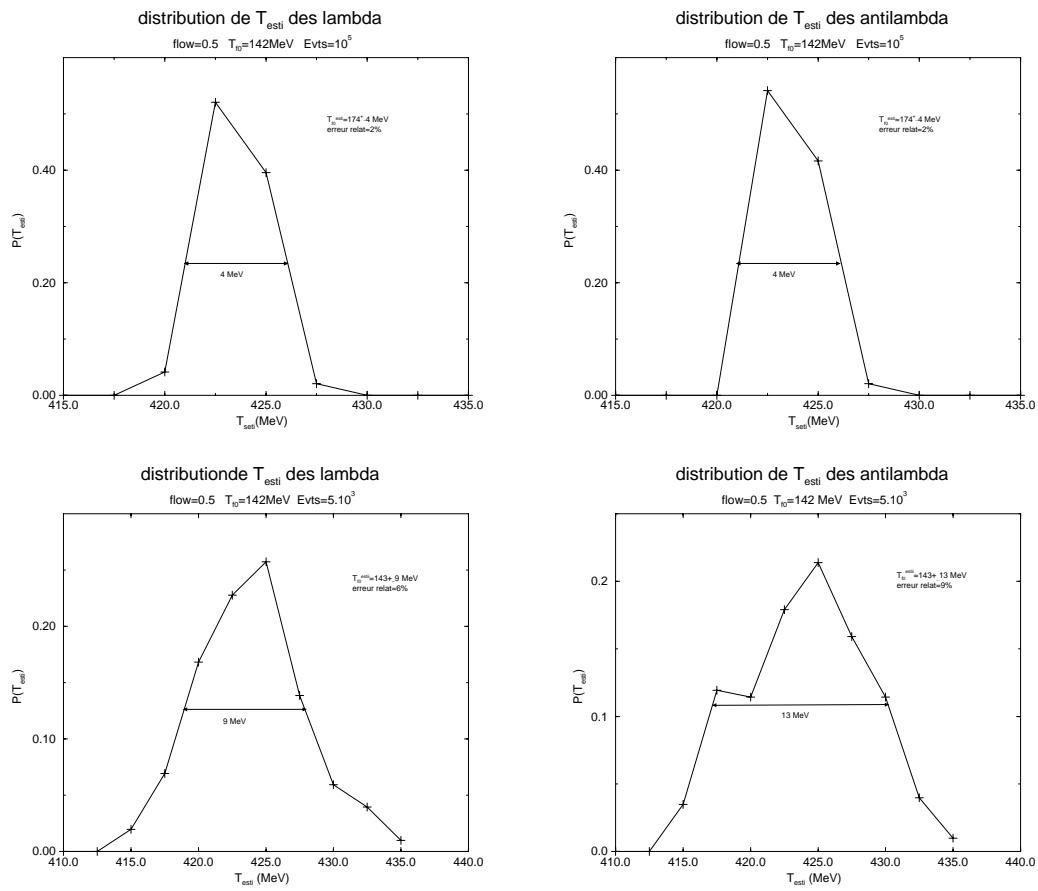


FIG. 4.2 – distribution des température pour les Λ et $\bar{\Lambda}$ et un nombre différent événement

baryon	Nb evts	T_{f_0} (MeV)	er.relat(%)	χ^2
Λ	10^5	143	3	10^{-2}
Λ	5.10^3	143	6	10^{-2}
$\bar{\Lambda}$	10^5	143	3	10^{-2}
$\bar{\Lambda}$	5.10^3	143	6	10^{-2}

TAB. 4.4 – tableau pour les erreurs statistique pour les Λ et $\bar{\Lambda}$

baryon	Nb evts	T_{f_0} (MeV)	er.relat(MeV)
Λ	10^5	143	3
Λ	5.10^3	144	6
$\bar{\Lambda}$	10^5	143	3
$\bar{\Lambda}$	5.10^3	144	6

TAB. 4.5 – tableau pour les erreurs globales pour les Λ et $\bar{\Lambda}$

en effet, on peut en compter seulement un en moyenne par événement. Ce qui nous donne des erreurs conséquentes, de l'ordre de 40% pour 10 millions d'événements. (tableau 4.6)

Nb evts	T_{f_0} (MeV)	er.relat(%)	χ^2
10^6	160	70	0.1
10^7	160	40	0.1

TAB. 4.6 – tableau pour les erreurs statistique pour les Ω^- et Ω^+

Conclusion

Nous avons montré que notre programme de simulation des distributions d'impulsions des hyperons et de reconstruction de la température, permet de retrouver la température de freeze out injectée initialement. D'après notre étude, 1 millions de collisions devraient suffire pour estimer (avec le détcteur STAR) avec une erreur de quelques pour cent la température de freeze out des Λ $\bar{\Lambda}$ Ξ^- et Ξ^+ . Par contre plusieurs dizaine de millions sont nécessaire pour atteindre cette précision dans le cas des Ω^- et Ω^+ .

Sachant que, pour le collisionneur RHIC par exemple, environ 10^6 événements sont attendus, la mesure de T_{f0} pour les Ω^- et Ω^+ ne semble possible qu'en attendant le cumul de plusieurs années de prise de données ou en améliorant significativement l'efficacité du détecteur.

Nous aurions pu apporté d'autres élément á notre rapport comme par exemple calculer le nombre de particules sur le domaine de p_t , ce qui nous aurais donner une indication sur centralié effective de la collision. Nous aurions pu aussi apporter des am'elioration à notre programme car il reste encore très simpliste, en effet nous n'avons pas pris en compte un certain nombre de paramètre comme :

- l'erreur sur les impulsions transverses suivant une loi gaussienne d'écart-type $0.1p_t^2$,
- la correction non constante des efficacités, car en réalité celle ci dépend aussi de p_t

ce qui aurait permis de reconstruire plus fidèlement les événements.

Bibliographie

- [1] F. Antinori, strangeness enhancement at midrapidity in Pb-Pb collisions at A GeV/c : a comparison with VENUS and RMQD models, The european physical journal C, 1999
- [2] R.A. Barton, Production of multi-strange hyperons and strange resonances in the NA 49 experiment, NA 49 experiment (SPS-CERN), Birmingham, 2000
- [3] R.A. Fini, Strange baryon production in Pb-Pb collision at 158 A GeV/c, WA 97 experiment(SPS-CERN)
- [4] C. Khun, Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire, Maubuisson 1998, chapitre I et II
- [5] J. Letessier, J. RAFELSKI, Observing quark-gluon plasma with strange hadrons, international journal of physics E, march 8, 2000
- [6] W. Greiner, H. Stöcker, La matière nucléaire chaude, Pour la science, mars 1995
- [7] H .Satz, The quark plasma, Nature vol.314, november 1986

Table des matières

Introduction	1
1 Théorie	3
2 Analyse théorique	6
2.1 Distribution initiale	6
2.2 Distribution et incertitude sur l'impulsion	7
2.3 Impulsion moyenne	8
2.4 Reconstruction	8
2.5 Traitement théorique des acquisitions	9
3 Démarche expérimentale	10
4 Résultats	13
Conclusion	17

