



HAL
open science

Production et propagation de noyaux légers d'antimatière dans la galaxie

Rémy Duperray

► **To cite this version:**

Rémy Duperray. Production et propagation de noyaux légers d'antimatière dans la galaxie. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. Français. NNT: . tel-00006637

HAL Id: tel-00006637

<https://theses.hal.science/tel-00006637>

Submitted on 4 Aug 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier-Grenoble 1
Ecole Doctorale de Physique

THESE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur ès Sciences de l'Université Joseph Fourier

spécialité : physique des particules

PRODUCTION ET PROPAGATION DE NOYAUX LEGERS D'ANTIMATIÈRE DANS LA GALAXIE

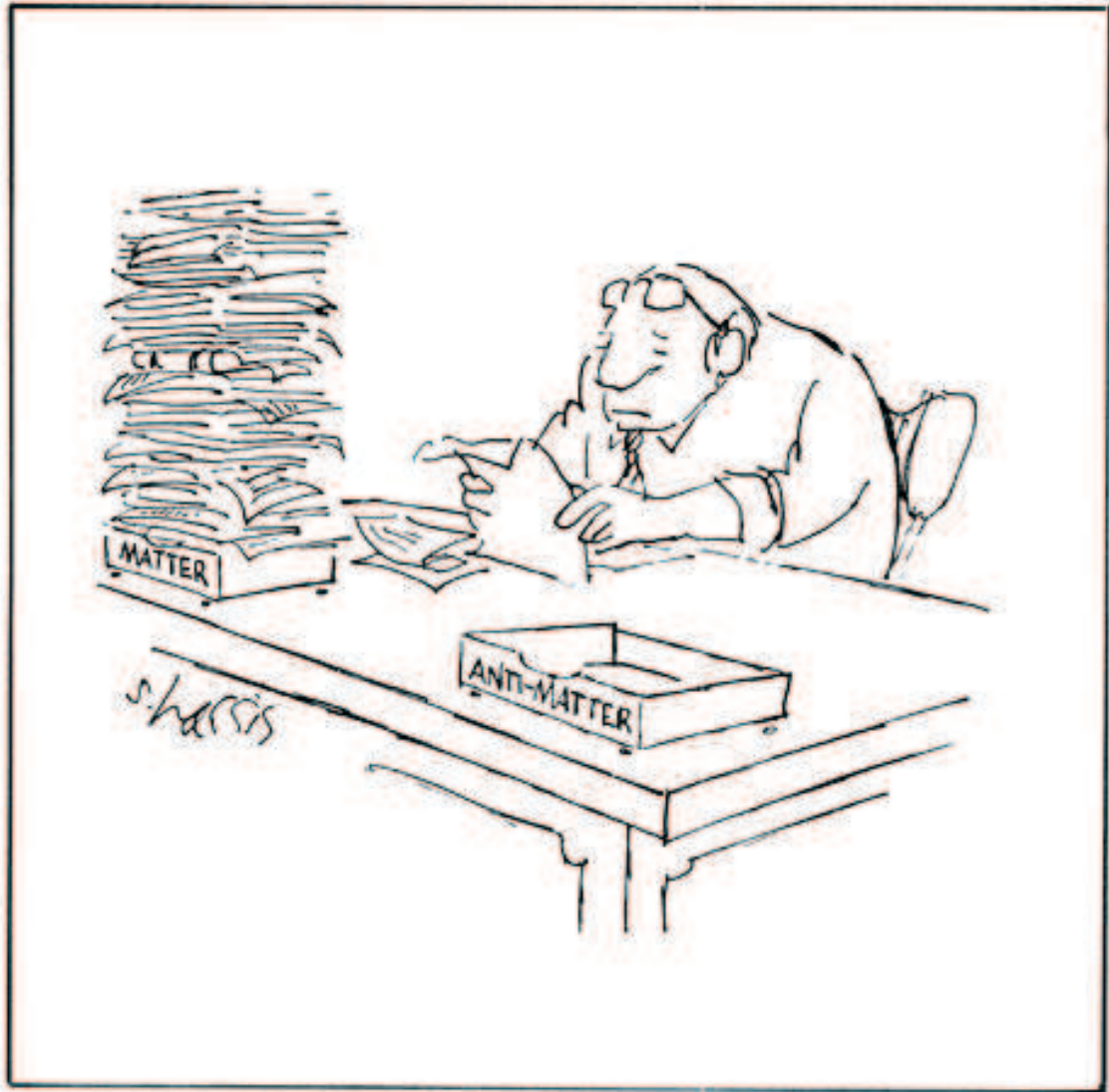
par

Rémy DUPERRAY

Soutenue le 8 juillet 2004, devant le jury composé de :

F. BARAO,	Rapporteur
M. BUENERD,	
F. MONTANET,	Président
J. ORLOFF,	Rapporteur
K. PROTASSOV,	Directeur de thèse

Thèse préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble
CNRS, IN2P3-UJF



“Ce qui caractérise notre époque, c'est la perfection des moyens et la confusion des fins”
Albert Einstein

MERCI

Je remercie le précédent directeur de l'Institut des Sciences Nucléaires, Joël Chauvin ainsi que l'actuel directeur de cet établissement (devenu entre temps le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble), Johann Collot, de m'avoir accueilli.

Je remercie les membres de mon jury, Fernando Barao, Jean Orloff et François Montanet, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Je souhaite particulièrement et chaleureusement remercier Konstantin Protassov d'avoir encadré avec bienveillance cette thèse. Les résultats présentés dans ce manuscrit lui doivent l'essentiel. Travailler à ses côtés fut une expérience très enrichissante scientifiquement mais aussi humainement. Malgré un emploi du temps très chargé, Konstantin a toujours fait preuve de disponibilité et de patience pour répondre à mes questions et ses réponses furent toujours pour moi très instructives. Qu'il trouve ici le témoignage de ma profonde reconnaissance.

Je tiens également à remercier Michel Buénerd de m'avoir accueilli dans son groupe alors que cela n'était pas prévu. Il a suivi de près ce travail et fut à l'origine du choix de la problématique abordée. Son enthousiasme scientifique mais aussi sportif (course à pied, ski de randonnée...) fut une source permanente de motivation.

Je remercie l'ensemble de l'équipe AMS, en particulier Marciano Vargas et Olivier Véziant avec qui j'ai eu la joie de partager des bureaux et qui sont toujours de bonne humeur et ne se prennent jamais au sérieux, Bruny Baret avec qui j'ai fait un voyage épique pour rejoindre Erice en Sicile ce qui restera un grand souvenir, Fernando Barao qui s'intéresse à tous les sujets et qui veut toujours tout comprendre ce qui est une grande qualité, Laurent Derome qui m'a donné de nombreux conseils, toujours judicieux, pendant la période de rédaction, Ching-Yuan Huang qui a commencé le travail sur la production d'antiprotons et enfin le club des trous noirs primordiaux, Gaëlle Boudoul, Julien Grain et Aurélien Barrau qui m'ont instruit sur de nombreux sujets de nouvelles physiques.

Merci beaucoup à Claudine Tur, responsable de la bibliothèque, que j'ai sollicitée de nombreuses fois pour chercher des articles introuvables et qu'elle a toujours trouvés avec le sourire.

Un grand merci à Rimas et Damian avec qui j'ai partagé le bureau pour le stage de DEA et le début de la thèse. Ils ont fait preuve de beaucoup de patience et de gentillesse pour répondre à mes questions et m'aider à trouver la source de mes "bugs" informatiques.

Un merci spécial à David Maurin avec qui j'ai eu la chance de travailler, trop peu de temps malheureusement. Ses compétences reconnues en matière de propagation des rayonnement cosmiques ont été pour moi d'un grand secours.

Je remercie tous les thésards et ex-thésards du laboratoire dont beaucoup étaient membres de notre fameuse équipe de foot très expérimentée dans la gestion de la défaite.

Je dédie ce travail à celles qui donnent du sens à chacune de mes journées, Patricia et Ana.

Principales notations

A : noyau de nombre de masse A

E : énergie totale

T : énergie cinétique (par nucléon dans tout le chapitre 5)

\mathbf{p}_a : quantité de mouvement tridimensionnelle de la particule a

E_{inc} : énergie totale de la particule incidente (projectile)

\mathbf{k} : vecteur d'onde

$\hbar\mathbf{q}$: quantité de mouvement transférée

p_a : quadrivecteur impulsion-énergie de la particule a ou norme de la quantité de mouvement tridimensionnelle selon le contexte

$p_{\perp}(p_t)$: quantité de mouvement transverse de la particule produite

p_{\parallel} : quantité de mouvement longitudinale de la particule produite

p_{lab} : norme de la quantité de mouvement tridimensionnelle de la particule produite dans le référentiel du laboratoire

\square^* : grandeur physique exprimée dans le référentiel du centre de masse

$p_{\parallel\max}$: quantité de mouvement longitudinale maximale possible pour la particule produite

E_{\max} : énergie maximale autorisée pour la particule produite

$y = 0.5 \ln(E + p_{\parallel}) / (E - p_{\parallel})$: rapidité

$x_f = p_{\parallel}^* / p_{\parallel\max}^*$: variable d'échelle de Feynman

$x_R = E_{\parallel}^* / E_{\parallel\max}^*$: variable d'échelle radiale

m_a : masse de la particule a

N : nucléon

c.m. : centre de masse

\sqrt{s} : énergie totale dans le référentiel du centre de masse

β : vitesse d'une particule (vitesse relative de deux particules)

$\gamma = 1 / (\sqrt{1 - \beta^2})$: facteur de Lorentz

μ : masse réduite

p_0 : quantité de mouvement de coalescence

f : amplitude de diffusion

σ : section efficace

$E d^3\sigma / dp^3$: section efficace différentielle inclusive et invariante de Lorentz

$d\sigma / d\Omega$: section efficace différentielle de diffusion élastique

σ_{el} : section efficace élastique

σ_{cex} : section efficace d'échange de charge

σ_a : section efficace d'annihilation

σ_{in} : section efficace de diffusion inélastique

σ_r : section efficace totale de réaction ou simplement section efficace de réaction

$\sigma_{ina} = \sigma_r - \sigma_a$: section efficace de diffusion inélastique non-annihilante

$\sigma_{tot} = \sigma_r + \sigma_{el}$: section efficace totale

ALD : Approximation de la Longueur de Diffusion
LBM : Leaky Box Model (modèle de la boîte qui fuit)
DHM : Diffusion Halo Model (modèle de diffusion avec halo)
RC : Rayonnement Cosmique
IS : InterStellaire
MIS : Milieu InterStellaire
FLIS : Flux Local InterStellaire
TOA : Top Of the Atmosphere
CS : Coalescence Standard
CD : Coalescence par Diagramme
 τ_{esc} : temps d'échappement
 τ_{int} : temps d'interaction
 λ_{esc} : distance d'échappement
 λ_{int} : distance d'interaction
 Φ : flux
 ϕ : paramètre de modulation solaire
 Q : terme source
 Q^{mat} : terme source matière correspondant aux réactions pp , pHe et Hep
 $Q^{\bar{p}MIS}$: terme source correspondant aux réactions $\bar{p}p$ et $\bar{p}He$
 Q^{ina} : terme de diffusion inélastique non-annihilante

Introduction

L'intérêt pour la recherche d'antimatière dans le rayonnement cosmique s'est intensifié avec l'émergence de nouvelles perspectives astrophysiques. Cette recherche est un des principaux objectifs du futur spectromètre spatial AMS. D'une part, la présence de matière noire dans la galaxie (sous forme de particules massives qui interagissent peu avec la matière, de trous noirs primordiaux...) pourrait se traduire par une contribution significative aux flux d'antiprotons (\bar{p}) et d'antideutrons (\bar{d}) dans le rayonnement cosmique. D'autre part, une motivation fondamentale est liée à la recherche d'antimatière primordiale (\bar{p} , ${}^4\overline{He}$, \bar{C}) issue d'éventuels domaines d'antimatière dans l'Univers (formés d'antigalaxies). La présence ou non d'antinoyaux primordiaux dans le rayonnement cosmique peut apporter d'importants éclairages sur l'asymétrie matière-antimatière de l'Univers.

Notre galaxie peut elle-même produire de l'antimatière, qualifiée de secondaire, lors des collisions entre le rayonnement cosmique et la matière du milieu interstellaire. Ainsi, à l'heure actuelle, il est généralement admis que la partie dominante du flux d'antiprotons mesuré expérimentalement est d'origine secondaire. De façon générale, l'antimatière secondaire constitue un bruit de fond pour la recherche de matière noire ou d'antimatière primordiale ; il est donc indispensable de la connaître. L'objectif essentiel de la présente thèse est la détermination des flux d'antimatière secondaire sous la forme de \bar{p} , \bar{d} , ${}^3\overline{He}$ et ${}^4\overline{He}$.

Après un chapitre général sur la problématique de l'antimatière dans le rayonnement cosmique et sur la description de l'expérience AMS, le chapitre 2 sera consacré à la production d'antiprotons dans les collisions proton-proton et proton-noyaux. Une connaissance précise de la section efficace de production d'antiprotons est indispensable dans la détermination du flux secondaire de ces derniers mais est aussi un ingrédient essentiel dans le calcul des sections efficaces de production des antinoyaux légers. A partir des propriétés physiques élémentaires des collisions hadroniques et des données expérimentales, nous avons construit deux paramétrisations analytiques pour décrire la production des antiprotons.

La production des antinoyaux légers, \bar{d} , ${}^3\overline{He}$ et ${}^4\overline{He}$ sera étudiée au chapitre 3 dans le cadre du modèle phénoménologique de la coalescence, historiquement développé pour expliquer la formation de fragments légers dans les collisions nucléaires. Ce modèle dans sa version standard contient un paramètre libre, la quantité de mouvement de coalescence, qui doit être ajusté sur les données expérimentales existantes. Pour s'affranchir de ce paramètre, nous avons aussi utilisé et adapté une version plus microscopique de la coalescence qui fait appel aux techniques de calcul des diagrammes de Feynman.

Au chapitre 4, nous allons nous pencher sur différents aspects de l'interaction antimatière-matière. En effet, l'étude de la propagation des antinoyaux dans la galaxie requiert la connaissance des sections efficaces totales de réaction de ces derniers avec la matière du milieu interstellaire. Dans un premier temps, c'est l'aspect basse énergie de cette interaction qui va nous intéresser, ce qui va nous éloigner temporairement de notre objectif principal. Cette étude est motivée par les résultats obtenus dans

l'expérience OBELIX réalisée auprès de la machine LEAR du CERN. Dans un deuxième temps, nous regarderons l'interaction antimatière-matière à des énergies plus élevées, ce qui sera directement utile à notre problématique générale.

Au chapitre 5, nous allons calculer les flux d'antimatière secondaire en nous servant des résultats obtenus dans les chapitres précédents. Le modèle de propagation de "la boîte qui fuit" sera utilisé. Pour vérifier notre démarche, nous commencerons par calculer le flux de \bar{p} secondaires qui a déjà été largement étudié. Cependant, nous apporterons quelques nouveautés en particulier dans la prise en compte des processus de diffusion inélastique non-annihilante des \bar{p} et dans l'estimation des sections efficaces de production (chapitre 2). Une partie importante sera consacrée à l'étude du flux de \bar{d} secondaires qui a fait l'objet de peu de travaux. Outre les sections efficaces de production déterminées au chapitre 3, plusieurs nouveautés seront introduites en particulier concernant les processus qui peuvent repeupler la partie basse énergie du flux. Nous terminerons par l'estimation des flux de ${}^3\overline{He}$ et de ${}^4\overline{He}$ secondaires.

Nous avons essayé au cours de cette thèse d'adopter une démarche pragmatique en nous appuyant constamment sur des modèles phénoménologiques simples mais efficaces et sur les données expérimentales. Dans cet esprit, nous avons fait nôtre la boutade de Paul Valéry : "Ce qui est simple est faux, ce qui ne l'est pas est inutilisable" et nous avons pris le risque de la simplicité.

Table des matières

Principales notations	i
Introduction	iii
1 L'antimatière et l'expérience spatiale Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)	1
1.1 L'antimatière : un peu d'histoire	1
1.2 L'asymétrie entre matière et antimatière dans l'Univers	2
1.3 L'antimatière dans le rayonnement cosmique	4
1.4 L'expérience AMS	7
1.4.1 Objectifs scientifiques	8
1.4.2 Les sous-détecteurs	9
1.5 Le détecteur RICH d'AMS et tests en faisceau d'ions	12
1.5.1 Le rayonnement Cherenkov	13
1.5.2 Imageurs Cherenkov à focalisation de proximité	15
1.5.3 Imageurs Cherenkov d'AMS	16
1.5.4 Tests en faisceau d'ions	17
2 Production d'antiprotons dans les collisions pp et pA	25
2.1 Introduction	25
2.2 Concepts de base sur la notion de section efficace	25
2.2.1 Section efficace de réaction	26
2.2.2 Réaction inclusive	28
2.2.3 Les variables cinématiques	29
2.3 Quelques caractéristiques générales des collisions hadroniques	30
2.4 Paramétrisation de la section efficace inclusive de production de \bar{p} dans les collisions pp et pA	32
2.4.1 Résultats pour les cibles nucléaires $A \geq 2$	37
2.4.2 Données non prises en compte dans la procédure d'ajustement	43
2.4.3 Analyse des données de la collision $pp \rightarrow \bar{p}X$	45
2.5 Multiplicité moyenne d'antiprotons	49
2.6 Conclusion	49
3 Production d'antideutrons, d'antitritiums et d'antihéliums dans les collisions pp et pA	51
3.1 Introduction	51
3.2 Le modèle de coalescence usuel	51
3.2.1 Origine et description	51
3.2.2 Application à la production d'antimatière $A \geq 2$	55
3.3 Un modèle microscopique de coalescence : une approche par diagramme	62
3.3.1 Application pour la production de \bar{d}	67
3.3.2 Application à la production d'antitritium et d'antihélium 3	74
3.4 Conclusion	81

4	Interaction matière-antimatière	83
4.1	Introduction	83
4.2	Annihilation antiproton-noyau à basse énergie	84
4.2.1	Les principaux processus d'interactions $\bar{p}p$ et $\bar{p}A$	84
4.2.2	Comportement des sections efficaces d'interaction des antiprotons à basse énergie	84
4.2.3	Rappels sur la diffusion à deux corps et la méthode des ondes partielles	85
4.2.4	Modèle optique	90
4.2.5	Interaction coulombienne	91
4.2.6	Approximation de la longueur de diffusion	92
4.2.7	Résultats	95
4.2.8	Bilan	105
4.3	Interaction de l'antimatière avec le milieu interstellaire	106
4.3.1	Problématique	106
4.3.2	Modèle de Glauber	106
4.3.3	Applications	112
4.3.4	Bilan	118
4.4	Conclusion	120
5	Calcul des flux galactiques d'antimatière secondaire	121
5.1	Introduction	121
5.2	Propagation : modèle de la boîte qui fuit (LBM)	122
5.2.1	Equation de diffusion	122
5.2.2	Approximations du LBM	123
5.2.3	LBM dans le cas de l'antimatière secondaire	124
5.3	Calcul du flux d'antiprotons secondaires	126
5.3.1	Les ingrédients du calcul	128
5.3.2	Résultats	137
5.3.3	Bilan	143
5.4	Calcul du flux d'antideuteron secondaires	145
5.4.1	Les ingrédients du calcul	145
5.4.2	Résultats	150
5.4.3	Bilan	156
5.5	Calcul des flux d'antihélium 3 et d'antihélium 4 secondaires	156
5.6	Quantité d'antimatière attendue, bilan	159
	Appendice 1 : Fonction d'onde du deuteron	166
	Appendice 2 : Fonction d'onde à 3 corps	169
	Bibliographie	171
	Table des figures	183

Chapitre 1

L'antimatière et l'expérience spatiale Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)

800 : dépenses militaires

400 : publicité

13 : nutrition et soins

6 : éducation

François Plassard, cité dans Le syndrome du Titanic par Nicolas Hulot

1.1 L'antimatière : un peu d'histoire

La mécanique quantique non relativiste a été achevée dans une période étonnamment brève 1923-1926, contrairement à sa version relativiste qui s'est révélée être un problème beaucoup plus épineux à résoudre. Le premier succès majeur dans l'élaboration de la théorie relativiste a été la proposition, par Paul Dirac, de l'équation qui porte son nom en 1927 [1]. L'équation de Dirac originelle était supposée décrire un électron libre avec une énergie donnée par la formule relativiste qui relie énergie, quantité de mouvement et masse ¹ $E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2$. Mais cette formule possède une caractéristique troublante. Pour chaque solution à énergie positive ($E = +\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$), elle admet une solution correspondante à énergie négative ($E = -\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$). Ainsi, selon la tendance de chaque système à évoluer vers un état de plus basse énergie, les électrons devraient passer à des états d'énergie de plus en plus négative, d'où ils ne pourraient plus revenir, en rayonnant une quantité infinie d'énergie au cours du processus. Mais dans la réalité, les électrons ne disparaissent pas. Pour résoudre ce problème, Dirac évoqua le principe de Pauli qui interdit à deux fermions ayant les mêmes nombres quantiques d'être dans le même état d'énergie. Il eut la brillante idée de postuler que tous les états d'énergie négative étaient occupés, l'ensemble constituant alors ce que l'on appelle "la mer". Ainsi, dans la vision de Dirac, le vide est remplacé par une mer infinie d'états d'énergie négative. Il est alors impossible aux électrons d'énergie positive de "tomber" dans les états d'énergie de plus en plus négative puisque cela est interdit par le principe de Pauli. L'électron a ainsi retrouvé sa stabilité.

¹Pour un système d'unité dans lequel $c=1$

Il est alors possible de créer un trou dans la mer en excitant un électron de son état d'énergie négative ($-E$) vers un état d'énergie positive (E'). L'absence dans la mer d'un électron de charge ($-e$) et d'énergie ($-E$) est interprétée comme la présence d'une antiparticule de charge ($+e$) et d'énergie ($+E$). A l'arrivée, cette excitation a pour effet la création d'une paire électron ($E', -e$)–positron (E, e).

En 1930, Dirac a d'abord interprété ces particules de charge positive comme des protons mais suite à une critique d'Oppenheimer en 1931, il donna un sens correct à ces particules en tant qu'antiélectrons de même masse que l'électron, mais de charge opposée. Ce fut un grand triomphe pour Dirac et pour la science lorsque en 1932, ces particules, les positrons, furent observées dans le rayonnement cosmique par Carl Anderson [2]. Cette découverte valut le prix Nobel à Dirac.

Malgré le succès de la théorie de Dirac, les physiciens étaient mal à l'aise avec cette notion de mer d'états d'énergie négative. Il fallut attendre les travaux de Pauli et Weisskopf (1934), Stückelberg (1941) et surtout de Richard Feynman (1948) [3] pour aboutir à l'interprétation de Feynman–Stückelberg. Selon Feynman, une solution d'énergie négative décrit une particule qui remonte le cours du temps, ou de façon équivalente, une antiparticule qui se propage dans le même sens que le temps. Le formalisme de l'électrodynamique quantique développé par Feynman fait jouer un rôle entièrement symétrique aux électrons et aux positrons. Lorsqu'ils se rencontrent, ils peuvent s'annihiler, créant de l'énergie en quantité égale à la masse qui disparaît. Inversement, de l'énergie lumineuse, des photons, peut se matérialiser sous la forme d'une paire électron–positron.

L'existence d'antiparticules d'abord prédite dans le cadre de l'électrodynamique quantique est une caractéristique générale des théories quantiques des champs. Chaque particule possède une antiparticule qui lui est associée. Elles ont les mêmes caractéristiques mécaniques, c'est-à-dire même masse et même moment angulaire intrinsèque, ou spin. Cependant une particule et une antiparticule ont des valeurs opposées de leurs nombres quantiques que sont la charge électrique, le moment magnétique, l'étrangeté, le charme, la beauté, le nombre baryonique, le nombre leptonique etc. Ainsi à chacune des briques élémentaires que sont à l'heure actuelle les quarks et les leptons correspondent des antiquarks et des antileptons. Certaines particules neutres peuvent être leur propre antiparticule comme le méson π^0 . C'est aussi le cas du photon.

Au même titre que la matière (noyaux, atomes, molécules, organismes) qui est constituée de particules, l'antimatière est constituée d'antiparticules. Le premier antiproton fut effectivement observé auprès de l'accélérateur de Berkeley en Californie en 1955 par Chamberlain *et al* [4], le premier anti-deuteron en 1965 auprès du Cern par Zichichi *et al* [5] et indépendamment par Lederman *et al* [6], le premier antitritium en 1971 par Vishnevsky *et al* [7], le premier antihélium-3 en 1974 par Antipov *et al* [8] puis en 1978 par Bozzoli *et al* [9] (antitritium et antihélium-3). En 1995, le premier antiatome d'hydrogène a été fabriqué au CERN grâce à la machine LEAR.

1.2 L'asymétrie entre matière et antimatière dans l'Univers

Si l'on croit que les lois de la physique considèrent la matière et l'antimatière sur le même pied d'égalité, une intrigante question se pose à nous. Pourquoi le monde qui nous entoure, Terre, Soleil, étoiles etc..., est-il composé quasi uniquement de matière? Il semble que la symétrie entre matière

et antimatière soit exclue sur des distances aux moins égales à celle de la taille du super-amas local. En effet, les observations ont montré l'absence d'un excès de rayonnement gamma signature d'une annihilation matière—antimatière.

La description de l'évolution de l'Univers, fondée à l'heure actuelle sur le modèle standard du Big-Bang, nous dit que l'Univers est né dans des conditions de densité et de température extrêmes, ce qui permet la création très facile de paires de particules et d'antiparticules. Ces paires peuvent ensuite s'annihiler, puis être recréées, et un équilibre est ainsi atteint : la densité moyenne de chaque particule est à peu près la même. Il y a alors pratiquement autant de photons et de leptons que de protons ou que d'antiprotons. L'Univers est dans un état symétrique matière—antimatière. Mais ensuite, le refroidissement de l'Univers rend de plus en plus difficile la création des paires après leur annihilation et, au bout du compte, toute l'antimatière finirait par s'annihiler avec la matière en photons gamma [10]. Outre des photons, l'Univers serait ainsi vide, ce qui n'est manifestement pas le cas puisque nous sommes là pour en parler. Deux scénarios principaux ont été proposés pour expliquer la dominance de la matière dans notre environnement galactique.

Il est possible d'imaginer un Univers globalement symétrique et cloisonné en zones de matière et d'antimatière. Bien sûr, de telles zones doivent avoir une taille au moins supérieure à 20 Mpc, puisqu'aucune présence notable d'antimatière n'a été détectée jusqu'à de telles distances. Pour que cet Univers symétrique puisse exister, il faut éviter que l'antimatière et la matière ne s'annihilent. Il doit donc exister un mécanisme qui permette de séparer de façon rapide et sur de grandes distances la matière de l'antimatière aux premiers instants de l'Univers. De tels mécanismes restent à préciser.

L'autre scénario qui semble avoir la faveur des physiciens est celui d'un Univers globalement asymétrique dominé par la matière. Pour cela, il doit y avoir un excédent de matière pour que celle-ci survive aux annihilations mutuelles, et c'est cet excédent qui constituerait la matière qui nous entoure. Ce dernier est minuscule, chaque milliard d'antiprotons est compensé par un milliard de protons plus un. En effet, on observe aujourd'hui un milliard de photons pour chaque proton ou chaque électron. Mais comment, à partir d'une situation symétrique entre matière et antimatière, peut-on arriver à une situation asymétrique? En 1967, Sakharov a montré, à partir de conditions générales, qu'une telle situation requiert les conditions suivantes (qui sont nécessaires et suffisantes) [11] :

1. La violation de la symétrie CP . C est l'opérateur de symétrie de charge qui change une particule en son antiparticule et P est l'opérateur de parité. Après la découverte de la violation de P par l'interaction faible [12] (seuls les neutrinos d'hélicité gauche semblent exister dans la nature), on a réalisé que la véritable transformation qui change une particule en son antiparticule est l'opération combinée CP et non l'opération C (CP transforme un neutrino d'hélicité gauche en un antineutrino d'hélicité droite qui existe dans la nature). Si la violation de CP n'a pas lieu, les antiparticules interagissent toujours de la même façon que les particules, une asymétrie est alors impossible. La violation de CP a été observée expérimentalement par Fitch et Cronin dans les années 60 dans le système du méson K^0 [13] (un état lié d'un quark s et d'un antiquark d). Cette violation est cependant très faible et est insuffisante pour rendre compte de l'asymétrie observée [10].

2. La violation du nombre baryonique. Comme aujourd'hui il y a une asymétrie entre les baryons et les antibaryons ($N_B - N_{\bar{B}} > 0$ avec N_B le nombre de baryons et $N_{\bar{B}}$ le nombre d'antibaryons), certaines interactions devaient violer la conservation du nombre baryonique au moment du Big-Bang. Dans les théories de grande unification des forces électrofaible et forte (GUT en anglais), il existe de telles interactions. Une prédiction de ces théories est la désintégration du proton. Le problème est qu'actuellement les données expérimentales donnent pour durée de vie du proton une limite inférieure de 10^{33} ans (comparé à l'âge de l'Univers 10^{10} ans). Il existe aussi, dans le cadre du modèle standard, certaines théories de baryogénèse électrofaible qui permettent, de manière exotique, la violation du nombre baryonique.
3. Une situation hors équilibre thermique. Dans le cadre des théories quantiques des champs, le théorème *CPT* dit que l'opération combinée *CPT* (T est l'opérateur de renversement du temps) est une symétrie ² exacte de la nature. Or le théorème *CPT* implique que la masse d'une particule et de son antiparticule correspondante soient les mêmes. L'abondance d'un type de particule à l'équilibre thermique, à une température constante, dépend seulement de la masse de cette particule; il faut donc ne pas être dans un tel équilibre pour espérer avoir une asymétrie matière–antimatière. Dans le modèle du Big-Bang, il est facile de se trouver dans un état hors équilibre thermique au cours de l'expansion et du refroidissement de l'Univers.

Outre ces deux grandes classes de modèle, l'existence de régions macroscopiques d'antimatière dans un Univers globalement asymétrique a aussi été étudiée. Ces modèles prévoient l'existence d'antiamas dans notre galaxie [14]. La faiblesse de tels modèles tient au fait que la formation de ces amas doit être très rapide pour éviter leur annihilation, de plus leur mise en évidence semble délicate car les amas globulaires sont formés essentiellement de vieilles étoiles et présentent un faible taux d'explosion de supernovæ (qui enverraient d'éventuels antinoyaux pouvant être détectés près de la Terre).

Comme on peut le constater après ce petit aperçu, le problème de l'asymétrie matière–antimatière reste presque entier.

1.3 L'antimatière dans le rayonnement cosmique

L'étude du Rayonnement Cosmique (RC) est un outil privilégié pour comprendre l'Univers qui nous entoure. En effet, il constitue le seul échantillon de matière (voire d'antimatière) qui nous arrive au niveau de la Terre d'au-delà du système solaire. Son appellation (rayonnement) est d'ailleurs impropre puisqu'il ne s'agit pas de photons, en fait, le RC recouvre aujourd'hui un vaste ensemble de particules : noyaux, électrons, muons, neutrinos etc... .

S'il existe des zones d'antimatière dans l'Univers, ou encore des antiamas globulaires dans notre galaxie, il doit être possible d'observer cette antimatière (que l'on qualifiera de primordiale) dans le RC. Effectivement, la présence d'antiprotons (\bar{p}) dans le RC a été observée pour la première fois par R.L Golden et al [15] en 1979 au moyen d'un spectromètre magnétique embarqué sur un ballon

²Le fait d'appliquer l'opération, ou plus exactement l'opérateur, *CPT* à un système physique (ou un processus) ne modifie pas la valeur des observables physiques attachées à ce dernier.

stratosphérique (altitude de l'ordre de 40 km) ce qui permet de limiter le bruit de fond engendré par l'interaction du RC avec l'atmosphère. De nombreuses autres expériences ont suivi, en particulier dans les années 90, qui ont permis de mesurer avec une précision de plus en plus grande le flux de \bar{p} . La figure 1.1 présente une compilation des données obtenues sur la mesure de \bar{p} par les diverses expériences résumées dans le tableau 1.1.

On a aussi recherché la présence d'antihélium (\overline{He}) dans le RC mais sans succès [16, 17, 18, 19, 15, 20, 21, 22, 23, 24]. Cette recherche a permis cependant de mettre une limite supérieure sur le rapport \overline{He}/He dont une compilation des résultats est présentée sur la figure 1.2.

Plus récemment, la présence d'antideutrons (\bar{d}) dans les vols BESS de 1997-2000 [25] a été recherchée. Aucun \bar{d} n'a été détecté, cependant une limite supérieure a été déterminée. Pour une énergie cinétique par nucléon comprise entre 0.17 et 1.15 GeV/n, le flux de \bar{d} est inférieur à $1.9 \times 10^{-4} \text{ (m}^2 \text{ s sr GeV/n)}^{-1}$ avec un niveau de confiance de 95%.

Il est admis aujourd'hui que les \bar{p} détectés dans le RC sont produits par notre propre galaxie. En effet, cette dernière est capable de produire de l'antimatière par simple réaction hadronique entre le RC et la matière du milieu interstellaire (MIS) composée essentiellement d'hydrogène et d'hélium [26]. L'étude de cette antimatière, qualifiée de secondaire, sous la forme d'antinucléons légers \bar{p} , \bar{d} , ${}^3\overline{He}$ et ${}^4\overline{He}$, constituera l'essentiel de cette thèse. Cette étude se justifie à plusieurs titres. Tout d'abord, de

Référence	Expérience	Année du vol	Type
Y. Asoaka <i>et al</i> [27]	BESS00	2000	ballon
Y. Asoaka <i>et al</i> [27]	BESS99	2000	ballon
M. Aguilar <i>et al</i> [28]	AMS-01	1998	navette
M. Boezio <i>et al</i> [29]	CAPRICE2	1998	ballon
S. Orito <i>et al</i> [30]	BESS95-97	1995-97	ballon
M. Boezio <i>et al</i> [31]	CAPRICE1	1994	ballon
J.W. Mitchellet <i>al</i> [32]	IMAX	1992	ballon
G. Basini <i>et al</i> [33]	MASS91	1991	ballon
A. Buffington <i>et al</i> [20]		1980	ballon

TAB. 1.1 – Liste des expériences qui ont mesurées le flux de \bar{p} au niveau de la Terre.

nouveaux projets expérimentaux de recherche d'antimatière primordiale dans le RC sont en cours de préparation : le ballon BESS [27] (dans une version évoluée), le satellite PAMELA [34] (le premier vol est prévu pour l'année 2004) et bien sûr l'expérience AMS [28] qui nous intéresse en premier lieu et sur laquelle nous reviendrons en détail par la suite. Il est généralement admis que la détection d'un seul ${}^4\overline{He}$ ou ${}^{12}\overline{C}$ par ces expériences indiquerait de façon univoque la présence d'antiétoiles (regroupées en antigalaxies) dans l'Univers. Une zone d'Univers constituée d'antiétoiles doit produire un flux d'anti-RC possédant la même "composition" qu'un flux de RC. Il doit donc être majoritairement constitué de \bar{p} , puis de ${}^4\overline{He}$, de ${}^{12}\overline{C}$ etc. Comme les \bar{p} sont essentiellement secondaires, il est plus facile de rechercher des ${}^4\overline{He}$ et des ${}^{12}\overline{C}$. Il est donc important de s'assurer qu'il n'existe pas dans le RC de trace d'antinucléons détectables fabriqués par notre galaxie. De façon générale, on peut dire que l'antimatière secondaire constitue un "bruit de fond" pour ces expériences.

Il existe aussi d'autres sources d'antimatière possibles dans le RC que l'on qualifiera d'exotiques (ce

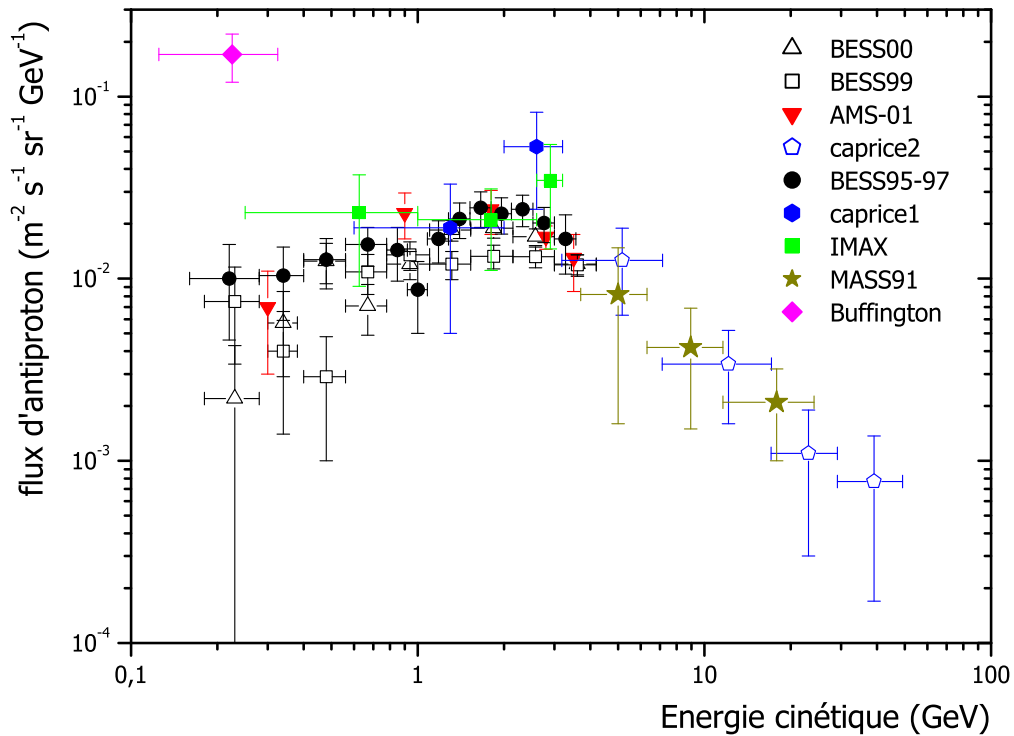


FIG. 1.1 – Compilation des résultats sur la mesure du flux de \bar{p} au niveau de la Terre.

qui ne préjuge en rien de leur importance) et qui constitueraient des sources possibles d'antimatière primaires. Nous en citerons deux principales :

1. A l'échelle des galaxies, l'étude de la dynamique indique qu'il existe un halo de matière noire non baryonique autour de celle-ci et de nature inconnue. Cette matière représente environ 25% de la masse totale de l'Univers. Comme candidat possible à la matière noire, les physiciens ont pensé au neutralino (χ) (il fait partie d'une classe plus générale de particules nommées WIMPS pour Weakly Interacting Massive Particles). Une extension possible du modèle standard est la théorie supersymétrique (SUSY). En effet, cette théorie fournit un cadre général pour comprendre la différence entre fermions et bosons et rend compte de la hiérarchie des masses. La particule SUSY la plus légère n'est autre que le neutralino, donc (sous réserve que la R-parité soit conservée) elle est stable. De plus, une estimation "rudimentaire" de sa densité relique conduit "naturellement" à une valeur proche de celle nécessaire pour rendre compte de cette matière noire. Les physiciens ont fait d'une pierre deux coups. Pour mettre en évidence le neutralino, ils ont pensé à la détection des produits de l'annihilation $\chi + \chi$ (χ est sa propre antiparticule) notamment sous forme de \bar{p} et plus récemment sous forme de \bar{d} [35]. La connaissance au préalable de la production de \bar{p} et de \bar{d} , au sein de notre propre galaxie, est donc indispensable.

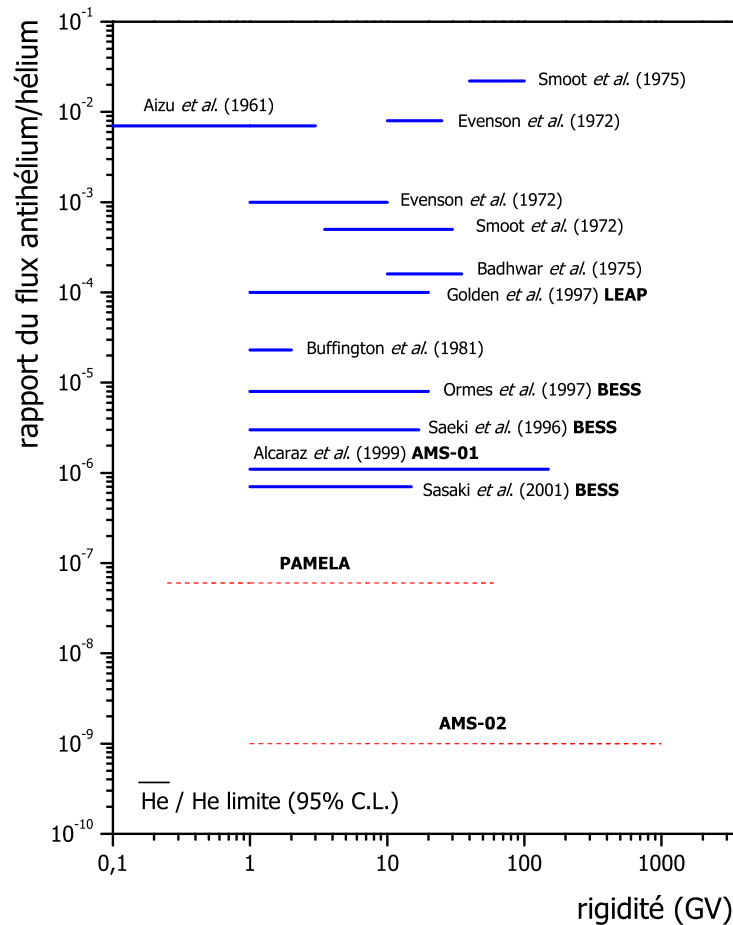


FIG. 1.2 – Compilation des résultats sur la limite supérieure du rapport \overline{He}/He . Les lignes tiretées correspondent à des prévisions.

- Les \bar{p} et les \bar{d} pourraient signer aussi la présence dans notre Univers d'objets tout aussi exotiques et intéressants que sont les trous noirs primordiaux et qui font l'objet de beaucoup d'études [36], [37]. L'intérêt de ces objets réside, en outre, dans le fait que seule une théorie quantique de la gravitation est nécessaire pour les décrire de façon complète. De plus, ils pourraient aussi représenter des candidats possibles à la matière noire.

1.4 L'expérience AMS

Un prototype d'AMS (nommé AMS-01) a volé à bord de la navette spatiale Discovery en Juin 1998 pendant 9 jours. En plus de valider le principe de ce détecteur, ce vol a permis d'obtenir d'importants résultats physiques. Les détails de cette première phase ainsi que les résultats obtenus sont rapportés

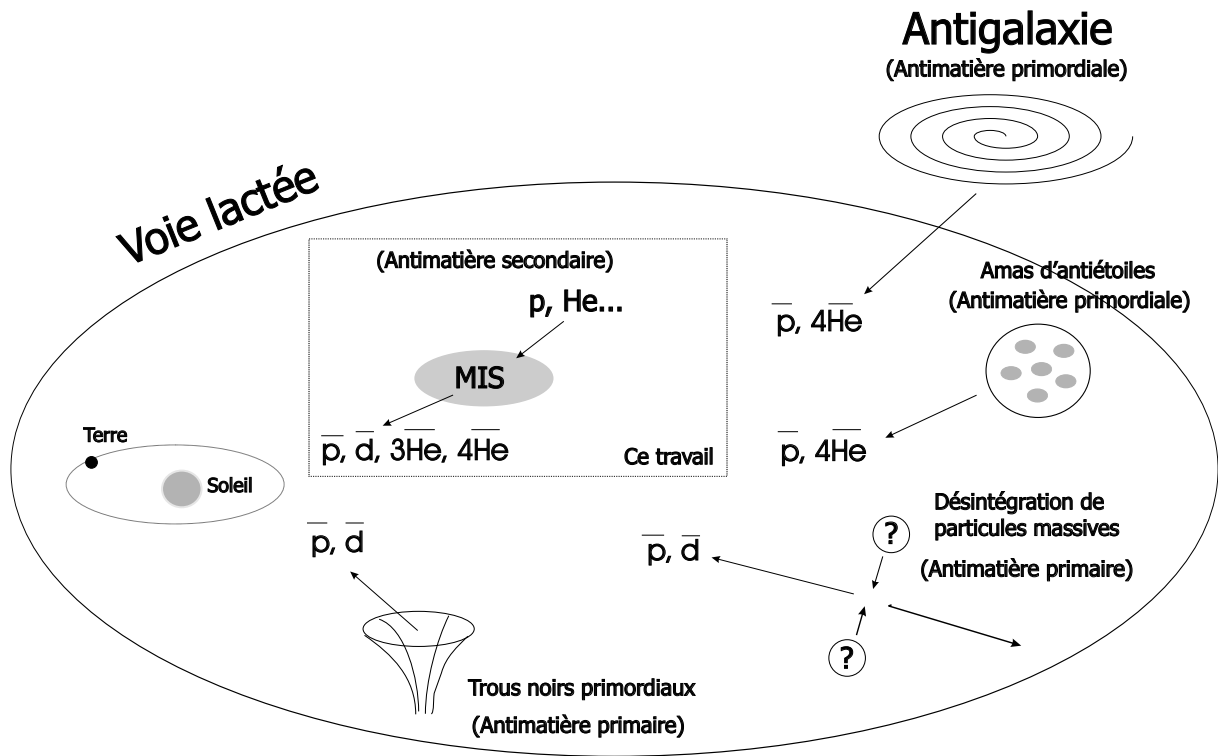


FIG. 1.3 – Sources possibles d'antimatière dans le rayonnement cosmique.

dans [28]. Pour ce qui nous concerne en premier lieu, la recherche d'antihéliums a été effectuée dans la gamme de rigidité (quantité de mouvement par unité de charge) 1–140 GV. Aucun antihélium n'a été détecté. Une limite supérieure sur le rapport \overline{He}/He a été fixée à 1.1×10^{-6} (voir figure 1.2). Le flux d'antiprotons mesuré est en bon accord avec les expériences précédentes [30] (voir figure 1.1). Ce vol a mis en évidence un flux important de protons sous la coupure géomagnétique. Le travail de simulation et d'interprétation de l'équipe AMS du LPSC a révélé la nature secondaire de ce flux de protons qui est produit par l'interaction du RC avec l'atmosphère terrestre [38].

1.4.1 Objectifs scientifiques

AMS est un détecteur de physique des particules qui sera installé sur la station spatiale internationale ISS pour une durée de 3 à 5 ans. L'installation est prévue pour 2008. AMS emprunte des éléments propres à l'instrumentation de physique des particules ; assemblage de sous-détecteurs permettant la redondance des mesures des caractéristiques des particules et l'identification de ces dernières, en respectant des normes propres au domaine spatial : contraintes mécaniques, gestion du poids et de l'alimentation, etc...

L'expérience AMS s'est fixé quatre objectifs scientifiques principaux :

1. **La recherche d'antimatière (\overline{He} , \overline{C}).** Cet objectif est lié au problème de l'asymétrie matière et antimatière dans l'Univers, discuté dans la section 1.2. AMS sera plus sensible, d'un facteur d'environ 10^3 que les expériences précédentes sur la détermination des rapports \overline{He}/He et \overline{C}/C

comme le montre la figure 1.2.

2. **La recherche de matière noire indirecte par des mesures à haute statistique des flux de \bar{p} , \bar{d} , e^+ et de photons γ .** Comme expliqué dans la section 1.3, la matière noire peut être caractérisée par un excès de \bar{p} et \bar{d} dans le RC (ce qui nous intéresse particulièrement) mais aussi par des e^+ et des γ . En fait, un signal dû à la matière noire se dégage mieux du fond si l'observation est effectuée sur les spectres des composantes minoritaires du RC, c'est-à-dire ceux des antiparticules et des photons γ .
3. **Etude astrophysique du rayonnement cosmique par les mesures, avec une statistique inégalée de la plupart des espèces présentes :** d , ${}^3\text{He}$, B , C , ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$. La connaissance des différents isotopes et des différentes abondances naturelles composant le RC donneront des informations précises sur l'origine de ces derniers ainsi que sur leur mode de propagation dans la galaxie. La mesure du rapport d'isotopiques instables tel que ${}^{10}\text{Be}/{}^9\text{Be}$ donne accès au temps de confinement des particules chargées dans notre galaxie, il s'agit en quelque sorte d'un "chronomètre galactique".
4. **Astronomie Gamma.** AMS pourra mesurer les photons γ dans une gamme d'énergie encore inexplorée entre 0.3 GeV et 100 GeV [39]. Cela permettra de combler la fenêtre manquante de mesures comprises entre les données des télescopes spatiaux comme EGRET [40] et celles des détecteurs au sol. L'étude des photons γ apporte d'importantes informations physiques sur la nature des noyaux actifs de galaxies et sur les restes de supernovæ.

1.4.2 Les sous-détecteurs

La figure 1.4 montre le détecteur AMS tel qu'il sera installé sur l'ISS. Il mesure trois mètres de haut pour une base d'un mètre et pèse quelques sept tonnes. Il a été conçu pour présenter les propriétés suivantes :

- peu de matériau sur la trajectoire de la particule pour éviter que le détecteur ne soit lui-même une source de bruit de fond ou une source de diffusion nucléaire. En contre partie, cela ne favorise pas la détection gamma par le mode conversion en paire.
- des mesures redondantes de la vitesse et de la quantité de mouvement entre différents instruments pour s'affranchir des possibles diffusions nucléaires dans le détecteur.
- un grand angle solide, l'acceptance géométrique sera de $0.5 \text{ m}^2\text{sr}$.
- une réjection proton/positron supérieure à 10^6 .
- une résolution en vitesse $\Delta\beta/\beta \sim 0.1\%$ pour distinguer les différents isotopes ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$ et ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ dans le domaine $p/A \leq 12 \text{ GeV}/c$
- une séparation en charge des éléments jusqu'à la région du Fer.

Pour satisfaire les objectifs scientifiques, AMS est en réalité un assemblage judicieux des sous détecteurs suivants (la dénomination anglaise est indiquée entre parenthèses) :

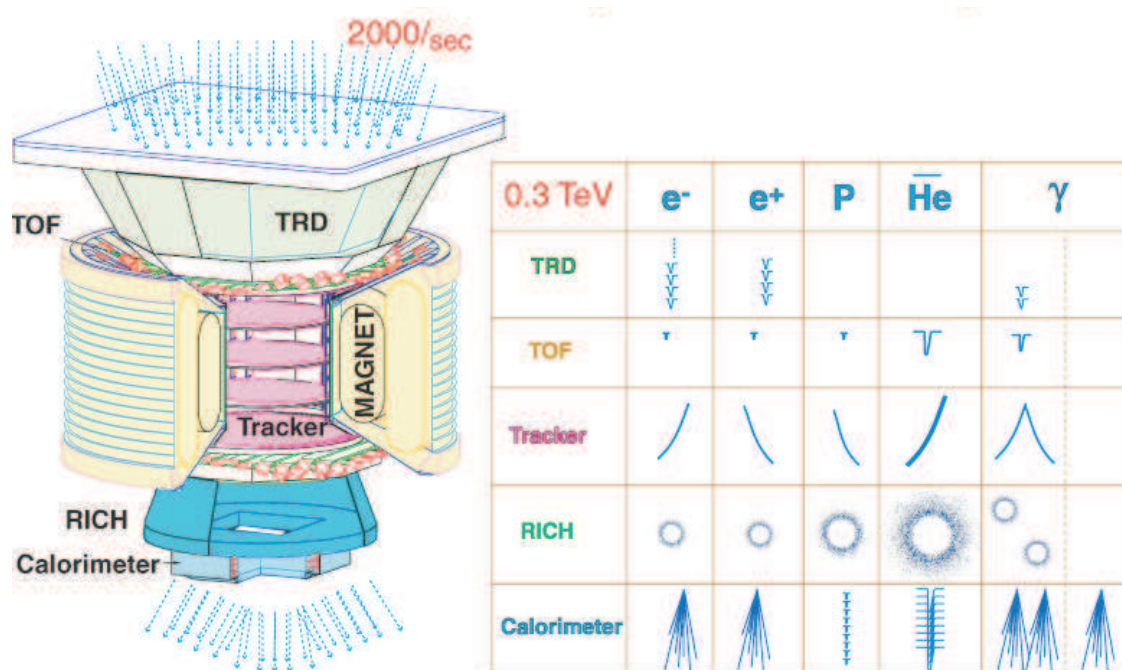


FIG. 1.4 – Vue du détecteur AMS et de sa réponse à différentes particules.

Le détecteur de rayonnement de transition (TRD pour Transition Radiation Detector)

Son rôle est de distinguer au sein du RC la composante leptonique (essentiellement des e^+ et des e^-) de la composante hadronique (p , \bar{p} et noyaux légers). En effet, à haute énergie, il est difficile de distinguer les e^+ des p qui ont la même charge. Le facteur de réjection est de 10^2 - 10^3 sur la gamme 1.5-300 GeV. Le TRD est constitué de 20 modules de milieux radiateurs différents séparés par des plans de détecteurs de photons X (détecteurs gazeux cylindriques). Le passage d'une particule chargée dans les interfaces d'entrée et de sortie de chaque couche génère un rayonnement. Ce rayonnement est produit uniquement si le facteur de Lorentz de la particule est supérieur à 1000. Pour des p et des e^+ avec une énergie inférieure à 300 GeV, seuls les e^+ satisfont cette condition ce qui les distingue des p . La probabilité d'émission est faible ($\sim 1\%$) et c'est la multiplication des couches qui génère un signal détectable.

Les hodoscopes du temps de vol (TOF pour Time of Flight)

Situés au-dessus et en-dessous de l'aimant supraconducteur, ils sont constitués de 4 plans de 8, 8, 10 et 8 palettes de scintillateurs (11 cm) respectivement. Il permet d'indiquer aux autres détecteurs le passage d'une particule chargée et de déclencher l'électronique d'acquisition. La résolution en temps est de l'ordre de 140 ps. Il permet aussi d'indiquer le sens de passage de la particule et la valeur de

sa vitesse. Ceci est essentiel pour distinguer la matière de l'antimatière car un proton qui rentre par le bas du détecteur possède la même courbure qu'un antiproton qui rentre par le haut. Enfin, la mesure de la perte d'énergie (dE/dx) par ionisation dans les scintillateurs permet aussi de contribuer à la détermination de la charge Z des particules.

L'aimant supraconducteur (Magnet)

Il remplace l'aimant permanent de la première phase d'AMS. Il produira au centre du détecteur un champ magnétique de 0.8 Tesla. Grâce à cet aimant, une particule chargée suit dès lors un rayon de courbure proportionnel à la quantité de mouvement divisé par la charge (la rigidité). Cet aimant est indispensable pour la détection de l'antimatière puisque seuls des rayons de courbure opposés dans le champ magnétique permettent de distinguer une particule de son antiparticule.

Le trajectomètre (Tracker)

Noyé au sein du champ magnétique, il est constitué de 8 plans de détecteurs silicium (de 7 m^2) à bandelettes double face tapissées de pixels. La position des pixels touchés permet la mesure du rayon de courbure de la particule, l'énergie déposée dans ces mêmes pixels, la mesure de la charge de la particule et, en fin de compte, cela conduit à la mesure de la quantité de mouvement de la particule avec une incertitude $\Delta p/p \sim 2\%$ pour une rigidité inférieure à 10 GV environ.

L'imageur Cherenkov (RICH pour Ring Imaging Cherenkov Counter)

Comme son nom l'indique, il s'agit d'un détecteur Cherenkov permettant la déduction, à partir de la mesure de l'angle d'ouverture du cône de lumière émis par des particules "supraluminiques", de la vitesse de ces dernières. Ainsi grâce à la mesure de la quantité de mouvement par le tracker et de la vitesse par le RICH, il est possible d'obtenir la masse des particules ce qui permet l'identification des isotopes (jusqu'à $A \approx 20$). Le RICH permet aussi une mesure de la charge de la particule car le nombre de photons appartenant au cône de lumière est proportionnel à Z^2 . Le RICH contribue également à la discrimination e^-/\bar{p} et e^+/p . Le RICH sera décrit avec plus de détails dans la prochaine partie.

Le calorimètre électromagnétique (ECAL pour Electromagnetic Calorimeter)

D'un volume de $648 \times 648 \times 165 \text{ mm}^3$, il constitue un assemblage de plus de 43000 fibres scintillantes noyées dans du plomb. Il est destiné à mesurer l'énergie des particules électromagnétiques (e^+ , e^- et γ (pour l'astronomie gamma)). La dégradation de l'énergie se fait par interactions successives avec le milieu avec à chaque fois création d'autres particules électromagnétiques qui vont produire une cascade appelée gerbe. La lumière émise par les fibres scintillantes est collectée par 324 photomultiplicateurs. La reconstruction de la gerbe en 3 dimensions permet la séparation des particules d'origine hadronique des particules d'origine électromagnétique. Le facteur de réjection est de 10^4 jusqu'à 500 GeV et la mesure en énergie des particules électromagnétiques est possible entre 1 et 1000 GeV. Ce sous détecteur est

placé en dernier puisqu'il "arrête" les particules.

Particules	p_{min}	p_{max}	Commentaires
e^-	≈ 0.3	≈ 3000	limite supérieure fixée par la résolution de la rigidité
e^+	≈ 0.3	≈ 300	limite supérieure fixée par le TRD
proton	≈ 0.3	≈ 3000	limite supérieure fixée par la résolution de la rigidité
Identification en charge des éléments			
ions $Z \lesssim 20$	≈ 0.3	≈ 1500	Dépendant des performances du RICH
Identification en masse des isotopes			
ions $A < 4$	1 à 4	≈ 20	Dépendant des performances du RICH
ions $4 < A \lesssim 20$	1 à 4	≈ 12	
Antimatière			
\bar{p}	≈ 0.3	≈ 3000	Dépendant de la discrimination \bar{p}/e^-
ions	≈ 0.3	≈ 1500	$\overline{He}, \overline{C}$

TAB. 1.2 – Résumé de la gamme de détection des différentes particules par AMS-02. Les quantités de mouvement sont données en GeV/c ou en GeV/c par nucléon pour les ions avec $A > 1$.

Le tableau (1.2) résume les différentes gammes de détection de particules autorisées par AMS. Les limites supérieures instrumentales sont fixées, soit par la précision sur les mesures de la quantité de mouvement, soit par la gamme d'identification des particules. Les limites inférieures sont fixées par les coupures des faibles quantités de mouvement pour le spectromètre magnétique, ou par les seuils physiques (par exemple l'effet Cherenkov). Les chiffres donnés doivent être considérés comme des ordres de grandeur, les limites statistiques étant ignorées. Les véritables limites vont dépendre fortement de la statistique relative des particules en fonction du bruit de fond associé.

Sur la figure 1.4, le tableau résume de façon schématique la réponse de chaque sous détecteur d'AMS suivant la nature de la particule qui le traverse pour une énergie inférieure à 0.3 TeV. Par exemple, si l'on considère le cas du proton : il ne laisse aucun signal dans le TRD, ce dernier n'est sensible qu'aux particules électromagnétiques pour cette gamme d'énergie. Ensuite le proton laisse un signal dans le TOF et dans le tracker où sa trajectoire est courbée par l'aimant dans un sens contraire des particules de charge négative. Il génère un anneau Cherenkov dans le RICH. Enfin, il arrive dans l'ECAL où il laissera une trace très différente des gerbes électromagnétiques.

1.5 Le détecteur RICH d'AMS et tests en faisceau d'ions

Cette section sera consacrée à une discussion plus approfondie du RICH d'AMS et de son principe de fonctionnement. Une partie importante de la mise en oeuvre de ce dernier et des tests qui s'y rapportent sont de la responsabilité du groupe AMS du LPSC. Nous présenterons les principaux résultats des tests sur faisceau du prototype du RICH d'AMS développé à Grenoble.

1.5.1 Le rayonnement Cherenkov

Lorsqu'une particule de charge Z traverse un milieu transparent possédant un indice optique de réfraction $n > 1$ avec une vitesse $v > \frac{c}{n}$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide, il y a formation d'une onde de choc électromagnétique qui se propage dans une direction θ_c par rapport à la direction de propagation de la particule, c'est l'effet Cherenkov. L'angle θ_c est donné par la relation suivante :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}, \quad (1.1)$$

où $\beta = \frac{v}{c}$.³

Cet effet a été pour la première fois observé par Marie Curie qui nota une émission bleutée dans des solutions concentrées transparentes de radium dès 1910. Il fallut attendre les travaux exhaustifs du physicien russe Cherenkov [41] entre 1934 et 1938 pour avoir une description de la radiation qui porte son nom et qui lui valurent le prix Nobel de Physique en 1938. Il s'agit de travaux remarquables par leur "simplicité" et par l'accord avec les théories plus élaborées, celle de Frank et Tamm [42] en 1937 dérivée de l'électromagnétisme classique puis de Ginsburg [43] en 1940 à partir d'une théorie quantique.

Il est possible de fournir une description phénoménologique du rayonnement Cherenkov à partir de la polarisation d'un milieu [44]. Supposons qu'une particule chargée traverse un milieu diélectrique, transparent et dense le long de la trajectoire AB comme indiqué sur la figure 1.5, partie (a). Quand la particule est située au point P à un instant donné, le champ électrique de ce dernier polarise les atomes du milieu en formant des dipôles élémentaires. Lorsque la particule arrive en P', les atomes polarisés en P retournent à leur état initial. Ainsi durant la propagation de l'électron, chaque élément ΔL de la trajectoire reçoit une brève impulsion électromagnétique de la part de l'électron. Mais par symétrie azimutale et longitudinale du champ de polarisation, il n'y a pas de dipôle résultant et donc pas de champ électrique dipolaire résultant à grande distance de la trajectoire. Aucun rayonnement n'est émis.

Lorsque la vitesse de l'électron se rapproche de celle de la lumière dans le milieu, la situation est différente. Dans ce cas, le champ de polarisation ne conserve plus qu'une symétrie azimutale autour de la trajectoire. Un dipôle résultant va apparaître et donc un champ électrique dipolaire, le long de la trajectoire, qui va être visible à de grandes distances (voir figure 1.5, partie (b)). Chaque élément ΔL rayonnera une brève impulsion électromagnétique.

Tant que la vitesse de l'électron ne dépasse pas la vitesse de la lumière, les ondes sphériques émises par chaque élément de la trajectoire (les brèves impulsions électromagnétiques) interfèrent de façon destructive. En un point distant de la trajectoire, le champ résultant est encore nul. Si la vitesse de l'électron dépasse la vitesse de la lumière dans le milieu, il est possible que les ondes deviennent en phase. En un point distant de la trajectoire, il y aura un champ résultant. Sur la figure 1.6, on comprend en observant la construction de Huygens, qu'il y a interférence constructive des ondes radiées en chaque point de la trajectoire lorsque l'électron traverse le segment AB avec une vitesse βc , dans le même temps τ que l'onde se propage de A à C avec une vitesse c/n . L'onde de choc qui est formée est émise à l'angle θ_c , relation 1.1

³Dans les autres chapitres, β est simplement la vitesse de la particule.

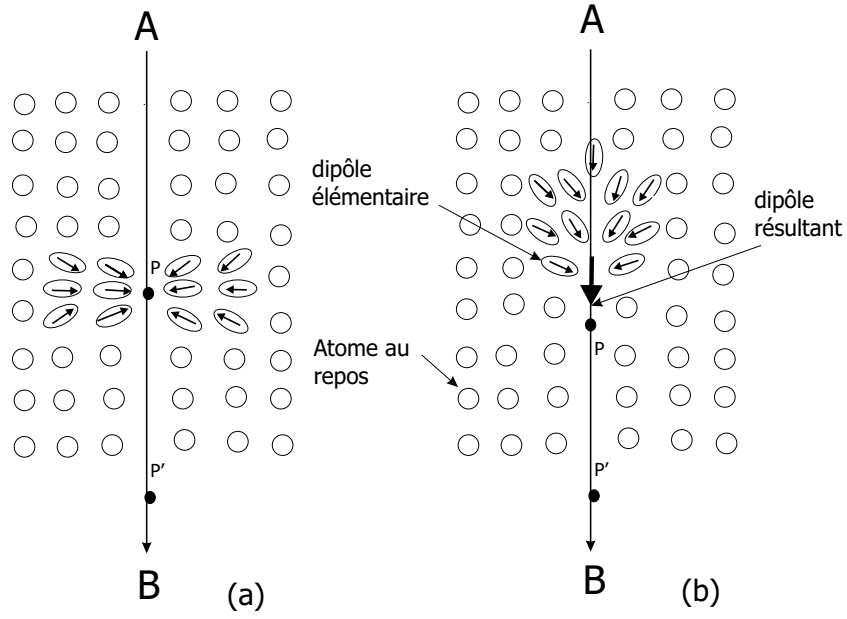


FIG. 1.5 – Polarisation induite par le passage d'une particule chargée (ici négativement), (a) à faible vitesse et (b) à grande vitesse.

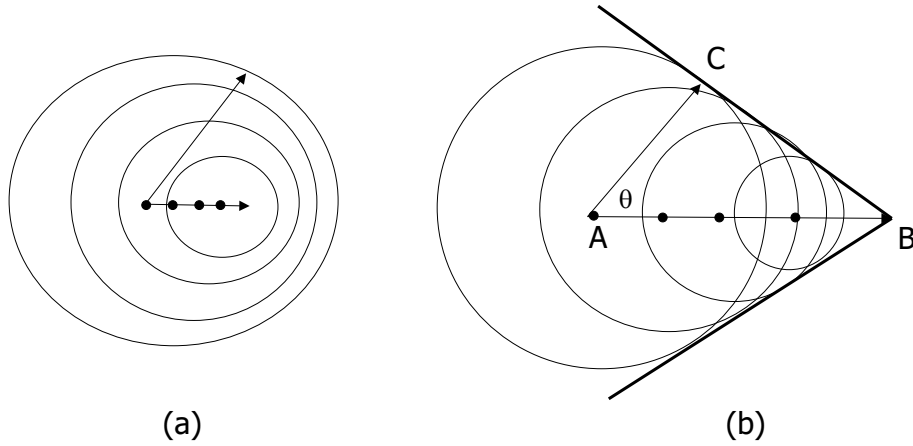


FIG. 1.6 – Construction de Huygens, (a) interférence destructive ($v \leq c/n$) et (b) interférence constructive ($v > c/n$).

Selon l'indice de réfraction du milieu, l'angle d'émission Cherenkov est compris dans l'intervalle $0 \leq \theta_c \leq \theta_{max}$, où d'après la relation 1.1,

$$\theta_{max} = \arccos \frac{1}{n}, \quad (1.2)$$

qui est atteint quand $\beta \rightarrow 1$.

D'après la théorie électromagnétique de Franck et Tamm [42], le nombre de photons N_{ph} émis dans l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ pour un élément de longueur de trajectoire dL est

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dL d\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}, \quad (1.3)$$

avec

$$\begin{aligned}
 \alpha &= \text{constante de structure fine } (\approx 1/137), \\
 Ze &= \text{charge de la particule ,} \\
 \lambda &= \text{longueur d'onde de la radiation ,} \\
 \cos \theta &= 1/\beta n.
 \end{aligned}
 \tag{1.4}$$

Un traitement quantique de la radiation permet de mettre en évidence que la perte d'énergie de la particule par effet Cherenkov est de l'ordre du keV. Le spectre d'émission de la lumière Cherenkov décroît rapidement avec la longueur d'onde. Les photons sont essentiellement émis dans l'ultraviolet puis l'émission s'éteint dans le visible où la moyenne se trouve dans le bleu⁴. Une autre propriété remarquable de la radiation Cherenkov est son intervalle de temps d'émission qui est très bref, typiquement $\Delta t \approx 10^{-11}$ secondes pour des particules à $\beta \approx 1$.

Dans l'identification des particules en physique des particules et en physique nucléaire, l'intérêt de l'effet Cherenkov est double :

1. Le nombre de photons produits est proportionnel à Z^2 . Le comptage des photons fournit une mesure de la charge électrique des particules.
2. La mesure de l'angle d'émission θ_c des photons donne une mesure directe du β donc de la vitesse de la particule. Chaque photon donne individuellement par sa direction une mesure de β .

Une mesure parallèle de la quantité de mouvement $p = m\gamma\beta c$ des particules et de β permet d'accéder à la valeur de la masse m et donc d'identifier les particules (séparation des isotopes).

1.5.2 Imageurs Cherenkov à focalisation de proximité

Le RICH d'AMS-02 est un imageur Cherenkov particulier dit "à focalisation de proximité". Ce type de détecteur ne contient pas d'optique de focalisation mais possède une grande acceptance. Il est caractérisé par la finesse du radiateur (le milieu diélectrique) et par un large espace de glissement, voir figure 1.7. L'émission Cherenkov produit un mince cône de lumière selon la direction de propagation de la particule. Ce cône se projette sur un plan de photomultiplicateurs où les photons sont détectés. La mesure de l'angle Cherenkov fait appel à :

- la connaissance du point de passage de la particule dans le radiateur.
- la connaissance de l'angle d'incidence de la trajectoire par rapport à la normale au radiateur.
- la mesure de la position des points d'impact des photons sur la matrice de photodétecteurs.

Si le nombre de pixels (de la matrice de photodétecteurs) touchés par la radiation est suffisamment grand, il est possible de déterminer l'angle Cherenkov θ_c sans connaître la trajectoire de la particule par l'utilisation d'algorithmes de reconstruction [45]. Cependant la connaissance de la trajectoire est préférable car elle permet de limiter les incertitudes sur les mesures et simplifie les méthodes d'analyse. Cette trajectoire sera connue dans AMS-02 grâce à la présence, en amont du RICH, du trajectomètre.

⁴Ce dernier point est quotidiennement vérifié dans les piscines des réacteurs nucléaires. Les photons gamma issus de la désexcitation des produits de fission vont éjecter, par effet Compton, les électrons issus des matériaux environnants (gaines combustibles) avec une grande vitesse. Ces électrons vont générer une radiation Cherenkov dans l'eau.

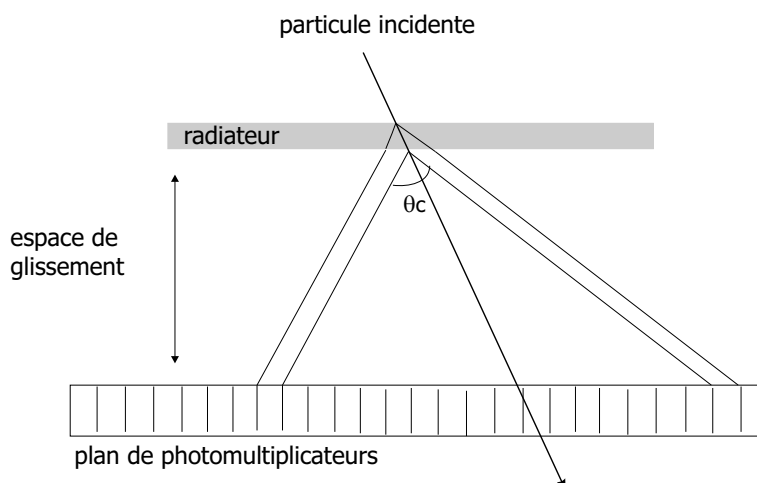


FIG. 1.7 – Schéma de principe du fonctionnement d'un imageur Cherenkov à focalisation de proximité.

Dans ce type d'imageur, les principales sources d'incertitudes sur la détermination du β sont :

- le chromatisme du milieu radiateur (ou dispersion optique). L'angle d'émission Cherenkov dépend de la longueur des photons ce qui conduit à un étalement du cône de lumière .
- l'épaisseur du radiateur. Il est difficile de savoir où sont émis les photons Cherenkov.
- la taille des pixels du plan de photodétecteurs.

Dans le cas du RICH d'AMS-02, l'effet cumulé de ces sources d'incertitudes conduit à une résolution de l'ordre de $\delta\beta/\beta \approx 0.1\%$

Les imageurs à focalisation de proximité ont été proposés pour la première fois par J. Séguinot et ses collaborateurs pour l'expérience Delphi au CERN [46].

1.5.3 Imageurs Cherenkov d'AMS

Outre les caractéristiques propres des imageurs à focalisation de proximité, le RICH d'AMS doit respecter les contraintes propres aux vols spatiaux c'est-à-dire un faible poids (il est actuellement de l'ordre de 190 kg), une faible consommation électrique (environ 150 W), et une grande fiabilité sur le long terme (il est difficile d'aller faire des réparations dans l'espace...).

La figure 1.8 montre une vue du RICH d'AMS-02. Il se compose d'un plan radiateur de rayon 60 cm environ qui comprend deux types de matériaux :

- un plan de fluor de sodium (NaF) de 34 cm par 34 cm et de 5 mm d'épaisseur situé au centre du plan. Pour une longueur d'onde de 400 nm, son indice optique est d'environ 1.33 ce qui conduit à un seuil en vitesse de $0.75c$ et un angle Cherenkov maximal de 41° environ.
- le reste du radiateur est constitué d'aérogel de silice (AGL) d'une épaisseur de 30 mm. Le choix final de l'AGL n'est pas encore arrêté, son indice sera compris entre 1.03 et 1.05.

En dessous du radiateur se situe l'espace de glissement de 41 cm qui permet à l'anneau Cherenkov de se développer. Il est entouré d'un miroir pour récupérer les photons qui s'échappent de l'acceptance du compteur. Les photons sont détectés par 680 photomultiplicateurs multianodes Hamamatsu de type R7900-M16. Leurs anodes de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ sont composées de 16 pixels. Les multianodes sont surmontées

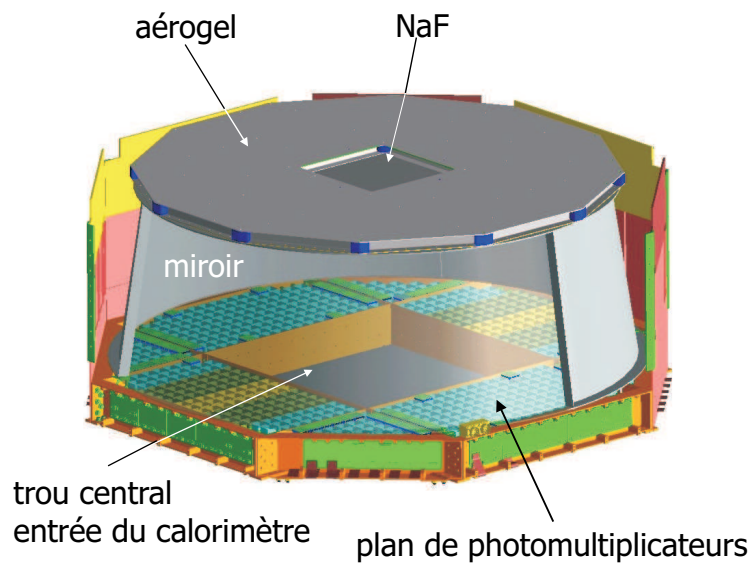


FIG. 1.8 – Vue d'ensemble du RICH d'AMS-02.

de guides de lumière pour éviter les effets d'ombre du blindage magnétique.

Le trou central dans le plan de photomultiplicateurs permet aux particules de poursuivre leur trajectoire et d'atteindre le calorimètre. La présence de ce trou en contrepartie diminue la surface de photodétection. C'est pourquoi, au centre du radiateur se trouve le NaF, dont l'indice plus élevé que l'AGL, permet d'obtenir un cône de lumière Cherenkov plus ouvert. Il est alors possible de capter une partie de l'anneau. Le NaF permet aussi d'obtenir un seuil de détection plus bas et augmente la dynamique du compteur.

1.5.4 Tests en faisceau d'ions

Un prototype du RICH final d'AMS-02 a été développé et assemblé au LPSC de Grenoble. Il est constitué de 96 photomultiplicateurs équipés de leurs guides de lumière et de leur électronique, ce qui représente 1/7 du détecteur final.

Ce prototype a tout d'abord été testé en utilisant les muons du rayonnement cosmique, de charge 1 et de $\beta = 0.999$ en moyenne [45, 47]. Il est indispensable de pouvoir disposer d'un spectre de particules chargées plus étendu pour pouvoir évaluer la résolution en charge du détecteur et pour être dans des conditions plus proches de celles du vol. C'est pourquoi, le prototype a été testé sur faisceau d'ions en octobre 2002 et octobre 2003 auprès de l'accélérateur SPS du CERN. Les objectifs principaux de ces tests sont la détermination de la résolution en vitesse des particules pour l'identification en masse, l'exploration du domaine d'identification en charge, l'analyse des différents types de radiateur ainsi que de l'électronique d'acquisition des données.

Nous allons décrire dans les grandes lignes les conditions du test sur faisceau et montrer les principaux résultats obtenus.

Description de la ligne du faisceau.

Pour avoir à disposition des particules avec différentes charges, le prototype a été positionné sur une ligne de faisceau du SPS au CERN. Les particules sont produites par collision d'un faisceau de particules projectiles sur une cible de Be . Dans le test d'octobre 2002, il s'agissait d'un faisceau de plomb de 20 GeV/c par nucléon et pour le test d'octobre 2003, d'un faisceau d'indium de 158 GeV/c.

Les particules produites lors de la collision ont les propriétés suivantes :

- A l'exception des protons, les particules sont produites dans une bonne approximation avec la vitesse du faisceau incident par fragmentation nucléaire, voir figure 1.9. La figure 1.10 montre une distribution typique en Z des fragments produits pour une collision Pb sur ^{12}C à 158 GeV/c par nucléon.
- Les protons sont produits sur l'ensemble de la gamme des rapidités⁵ accessibles cinématiquement, c'est-à-dire de la rapidité de la cible à celle du faisceau.
- Les noyaux légers ($A \leq 3$) peuvent aussi être produits par coalescence⁶ à de faibles quantités de mouvement mais avec un taux beaucoup trop faible.

La ligne de faisceau H8 du SPS utilisée présente les caractéristiques suivantes :

- 10^7 noyaux (pour le faisceau de Pb) par seconde sur la cible de production
- une cible de béryllium comprise entre 10 cm (0.25 longueur d'interaction pour le proton, 4 pour le plomb) et 30 cm
- acceptance maximale angulaire $\delta\Omega \approx \pi \cdot 10^{-6}$ sr
- acceptance maximale en quantité de mouvement $\delta p/p \approx 1.5\%$.

Une fois produite, une partie des ions est conduite dans la ligne de faisceau. A l'aide d'une combinaison de plusieurs dipôles magnétiques, seuls les ions ayant des rigidités identiques seront conduits jusqu'au prototype, c'est-à-dire les ions vérifiant $B\rho = p/Z$ où B est le champ magnétique et ρ le rayon de courbure de la trajectoire (le produit $B\rho$ est fixé par les éléments optiques de la ligne), p est la quantité de mouvement de l'ion et Z sa charge. Or, $p = \gamma v m / Z \approx \gamma v m_p A / Z$ où m est la masse de l'ion, m_p la masse du proton, v sa vitesse et γ le facteur de Lorentz. Etant donné que les ions ont la même vitesse et le même facteur de Lorentz γ_{beam} que le faisceau, seules les particules de rapport A/Z vérifiant la condition

$$B\rho \propto \gamma_{\text{beam}} \frac{A}{Z} \quad (1.5)$$

seront transportées jusqu'au prototype. Ainsi, le produit $B\rho$ détermine le rapport A/Z . La valeur $A/Z = 2$ est particulièrement utile puisqu'elle fournit un faisceau secondaire d'éléments suivants : $^2H, ^4He, ^6Li, ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O, \dots, ^{28}Si, \dots, ^{40}Ca, \dots, ^{52}Fe$ etc...

Le taux de production des différents ions peut être évalué au moyen des données récentes [49] sur les sections efficaces de fragmentation combinées aux modèles phénoménologiques de fragmentation de

⁵Dans l'approximation non relativiste, la rapidité correspond à la vitesse, pour une définition exacte, voir le chapitre 2.

⁶Le modèle de coalescence sera discuté dans le chapitre 3.

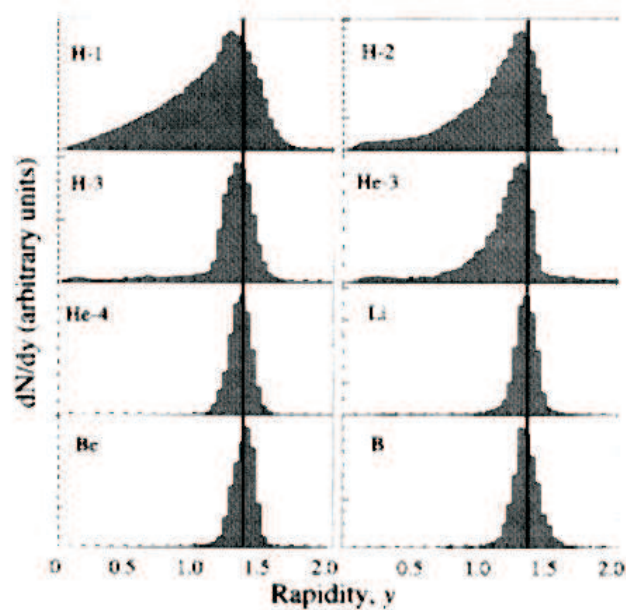


FIG. 1.9 – Spectre de production de noyaux légers par fragmentation de projectiles, mesuré dans la collision $Au + C$ à $1 \text{ GeV}/c$ par nucléon [48]. La distribution des fragments est piquée autour de la rapidité du faisceau. Cela est d'autant plus vrai que le fragment est plus lourd.

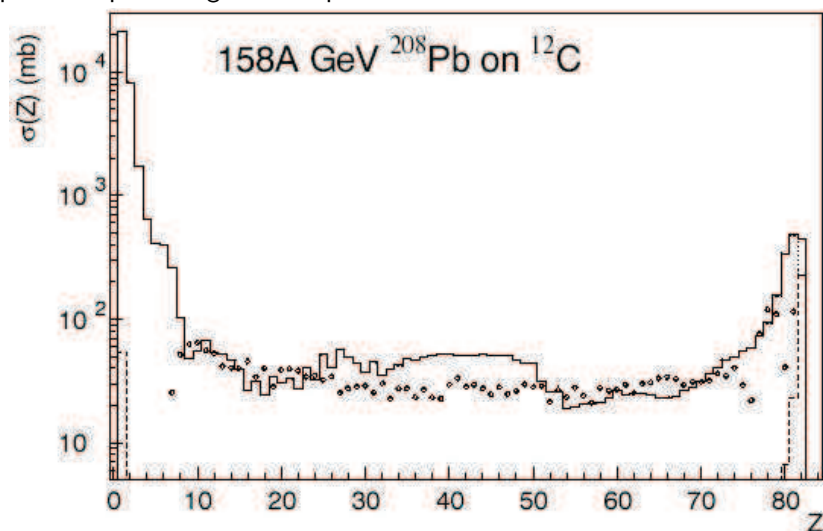


FIG. 1.10 – Sections efficaces de production d'un fragment de charge Z dans la collision $^{108}\text{Pb} + ^{12}\text{C}$ à $158 \text{ GeV}/c$ auprès du SPS au CERN (points) [49] comparées aux résultats théoriques [50].

la référence [50]. En tenant compte des paramètres expérimentaux de la ligne de faisceau, le taux de comptage par élément est de l'ordre de 10^3 ions par spill (le faisceau n'est pas continu, les particules atteignent le prototype par paquet ou spill). Ce nombre élevé d'événements permet de s'affranchir de tout problème statistique.

Mise en oeuvre

Nous allons discuter essentiellement du test sous faisceau d'octobre 2003 pour lequel nous avons participé à la prise de données (pour les résultats d'octobre 2002, voir [45, 47]). Nous présenterons les principaux résultats obtenus sans rentrer dans les détails puisque nous ne sommes pas impliqués dans l'analyse des données. Cette dernière est toujours en cours. Elle est effectuée par le groupe de CIEMAT (Madrid) et par le LPSC de Grenoble [45].

En plus du prototype du RICH, 2 scintillateurs et 2 chambres proportionnelles multifils ont été mis en place pour respectivement permettre le déclenchement de l'électronique d'acquisition (mais aussi une mesure indépendante de celle du prototype de la charge des ions) et mesurer la position des ions incidents. La figure 1.11 montre une vue d'ensemble du dispositif expérimental installé sur la ligne H8 du SPS.

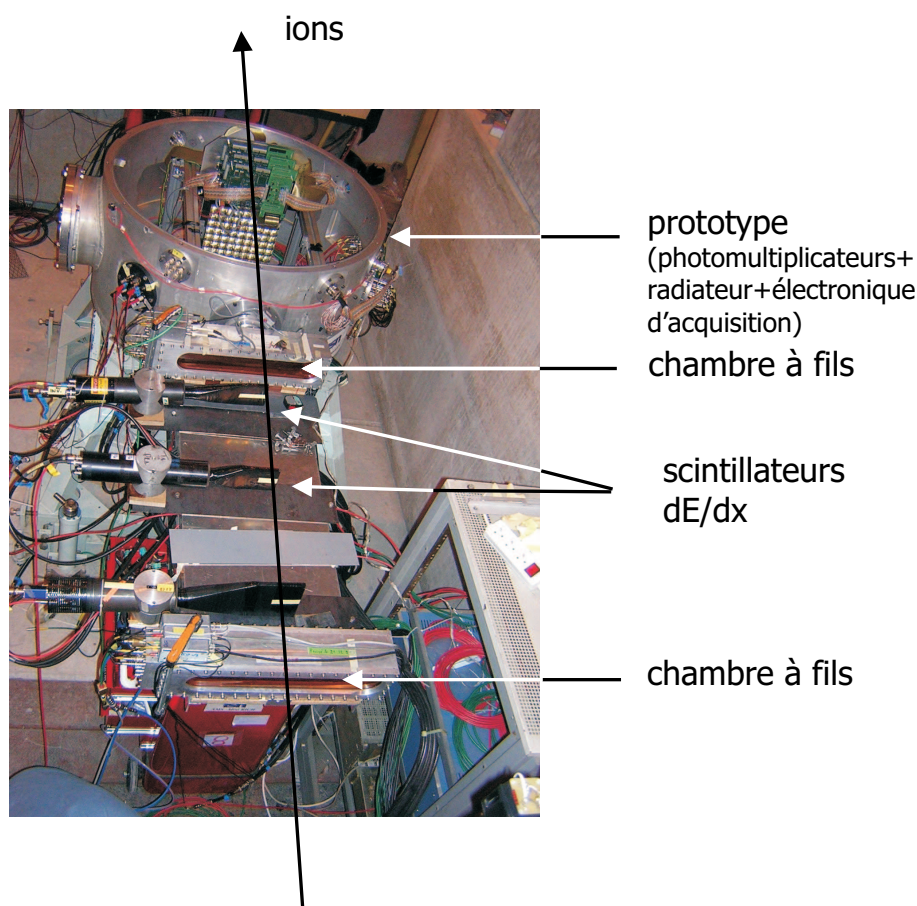


FIG. 1.11 – Vue d'ensemble du prototype mis en place sur la ligne H8 du SPS.

Pour les tests de 2003, nous disposons d'un faisceau incident de $158 \text{ GeV}/c$ par nucléon sur une cible de béryllium donc, par fragmentation, les ions disponibles étaient compris entre $1 < Z < 49$. Environ 11 millions d'événements ont été collectés. De nombreuses configurations du prototype ont ainsi été testées.

Principaux résultats

La figure 1.12 montre des anneaux Cherenkov obtenus durant le test avec un aérogel d'indice 1.03 et de 3 cm d'épaisseur. On vérifie bien que le nombre de photons détectés augmente avec la charge de la particule. Le diamètre des anneaux est constant puisque toutes les particules ont le même β . Le point central correspond au passage de la particule générant une émission Cherenkov directement dans la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur. La qualité des anneaux témoigne de l'excellente résolution du compteur et de l'absence significative de bruit de fond.

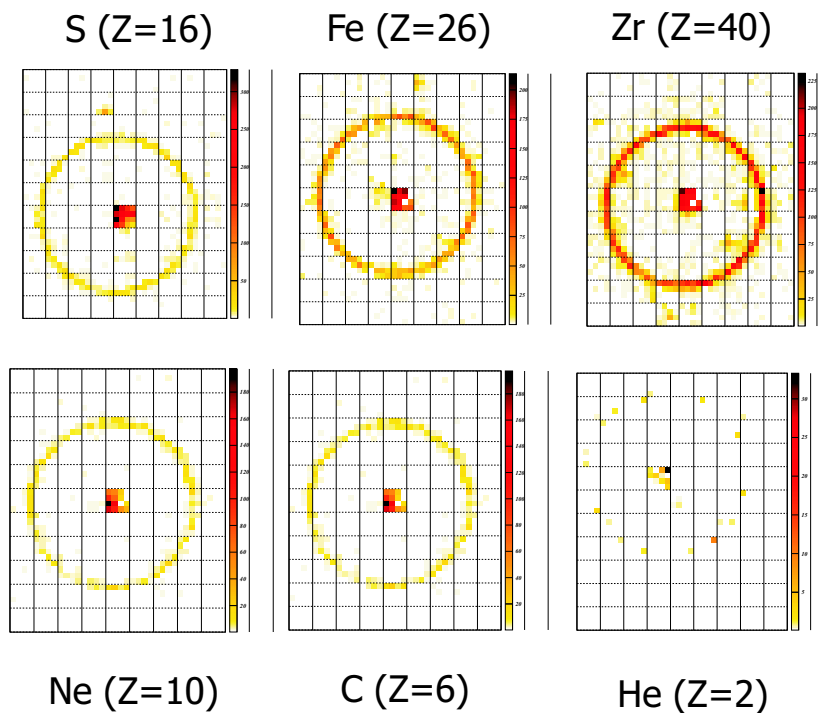


FIG. 1.12 – Anneaux Cherenkov détectés sur la matrice de photomultiplicateurs du détecteur, pour différents noyaux incidents [45].

Le spectre en charge des événements est présenté sur la figure 1.13. Les pics sont clairement séparés jusqu'au Fer ($Z = 26$) et même au-delà. L'aérogel utilisé est celui de Novosibirsk (fabriquant russe) d'indice 1.03. Outre ce fabriquant, les aérogels japonais de Matsushita ont aussi été testés. Toujours pour l'aérogel de Novosibirsk, la résolution en charge est présentée sur la figure 1.14. Chaque pic de la figure 1.13 est ajusté au moyen d'une fonction gaussienne. La largeur de cette fonction est considérée comme une estimation de la résolution en charge. Pour les protons, la résolution est la même pour les deux catégories de radiateur précédemment citées. En revanche pour les charges plus élevées, l'aérogel de Novosibirsk donne de meilleurs résultats en accord avec le taux de production de photons mesurés pour chaque aérogel (plus important pour les aérogels de Novosibirsk).

La résolution en vitesse $\Delta\beta/\beta$ en fonction de la charge des particules est présentée sur la figure 1.15. Le comportement en $1/Z$ est reproduit mais il présente une saturation à grand Z , provenant de la taille finie des pixels. Les aérogels de Novosibirsk donnent encore une fois une meilleure résolution, ils souffrent moins de la diffusion Rayleigh, on dit qu'ils ont une meilleure clarté. Il faut souligner que

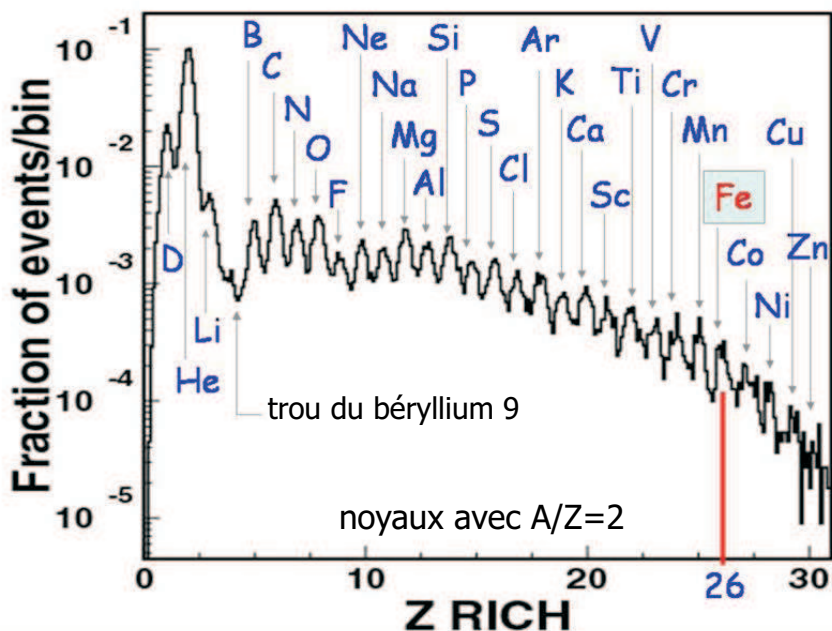


FIG. 1.13 – Réponse en charge du prototype pour un aérogel de Novosibirsk d'indice 1.03. Il s'agit d'un résultat préliminaire obtenu en ligne durant le test.

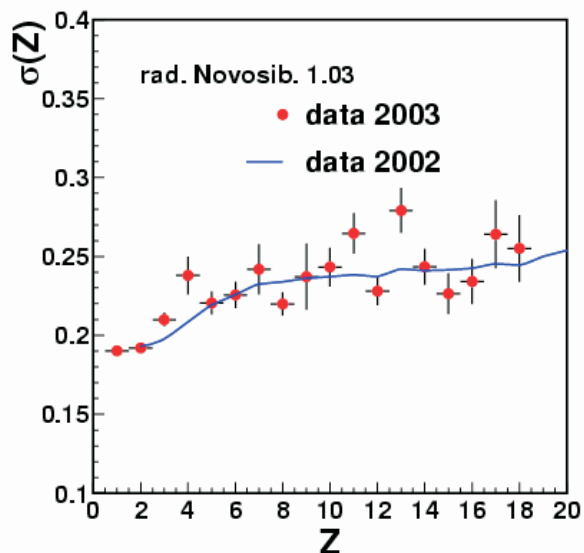


FIG. 1.14 – Résolution de la réponse en charge en fonction de la charge toujours pour un aérogel de Novosibirsk d'indice 1.03 (Analyse du groupe CIEMAT de Madrid).

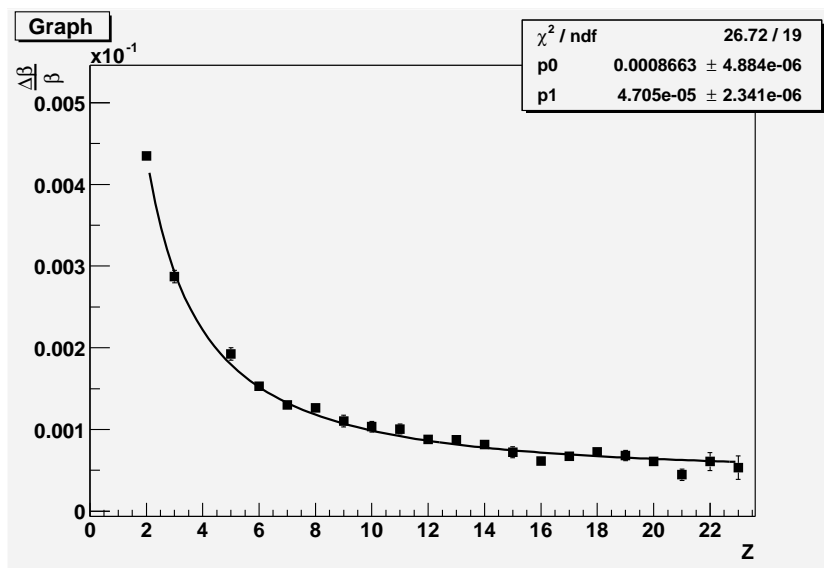


FIG. 1.15 – Evolution de la reconstruction en vitesse $\Delta\beta/\beta$ en fonction de la charge Z [45].

cette résolution en charge a été effectuée avec des particules de $158 \text{ GeV}/c$ par nucléon, ce qui correspond à un facteur de Lorentz proche de 1. Il n'est donc pas possible de déterminer la résolution en masse. Rappelons que l'identification en isotope du RICH est possible dans la gamme $A \leq 15 - 20$ et $1 \leq p/A \leq 12 \text{ GeV}/c$. Cependant, la détermination de la résolution en vitesse à la limite $\gamma \rightarrow 1$ est fort utile puisque l'on s'attend à ce qu'elle ne dépende que très peu de γ .

Les résultats recueillis durant ces deux campagnes de tests sous faisceau ont été riches en renseignements. La réponse du détecteur en charge et en vitesse pour des particules avec $Z < 49$ est maintenant connue avec précision. Les performances obtenues satisfont largement aux exigences requises. L'électronique d'acquisition a pu être testé et amélioré. De façon générale, ces tests ont permis de valider le choix de l'instrumentation du RICH. Ils ont permis aussi d'apporter des arguments physiques pour permettre de choisir le meilleur radiateur (ce choix se fera prochainement). Enfin, il faut noter que les photomultiplicateurs positionnés dans l'axe du faisceau ont reçu au cours de ces campagnes l'équivalent en radiation de toute la période prévue sur l'ISS et ne présentent aucun signe de vieillissement prématuré. Ceci est de bon augure pour le fonctionnement du RICH en conditions réelles.

Chapitre 2

Production d'antiprotons dans les collisions pp et pA

“Nous devons apprendre à respecter la vie sous toutes ses formes : il ne faut détruire sans raison aucune de ces herbes, aucune de ces fleurs, aucun de ces animaux qui sont tous, eux aussi, des créatures de Dieu”

Saint François d'Assise

2.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre et du suivant est la détermination de la quantité d'antimatière (sous forme de noyaux légers $\bar{A} \leq 4$) qui peut être produite dans les collisions pp et pA (dans la pratique essentiellement pp , pHe et Hep), ce qui, en termes techniques, revient à déterminer les sections efficaces de production correspondantes. Pour ce faire, nous allons nous appuyer sur les données expérimentales obtenues auprès des accélérateurs et sur des modèles phénoménologiques simples mais qui ont montré leur efficacité, notre but est avant tout pratique. Les résultats présentés dans ce chapitre, consacré à la production d'antiprotons, ont été publiés dans [51].

Il existe principalement deux études antérieures qui ont paramétrisé la production d'antiprotons : celle de Tang et Ng dans [52] pour les collisions pp et celle présentée dans l'ouvrage de A.N. Kalinovskii, M.V. Mokhov, et Yu.P. Nikitin [53] où les collisions pA ont aussi été étudiées. Nous reviendrons sur ces travaux au cours de ce chapitre.

Dans la poursuite de notre objectif (la détermination du flux d'antimatière secondaire) la connaissance des sections efficaces de production est fondamentale. Ceci illustre, une fois de plus, la part essentielle que jouent les processus nucléaires au sens large dans la problématique du rayonnement cosmique.

2.2 Concepts de base sur la notion de section efficace

Nous allons faire quelques rappels sur la notion fondamentale de **section efficace**. Il est inutile de préciser que la mesure de cette grandeur physique, sous ses différentes formes, constitue l'essentiel de

la pratique en physique des particules effectuée auprès des grands accélérateurs.

2.2.1 Section efficace de réaction

La plupart des expériences en physique des particules consistent à diriger un faisceau de particules du type a sur une cible constituée de particules du type b et à étudier les réactions (ou diffusions) qui en résultent : on détecte les différentes particules (ou une partie) qui composent l'état final du système, c'est-à-dire l'état après la collision et on mesure leurs caractéristiques (direction d'émission, énergie, etc...). Le but d'une telle étude est évidemment de déterminer les interactions qui existent entre les diverses particules intervenant dans la réaction. Le cas le plus simple de collision est celui où l'état final est constitué des particules initiales a et b , sans modification de leur état interne ; on parle dans ce cas de **diffusion élastique**, $a + b \rightarrow a + b$.

Mais lorsque l'énergie de la réaction entre les deux particules primaires a et b augmente, il apparaît, en plus de la diffusion élastique, une large variété de transformations des particules primaires en différentes particules secondaires :

$$a + b \rightarrow (a + b) + c + d + f + \dots \quad (2.1)$$

On parle dans ces cas de **réactions inélastiques** (les particules a et b peuvent ou non se retrouver dans l'état final, voir chapitre 4). L'augmentation de l'énergie de la réaction entraîne une augmentation du nombre des différents types de réactions possibles (on dit qu'il y a ouverture de différents canaux) ainsi que du nombre d'espèces des particules secondaires produites. Les lois de conservation cinématique ainsi que dynamique (suivant le type d'interaction) doivent être satisfaites.

La grandeur physique, accessible à l'expérience, qui caractérise la réaction (2.1) est la **section efficace différentielle** $d\sigma_i$ qui est définie de la façon suivante (ici l'indice i dénote le type de réaction). Soit un faisceau de particules du type a avec une vitesse v_a rencontrant une cible contenant des particules du type b et qui possède un volume dV . Le nombre de réactions d'un type donné, dN_i , en un temps dt et dans le volume dV sera proportionnel au nombre de particules b contenues dans le volume dV et au nombre de particules dans le faisceau qui traverse la section droite du volume dV dans le temps dt :

$$dN_i = d\sigma_i(n_b dV)(n_a v_a dt). \quad (2.2)$$

n_b et n_a sont respectivement la densité de la cible et la densité du faisceau dans le référentiel du laboratoire (cible au repos). $n_b dV$ est le nombre de particules b dans le volume dV , $n_a v_a dt$ le nombre de particules a qui traversent la section de la cible pendant le temps dt et $n_a v_a$ est le flux de particules incidentes. Ainsi, par définition, la section efficace différentielle $d\sigma_i$ caractérise le **nombre de réactions du type i qui se déroule par unité de temps et par unité de volume pour un flux de particules incidentes unité et pour une cible de densité unité**. $d\sigma_i$ a la dimension d'une surface et s'exprime pour des raisons historiques en barn¹ ou mbarn avec $1\text{barn} = 10^{-24}\text{cm}^2$.

La nature différentielle de $d\sigma_i$ résulte du fait que les produits de la réaction (les particules c, d, \dots) sont détectés dans un certain intervalle de quantité de mouvement de \mathbf{p}_c à $\mathbf{p}_c + d\mathbf{p}_c$, de \mathbf{p}_d à $\mathbf{p}_d + d\mathbf{p}_d$

¹En français, le mot barn signifie grange. En effet, un des premiers physiciens ayant mesuré une section efficace et ayant été surpris par sa petitesse se serait écrié : "c'est grand comme une grange!".

etc ... La section efficace totale σ_i pour une réaction donnée peut être déterminée par intégration (par sommation) sur toutes les quantités de mouvement possibles des particules secondaires.

$d\sigma_i$ et σ_i restent inchangées par une transformation de Lorentz suivant la direction de v_a , ces quantités sont donc des invariants relativistes. En effet, on peut montrer que le nombre de réactions dN_i et le volume quadridimensionnel $dVdt$ dans lequel les réactions ont lieu sont des invariants relativistes.

L'expression (2.2) qui définit la section efficace différentielle est écrite sous une forme qui est directement reliée à l'expérience. Cependant, il faut pouvoir comparer la section efficace différentielle aux prédictions théoriques, pour cela, on voit que l'on peut réécrire la relation (2.2) de la façon suivante [54] :

$$\text{section efficace} = \frac{W_{fi}}{(\text{flux initial})} (\text{nombre d'état final}). \quad (2.3)$$

Comme on normalise habituellement les fonctions d'onde à $2E$ particules par unité de volume, on a, par particule² :

$$\text{nombre d'état final} = \prod_{j=1}^N \frac{d^3p_j}{(2\pi)^3 2E_j}. \quad (2.4)$$

Ce facteur multiplié par $\delta^4 \left(\sum_{j=1}^N p_j - p_a - p_b \right)$, qui assure la conservation de la quadri-impulsion, est appelé **l'espace de phase de Lorentz invariant** (d^3p/E est un invariant de Lorentz). N est le nombre de particules dans l'état final. Enfin, le flux initial qui vaut $|\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b| 2E_a 2E_b$ s'écrit sous forme covariante :

$$\text{flux initial} = 4\sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}. \quad (2.5)$$

$W_{fi} = |T_{fi}|^2 / TV$ est le taux de transition par unité de volume de l'état initial i à l'état final et s'écrit en général sous la forme suivante :

$$W_{fi} = (2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum_{j=1}^N p_j - p_a - p_b \right) |M|^2. \quad (2.6)$$

M est l'amplitude invariante du processus et dépend uniquement de la dynamique de l'interaction mise en jeu. Cette dernière est fonction de l'invariant relativiste $s = (p_a + p_b)^2$ qui représente le carré de l'énergie totale disponible dans le référentiel du centre de masse pour lequel, par définition, $\mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b = 0$. p_a et p_b sont respectivement les quadri-moments des particules a et b . M dépend aussi des variables indépendantes du type $(p_a - p_c)^2$, $(p_a - p_d)^2$, ... Lorsque la constante de couplage de l'interaction mise en jeu dans une réaction est faible comme dans le cas de l'électrodynamique quantique, W_{fi} est calculé de façon perturbative où chaque terme de la série est représenté par un diagramme de Feynman (le premier terme de la série correspond à la règle d'or de Fermi). Dans le cas des collisions hadroniques, où c'est essentiellement l'interaction forte qui intervient, les calculs perturbatifs ne sont pas toujours valables à cause d'une constante de couplage trop importante. Dans ce cas, pour déterminer W_{fi} et donc $d\sigma_i$, on fait appel à divers modèles phénoménologiques ainsi qu'aux données expérimentales.

²On utilise un système d'unité dans lequel $\hbar = 1$ et $c = 1$. Toutes les grandeurs s'expriment en unité d'énergie.

Finalement la section efficace différentielle s'écrit de manière invariante de la façon suivante :

$$d\sigma_i = \frac{1}{4\sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}} |M|^2 (2\pi)^4 \prod_{j=1}^N \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E_j} \delta^4 \left(\sum_{j=1}^N p_j - p_a - p_b \right). \quad (2.7)$$

La **section efficace totale** σ_i pour une réaction donnée, comme (2.1), est obtenue en intégrant (2.7) sur toutes les quantités de mouvement permises. Enfin, la somme sur tous les processus possibles qui interviennent lors de la collision des particules a et b est appelée la **section efficace totale d'interaction**,

$$\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i. \quad (2.8)$$

2.2.2 Réaction inclusive

Lorsque l'énergie d'une réaction augmente, le nombre moyen de particules secondaires produites devient grand ainsi que le nombre de canaux qui s'ouvrent (réaction (2.1)). Il devient alors difficile en pratique de détecter chaque canal ainsi que chaque particule qui le compose. C'est le cas par exemple des réactions hadrons-hadrons qui vont nous intéresser où de nombreuses particules secondaires sont produites. Ainsi, au lieu d'étudier chaque processus individuel dit **exclusif** (réaction (2.1)), il est peut-être suffisant d'étudier une réaction **inclusive** du type

$$a + b \rightarrow c + X, \quad (2.9)$$

où X est l'ensemble des particules qui accompagnent la particule détectée c . Dans l'étude de la réaction (2.9), le détecteur est préparé pour regarder uniquement la particule spécifique c et mesurer sa quantité de mouvement \mathbf{p}_c . Si plusieurs particules du type c sont produites dans la réaction (2.9), n'importe laquelle peut être détectée. La réaction (2.9) est caractérisée par la **section efficace différentielle inclusive et invariante**

$$E_c \frac{d^3 \sigma_c}{dp_c^3} = f(\mathbf{p}_c, \sqrt{s}), \quad (2.10)$$

où la fonction $f(\mathbf{p}_c, s)$ résulte de l'intégration de l'équation (2.7) sur la quantité de mouvement de toutes les particules à l'exception de la quantité de mouvement de la particule c , de la sommation sur toutes les réactions pour lesquelles au moins une particule c est produite et de la sommation sur toutes les particules c qui sont produites dans une réaction donnée. Par la suite pour désigner $f(\mathbf{p}_c, s)$, correspondant à la production de telle ou telle particule, nous utiliserons indifféremment l'expression section efficace de production ou spectre de production.

La définition de la section efficace inclusive implique la normalisation suivante :

$$\int f(\mathbf{p}_c, s) \frac{d^3 p_c}{E_c} = \sum_{n_c} n_c \sigma_{n_c}^c(s) = \langle n_c \rangle \sigma_r(s). \quad (2.11)$$

$\langle n_c \rangle$ est le nombre moyen de particules c produites au cours de la collision ab (multiplicité), $\sigma_r(s)$ est la section totale de réaction inélastique ³ pour la collision ab , $\sigma_c(s) = \sum_{n_c} \sigma_{n_c}^c(s)$; $\sigma_c(s)$ est la section efficace correspondant à la production d'au moins une particule c dans la réaction (2.9) et $\sigma_{n_c}^c(s)$ la section efficace pour la production de n_c particules c dans la collision ab . L'équation (2.11) contient la quantité $\sigma_r(s)$ plutôt que la section efficace totale $\sigma_{tot}(s)$ car en général, la diffusion élastique ab n'est pas prise en compte dans la détermination de $\langle n_c \rangle$.

2.2.3 Les variables cinématiques

Différentes séries de variables cinématiques sont généralement employées dans l'étude des sections efficaces inclusives suivant la région cinématique étudiée, en effet, certaines variables se révèlent plus utiles pour sonder des propriétés physiques spécifiques. Parce qu'on ne considérera que des particules incidentes et des cibles non polarisées, on ne s'attendra pas à observer une dépendance azimutale dans la production de la particule inclusive c (2.9). Ainsi, la dépendance en \mathbf{p}_c dans $f(\mathbf{p}_c, \sqrt{s})$ se réduit à une dépendance selon la quantité de mouvement longitudinale p_{\parallel} et la quantité de mouvement transverse p_{\perp} des particules produites dans la réaction (p_{\perp} est invariant selon une transformation de Lorentz le long de l'axe de la collision entre les particules incidentes [55]).

La variable de rapidité, $y = 0.5 \ln((E + p_{\parallel})/(E - p_{\parallel}))$ est souvent utilisée pour remplacer p_{\parallel} comme variable longitudinale dans la description de la section efficace. y dépend du choix du référentiel mais y a l'avantage d'être additive sous une transformation de Lorentz suivant l'axe de la collision. Quand $v \ll 1$ donc $E \rightarrow m$ et $p \rightarrow mv$ alors $y \rightarrow v$, la vitesse classique de la particule. Il est utile d'introduire les variables sans dimension suivantes :

$$x_f = \frac{p_{\parallel}^*}{p_{\parallel \max}^*} \text{ et } x_R = \frac{E^*}{E_{\max}^*}, \quad (2.12)$$

où x_f est la variable d'échelle de Feynman et x_R la variable d'échelle radiale, p_{\parallel}^* et $p_{\parallel \max}^*$ sont la quantité de mouvement longitudinale de la particule et sa valeur maximale dans le référentiel du centre de masse (c.m.) (qui sera toujours indiqué par un astérisque). De même E^* et E_{\max}^* sont l'énergie totale de la particule inclusive et sa valeur maximale dans le c.m. On a $-1 \leq x_f \leq 1$ et $0 \leq x_R \leq 1$. Ces deux variables indiquent en quelque sorte la fraction d'énergie incidente qu'emporte la particule détectée. Un calcul de cinématique relativiste nous donne [55]

$$E_{\max}^* = \frac{(s - M_{X,\min}^2 + m_p^2)}{2\sqrt{s}} \quad (2.13)$$

où $M_{X,\min} = 2m_p + m_A/A$ représente la masse minimale qui accompagne la particule inclusive au cours de la collision et \sqrt{s} l'énergie totale dans le c.m.. Par exemple, si l'on considère la production de \bar{p} dans la réaction pp , $M_{X,\min}^2 = 3m_p^2$ en vertu de la réaction $pp \rightarrow ppp\bar{p}$. L'équation (2.13) est toujours valable, cependant notre expression pour $M_{X,\min}^2$ n'est valable que si l'on travaille dans le c.m. du système nucléon-nucléon (NN) comme ce sera le cas par la suite. En effet dans les collisions nucléaires,

³ $\sigma_r = \sigma_{tot} - \sigma_{el}$ où σ_{el} est la section efficace élastique. Nous renvoyons le lecteur au chapitre 4 pour plus de précision sur les processus compris dans σ_r .

les variables cinématiques sont presque toujours exprimées dans le système du c.m. NN plutôt que dans celui du c.m. nucléon-noyau. L'énergie du nucléon incident considéré ici est de l'ordre de 10 GeV alors que l'énergie du nucléon lié dans le noyau est d'environ 8 MeV. Le nucléon lié peut être considéré comme libre pour le nucléon incident.

Suivant le jeu de variable cinématique que l'on considère, la section efficace inclusive (2.10) peut s'écrire :

$$f(ab \rightarrow cX) = E_c \frac{d^3\sigma}{dp_c^3} = \frac{E_c}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel} dp_{\perp}^2} = \frac{d^2\sigma}{\pi dy d(p_{\perp}^2)}. \quad (2.14)$$

Les deux dernières égalités sont obtenues en intégrant sur l'angle azimutal puisque, comme nous l'avons déjà noté, la section efficace ne dépend pas de ce dernier et en utilisant l'identité $dy/dp_{\parallel} = 1/E$.

2.3 Quelques caractéristiques générales des collisions hadroniques

Dans cette partie, nous allons rappeler quelques aspects caractéristiques des collisions entre hadrons sur lesquels nous nous sommes en partie appuyés dans notre étude de la production d'antiprotons [56, 57]. Tout d'abord, nous allons brièvement, et de façon qualitative, décrire la collision entre deux hadrons en terme de partons. Les hadrons sont considérés comme un "paquet" contenant des partons,

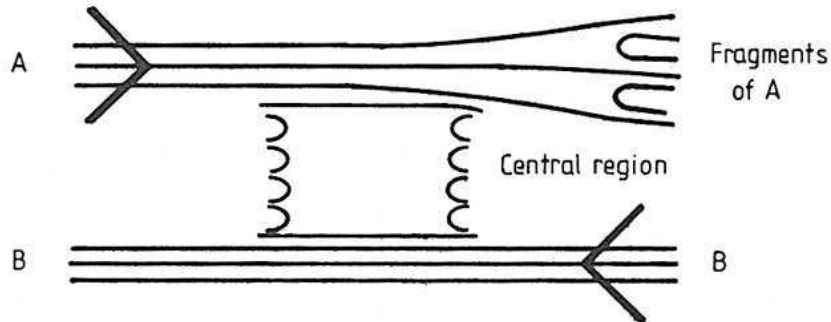


FIG. 2.1 – Représentation schématique d'une collision hadron-hadron en terme de partons.

c'est-à-dire des quarks, des antiquarks et des gluons. La collision entre deux hadrons, A et B , peut être schématisée par la figure 2.1. Chaque paquet est dans son ensemble sans couleur (au sens de la charge de couleur) mais les partons qu'il contient sont colorés et quand les deux paquets s'approchent, il y a une redistribution (polarisation) de ces charges de couleurs.

Certains partons seront sans doute peu affectés par la collision ; ainsi, sur la figure beaucoup de partons de A voyagent plus ou moins en ligne droite mais d'autres, à cause de la force résiduelle due à la polarisation, vont former de nouveaux hadrons (sans couleur) que l'on appelle les **fragments** de A . Certains de ces hadrons vont emporter une fraction significative de la quantité de mouvement de A et vont apparaître avec une large valeur positive de x_f (x_f proche de 1), nous allons trouver dans l'état final "une particule manquante" avec $x_f = 1$. Certains partons incidents peuvent être très peu perturbés de telle manière qu'ils peuvent se recombinaison pour reformer le hadron d'origine comme le hadron B sur la figure 2.1. Dans ce cas, la particule manquante, avec x_f proche de -1 , est juste le hadron incident

B avec une quantité de mouvement légèrement réduite. Ou bien le hadron incident peut être seulement excité dans un état plus lourd avec les mêmes nombres quantiques suivis d'une décroissance comme par exemple $p \rightarrow N^* \rightarrow p\pi$. Ce processus est appelé **la diffusion diffractive** et le π est le fragment du p incident.

Les partons de A et de B qui voyagent très lentement dans le système du c.m. au moment de la collision peuvent se combiner pour produire de nouveaux hadrons essentiellement au repos. C'est la **région centrale** de production ($x_f \simeq 0$ or $y^* \simeq 0$) qui peuple le plateau central comme cela est illustré sur la figure 2.2.

Cette collision à haute énergie entre deux hadrons produit essentiellement deux jets de particules rapides, un contenant les fragments de A , l'autre ceux de B , accompagnés par une région centrale de particules lentes qui ne sont pas particulièrement liées à A ou B .

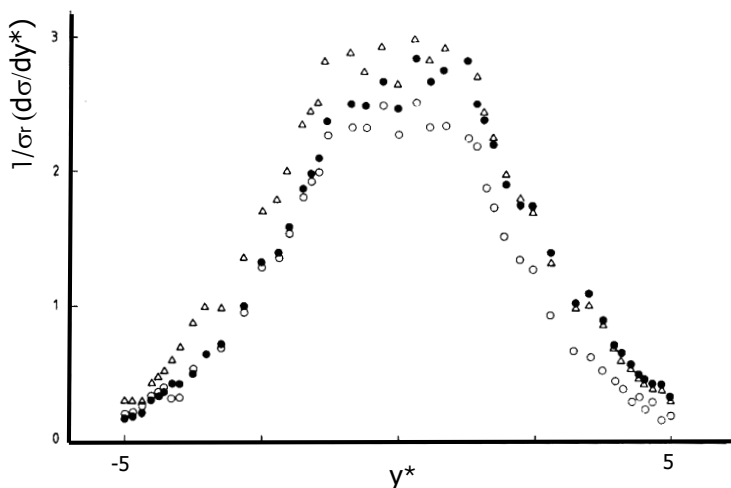


FIG. 2.2 – Distribution inclusive en rapidité pour la production de particules : ISR $p_{inc}=15.4$ GeV/c (points blancs), ISR $p_{inc}=26.7$ GeV/c (triangles blancs), ISR faisceau 1 $p_{inc}=15.4$ GeV/c et faisceau 2 $p_{inc}=26.7$ GeV/c (points noirs) [56].

De façon plus quantitative, les collisions hadroniques présentent à haute énergie les propriétés générales suivantes :

1. Une petite partie de l'énergie incidente seulement est utilisée pour la création de nouvelles particules. La multiplicité est faible. Par exemple, dans les collisions pp produites aux ISR du CERN ($10 \lesssim \sqrt{s} \lesssim 60$ GeV), le nombre moyen de particules chargées est d'environ 12 dont 90 % sont des pions.
2. Ainsi la plus grande partie de l'énergie incidente se retrouve dans l'énergie cinétique des particules produites. Ces dernières sont principalement émises dans la direction des particules incidentes. En effet, les sections efficaces de production hadronique montrent une forte décroissance exponentielle selon la quantité de mouvement transverse (angle de diffusion), $f \propto e^{-\alpha p_{\perp}}$, α étant plus ou moins indépendant de l'énergie incidente et de la masse de recul M_X (c'est-à-dire la masse des particules

X qui accompagnent la particule c).

3. La plupart des particules sont produites avec une faible vitesse (petite valeur de x_f ou x_R). La distribution des particules décroît rapidement quand $x_f \rightarrow 1$ comme $(1 - x_f)^n$. Cette dépendance peut être expliquée par la règle de comptage dans le cadre du modèle des partons où n s'écrit $2n_s - 1$ et où n_s est le nombre de quarks de valence spectateurs du nucléons dans la collision. Cette caractéristique est aussi prédite par l'approche phénoménologique des pôles de Regge. La forme de la distribution en x_f est essentiellement indépendante de l'énergie incidente, une propriété qui est connue sous le nom de "Feynman scaling" (l'invariance d'échelle de Feynman). Quand $\sqrt{s} \rightarrow \infty$, $f(p_\perp, p_\parallel, \sqrt{s}) \rightarrow f(p_\perp, x_f \text{ ou } x_R)$, ainsi f ne dépend plus de l'énergie incidente.
4. La symétrie avant–arrière dans la production de particules est attendue dans les collisions (NN) et dans les collisions de noyaux identiques (AA). Cette symétrie, en première approximation reste valable, dans les systèmes asymétriques (pA) et (A_1A_2) pour les réactions nucléaires à haute énergie où prédomine l'interaction directe NN . Cela n'est pas vrai en principe dans les domaines dynamiques où les effets du milieu nucléaire (diffusion multiple, absorption) sont attendus. Néanmoins, dans notre situation, la production de \bar{p} , on ne s'attend pas à ce que ces effets soient importants et l'hypothèse de la dominance de l'interaction directe NN reste valable. De plus, cette approximation, est compatible avec plusieurs résultats expérimentaux pour la production de protons [58], de \bar{p} [58, 59], de \bar{d} [60] et de pions [61]. Il faut noter que le même argument de symétrie a été utilisé ultérieurement pour les collisions $p + Be$ [62] et $p + p, Be, Al, Cu, Au$ [58, 61] où il est fait explicitement référence aux collisions quasi-libres NN . Cette hypothèse est aussi confortée par l'approche RQMD (relativistic quantum molecular dynamics) pour des calculs sur les collisions nucléaires asymétriques [63].

Pour les collisions NN , dans la région centrale correspondant au maximum de la production de baryons, où la rapidité du c.m. $y^* = 0$, la section efficace inclusive présente un plateau dont la largeur augmente lentement avec l'énergie incidente. Ce plateau se réduit à un simple maximum dans le domaine d'énergie qui nous intéresse ici. la section efficace inclusive peut augmenter aussi dans la région de fragmentation où $y^* \rightarrow \pm y_{max}^*$ pour les particules qui peuvent être produites par diffraction, ce qui n'est pas le cas pour les \bar{p} où la section efficace de production tombe pratiquement à zéro dans la région de fragmentation.

Une faible dépendance en x_f (ce qui brise la symétrie avant–arrière) pour le terme de masse ($A^{\alpha x_f}$) a été observée dans la section efficace inclusive dans [64] mais contredite pour les antiprotons dans [65]. Cette dépendance a été négligée ici.

2.4 Paramétrisation de la section efficace inclusive de production de \bar{p} dans les collisions pp et pA

Une description précise de la section efficace différentielle inclusive de production de \bar{p} , $f(p + p, A \rightarrow \bar{p}X)$ que l'on notera simplement f par la suite, est nécessairement fondée sur une approche empirique et sur les données expérimentales puisqu'il n'y a pas, à l'heure actuelle, de théorie "complète" sur le

sujet. Notre objectif est de trouver une paramétrisation analytique, simple à utiliser, pour décrire la production d'antiprotons dans les collisions proton-proton (pp), et proton-noyau (pA) dans tout le domaine angulaire, dans un large domaine d'énergies incidentes et pour de nombreux noyaux cibles de masses différentes.

Nous sommes partis de la forme fonctionnelle utilisée par Kalinovslii, Mokhov et Nikitin (KMN) [53] pour la description de la section efficace de la réaction $p + A \rightarrow \bar{p} + X$ qui s'écrit⁴ :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\sqrt{s}, p_{\perp}, x_R) = \sigma_r 0.080 A^{b(p_{\perp})} (1 - x_R)^{8.6} e^{-2.30x_R} \Phi(p_{\perp}), \quad (2.15)$$

$$\Phi(p_{\perp}) = e^{-4.2p_{\perp}} + 2 \frac{e^{10.5x_{\perp}}}{(p_{\perp}^2 + 1.1)^4},$$

où

$$b(p_{\perp}) = 0.12p_{\perp} \text{ si } p_{\perp} \leq 5.0 \text{ GeV}, \quad (2.16)$$

$$= 0.12 \times 5 \text{ si } p_{\perp} > 5.0 \text{ GeV},$$

$$x_{\perp} = 2 \frac{p_{\perp}}{\sqrt{s}}.$$

Cette dernière a été modifiée pour reproduire un plus grand échantillon de données expérimentales couvrant un domaine cinématique ainsi qu'une gamme de masse plus importants.

Suivant l'approche proposée dans [53], les caractéristiques phénoménologiques des collisions hadroniques décrites dans la section 2.3 ont été utilisées pour contraindre la forme fonctionnelle capable de décrire les données expérimentales sur la production de \bar{p} dans les collisions pp et pA . Ces dernières sont listées dans le tableau 2.1. Le domaine des noyaux cibles va du proton jusqu'au plomb et le domaine d'énergie totale (ou de quantité de mouvement) incidente de 12 GeV jusqu'à 400 GeV/c (pour les cibles fixes), couvrant le domaine utile dans l'étude du RC.

La paramétrisation de KMN [53] ne reproduit pas de façon satisfaisante l'ensemble des données du tableau 2.1, c'est pourquoi une nouvelle analyse, contrainte par les données plus récentes est nécessaire. Le large domaine d'énergie incidente utilisé ici rend indispensable l'introduction d'une dépendance en énergie dans la forme fonctionnelle. Ainsi, la nouvelle paramétrisation utilisée pour décrire les données sur la production de \bar{p} , développée à partir de [53], s'écrit :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\sqrt{s}, p_{\perp}, x_R) = \sigma_r A^{C_1 \ln\left(\frac{\sqrt{s}}{C_2}\right) p_{\perp}} (1 - x_R)^{C_3 \ln(\sqrt{s})} e^{-C_4 x_R} \left[(\sqrt{s})^{C_6} C_5 e^{-C_7 p_{\perp}} + (\sqrt{s})^{C_9} C_8 e^{-C_{10} p_{\perp}^2} \right] \quad (2.17)$$

où A est la masse de la cible. La section efficace totale de réaction σ_r utilisée pour la collision pA provient de la paramétrisation de Letaw *et al* [81] ,

$$\sigma_r (mb) = \sigma_0 \left[1 - 0.62 \exp(-T_{inc}/200) \sin(10.9 T_{inc}^{-0.28}) \right]$$

avec $\sigma_0 (mb) = 45 A^{0.7} [1 + 0.016 \sin(5.3 - 2.63 \ln A)]$ (2.18)

⁴L'unité d'énergie est le GeV et les sections efficaces sont en mb.

Expérience	Cible	p_{inc} où \sqrt{s} GeV/c (GeV)	\bar{p} : domaine cinématique, GeV/c	θ_{lab} mrad
G.J.Marmer <i>et al</i> ANL 1969 [66]	<i>Be, Cu</i>	12.3	p_{lab} : 0.820, 1.030	0, 87, 174
Y.Sugaya <i>et al</i> KEK-PS 1998 [67]	<i>C, Cu, Al, Pb</i>	13.7	p_{lab} : 1.0-2.5	89
T.Abott <i>et al</i> BNL 1993 [68]	<i>Al</i>	14.6	m_t : 0-0.3 y : 1.0-1.6	
J.V.Allaby <i>et al</i> CERN 1970 [69]	<i>p, Be, Al, Cu</i> <i>Pb</i>	19.20	p_{lab} : 4.5-18.3	12.5-70
D.Dekker <i>et al</i> CERN 1965 [70]	<i>p, Be, Pb</i>	18.8, 23.1	p_{lab} : 4-12	0, 100
T.Eichten <i>et al</i> CERN 1972 [71]	<i>Be, Al, Cu, Pb</i>	24	p_{lab} : 4-18	17-127
P.I.P.Kalmus <i>et al</i> CERN 1971 [72]	<i>Be</i>	24 et 26	p_{lab} : 0.6-2.5	310
J.M.Snow <i>et al</i> BNL 1985 [73]	<i>Pt</i>	28.4	p_{lab} : 0.606-0.730	0-170
D.S.Barton <i>et al</i> FNAL 1983 [74]	<i>p, C, Cu, Al</i> <i>Ag, Pb</i>	100	p_{lab} : 30-88 p_{\perp} : 0.3, 0.5	
J.R.Johnson <i>et al</i> FNAL 1978 [75]	<i>p</i>	100, 200, 300	p_{\perp} : 0.25-1.5 $0.05 < x_R < 1.0$	
W.F.Baker <i>et al</i> FNAL 1974 [76]	<i>Be</i>	200, 300	p_{lab} : 23-197	3.6
J.W.Cronin <i>et al</i> FNAL 1975 [77]	<i>Be, Ti, W</i>	300	p_{\perp} : 0.76-6.91	77
D.Antreasyan <i>et al</i> FNAL 1979 [78]	<i>p, d, Be, Ti</i> <i>W</i>	200, 300, 400	p_{\perp} : 0.77-6.91	77
K.Guettler <i>et al</i> CERN 1976 [79]	<i>p</i>	$23 < \sqrt{s} < 63$	p_{\perp} : 0.1-0.3 $x_f = 0$	
P.Capiluppi <i>et al</i> CERN 1974 [80]	<i>p</i>	$23.3 < \sqrt{s} < 63.7$	p_{lab} : 1.5-10	80-350

TAB. 2.1 – Liste des données expérimentales de section efficace inclusive de production de \bar{p} utilisées dans la procédure de minimisation de χ^2 , classées par ordre d'énergie croissante.

où T_{inc} est l'énergie cinétique incidente en MeV. La section efficace de réaction σ_r pour la collision pp est donnée par Tang et Ng [82] dont la paramétrisation est détaillée au chapitre 5.

Dans la relation (2.17), le terme $(1 - x_R)^{C_3}$ trouve son origine dans la règle de comptage des quarks dans le modèle des partons [56]. Il a été observé dans ce travail que le résultat était meilleur si l'exposant dépendait de l'énergie incidente. Le facteur multiplicatif devant C_3 , $\ln(\sqrt{s})$ donne le meilleur résultat.

paramètre	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5
valeur (erreur)	0.169 90(4)	10.28(13)	2.269(7)	3.707(27)	0.009205(2)
paramètre	C_6	C_7	C_8	C_9	C_{10}
valeur (erreur)	0.4812(14)	3.3600(2)	0.063940(73)	-0.1824(15)	2.4850(6)

TAB. 2.2 – Valeurs des paramètres de la relation (2.17) obtenues par ajustement des données expérimentales listées dans le tableau 2.1.

Le terme $e^{-C_4 x_R}$ provient du régime de Regge [56]. Le dernier facteur dans (2.17) tient compte de la dépendance en quantité de mouvement transverse de la section efficace inclusive. L'analyse des données (tableau 2.1) montre que le terme $e^{-C_{10} p_{\perp}^2}$ est dominant à basse énergie, $E_{inc} \approx 10$ GeV, tandis que le terme $e^{-C_7 p_{\perp}}$ domine à haute énergie, $E_{inc} > 100$ GeV. La dépendance en \sqrt{s} a été introduite pour permettre une transition entre la dépendance en p_{\perp} et en p_{\perp}^2 . La dépendance en masse de la cible est prise en compte par le terme $A^{C_1 \ln(\frac{\sqrt{s}}{C_2}) p_{\perp}}$, avec une dépendance en énergie dans l'exposant pour les mêmes raisons que précédemment. Un exposant constant est utilisé dans l'approche de KMN [53]. Pour une énergie incidente $E_{inc} < 55$ GeV, ce coefficient devient négatif.

Les 10 paramètres $C_1 - C_{10}$ ont été ajustés à partir des données du tableau 2.1 au moyen d'une procédure de minimisation du χ^2 en utilisant le code MINUIT [83]. Il ne s'agit pas ici d'une vraie procédure statistique car, dans les expériences de mesure de section efficace, les erreurs systématiques sont courantes. Il est difficile de mesurer la normalisation absolue des sections efficaces car cela nécessite en outre une bonne connaissance de l'efficacité de reconstruction du détecteur. De plus, dans notre situation, nous mélangeons plusieurs jeux de données expérimentales distinctes qui peuvent avoir des erreurs systématiques très différentes. Dans ce type d'expérience l'incertitude systématique sur la mesure expérimentale est en général de l'ordre de 15%. Or, certaines données, en particulier celle de Sugaya *et al* [67] sont fournies avec une erreur expérimentale du pourcent. Ceci a pour effet d'augmenter de manière inconsidérée le poids de ce type de données dans la procédure de minimisation. C'est pourquoi, nous avons modifié la valeur de certaines incertitudes expérimentales pour les rendre plus conformes à celles rencontrées habituellement dans ce genre d'expérience. La procédure de minimisation du χ^2 est pour nous une méthode pratique pour ajuster les paramètres et pour comparer les différentes paramétrisations entre elles.

Dans la méthode d'ajustement utilisée, les meilleurs paramètres C_1, \dots, C_{10} sont tels qu'ils minimisent la somme :

$$S(C_1, \dots, C_{10}) = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i^{exp} - y(C_1, \dots, C_{10}; x_i))^2}{(\Delta y_i^{exp})^2}. \quad (2.19)$$

C'est une somme sur tous les points expérimentaux $i = 1, 2, \dots, n$ qui réunit ainsi la totalité de l'infor-

$$\begin{pmatrix} 1.000 & 0.961 & 0.120 & -0.200 & -0.148 & 0.128 & 0.086 & -0.067 & -0.048 & -0.165 \\ & 1.000 & 0.131 & -0.209 & -0.199 & 0.157 & -0.098 & -0.067 & -0.060 & -0.148 \\ & & 1.000 & -0.937 & -0.321 & 0.228 & -0.049 & -0.655 & -0.620 & -0.289 \\ & & & 1.000 & 0.282 & -0.180 & -0.042 & 0.834 & 0.784 & 0.311 \\ & & & & 1.000 & -0.962 & 0.358 & -0.110 & -0.128 & 0.239 \\ & & & & & 1.000 & -0.164 & 0.232 & 0.286 & -0.202 \\ & & & & & & 1.000 & -0.127 & 0.007 & -0.028 \\ & & & & & & & 1.000 & 0.979 & 0.210 \\ & & & & & & & & 1.000 & 0.148 \\ & & & & & & & & & 1.000 \end{pmatrix}$$

TAB. 2.3 – Coefficients de corrélation pour les paramètres $C_1 - C_{10}$ donnés dans le tableau 2.2.

mation expérimentale. y_i^{exp} est la valeur expérimentale et $y(C_1, \dots, C_{10}, x_i)$ la valeur théorique calculée pour cette valeur de x_i et avec une erreur expérimentale Δy_i^{exp} . Dans notre situation, y représente la section efficace invariante de Lorentz $Ed^3\sigma/dp^3$ et x_i les variables cinématiques \sqrt{s} , p_\perp et x_R . Dans le cas idéal où toutes les valeurs $\{y_i^{exp}\}$ sont distribuées selon une loi normale, la somme S_{min} , où nous avons remplacé les coefficients par leurs valeurs venant de la minimisation, doit avoir une valeur proche de $n - k$, c'est-à-dire du nombre de degrés de liberté. n est le nombre de points expérimentaux et k le nombre de paramètres libres à ajuster (ici 10) [84].

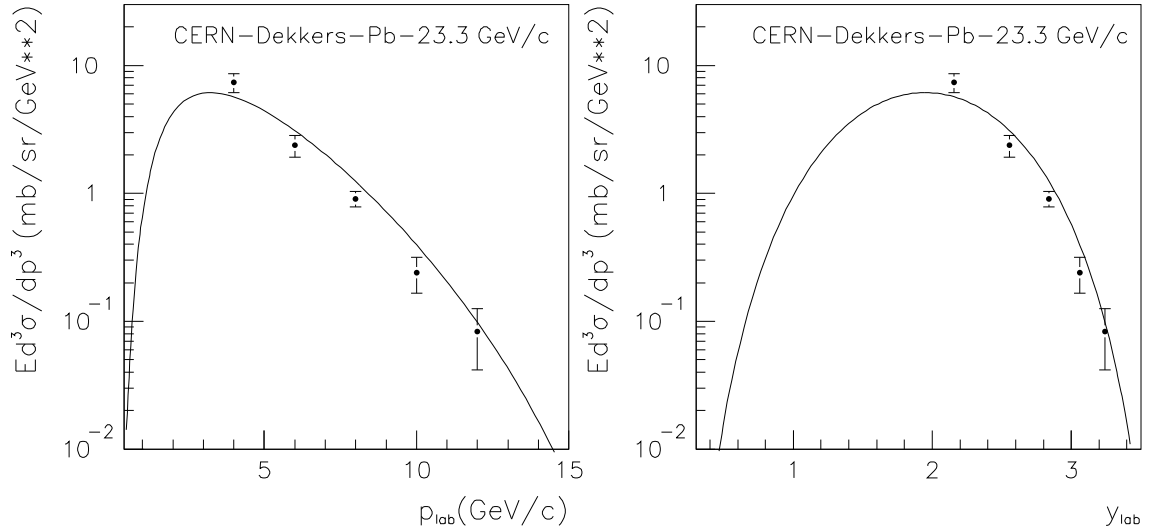


FIG. 2.3 – Section efficace expérimentale de production de \bar{p} dans la collision $p + Pb$ à 0 degré et à 23.1 GeV [70] comparée à la paramétrisation (2.17) en fonction de la quantité de mouvement de l'antiproton p_{lab} (gauche) et de sa rapidité y_{lab} (droite). Dans ce dernier cas, la distribution est symétrique autour de la rapidité du c.m. $y_{c.m.} = 1.9$, correspondant dans le laboratoire à $p_0 \approx 3.3$ GeV/c. Ajuster les données pour $p_{lab} > p_0$ nous donne les valeurs de la section efficace inclusive de production pour $p_{lab} < p_0$ où il n'existe pas de données expérimentales.

Dans la section 2.3, il a été mentionné qu'une caractéristique de la section efficace inclusive, dans une bonne approximation, est sa symétrie en rapidité (symétrie avant–arrière). Par construction, notre nouvelle paramétrisation (2.17) satisfait à cette symétrie puisqu'elle ne dépend que de \sqrt{s} , p_\perp et x_R (une dépendance en x_f briserait cette symétrie). La figure 2.3⁵ illustre cette propriété avec l'ajustement des données à 23.1 GeV/c. La section efficace est tracée en fonction de la rapidité de \bar{p} à droite et de sa quantité de mouvement à gauche, dans le référentiel du laboratoire. Le maximum de la section efficace correspond à la production de particules avec une vitesse nulle dans le référentiel du c.m., elle voyage avec la vitesse du c.m. dans le référentiel du laboratoire. La quantité de mouvement correspondante dans le laboratoire est $p_0 \approx \sqrt{m_p E_{inc}/2}$. Ainsi, par symétrie, la partie supérieure du graphe par rapport à y_{cm} détermine la partie inférieure de la section efficace. Ceci est aussi vrai dans le système du laboratoire, où la connaissance de la valeur de la section efficace pour $p_{lab} > p_0$ détermine sa valeur en dessous de cette quantité de mouvement. Dans le cas de la figure 2.3, cela signifie qu'un

⁵Sur toutes les figures où l'on a représenté en abscisse $Ed^3\sigma/dp$, il faudrait en toute rigueur mettre comme unité $\text{mb}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot(\text{GeV}/c)^{-2}$ à la place de $\text{mb}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{GeV}^{-2}$ puisqu'il s'agit d'une section efficace par quantité de mouvement.

ajustement des données expérimentales au-dessus de $p_0 \approx 3.3 \text{ GeV}/c$ nous donne aussi accès aux valeurs inférieures de la section efficace avec le même degré de précision. En termes de rapidité, l'ajustement des données entre $y_{lab} \simeq 2.1$ et $y_{lab} \simeq 3.2$ détermine aussi la section efficace en dessous de $y_{lab} \simeq 0.65$. Ainsi, dans le cadre de l'approximation discutée précédemment, le domaine de validité de l'ajustement est augmenté. C'est un point important car les données expérimentales sur la production de \bar{p} avec une quantité de mouvement en dessous de $1 \text{ GeV}/c$ sont rares alors que les \bar{p} issus de l'annihilation des neutralinos ou de l'évaporation des trous noirs primordiaux sont attendus dans ce domaine d'énergie.

L'énergie cinétique seuil de production de \bar{p} est de $6m_p$. Ce seuil apparaît de façon implicite dans la relation (2.17). D'après (2.13), lorsque \sqrt{s} tend vers $4m_p$, E_{max}^* approche de 0 et x_R diverge. Ainsi, à cause du terme en $e^{-C_4 x_R}$, la paramétrisation (2.17) devient nulle. Il faut souligner que les données de plus basse énergie dont nous disposons sont celles de Y.Sugaya *et al* [67] à 12 GeV. Nous ne disposons pas de données près du seuil ce qui fait que cette région est la moins bien contrainte.

2.4.1 Résultats pour les cibles nucléaires $A \geq 2$

La paramétrisation (2.17) donne un χ^2 par point de 5.32^6 pour les 654 points expérimentaux correspondant au tableau 2.1. Les valeurs des paramètres obtenus par l'ajustement, ainsi que leurs erreurs, sont présentées dans le tableau 2.2. Le tableau 2.3 correspond à la matrice symétrique des coefficients de corrélation. Cette matrice nous dit, à titre d'exemple, que les coefficients C_1 et C_2 sont fortement corrélés (coefficient de 0.961) comme il est attendu étant donné leur dépendance fonctionnelle. Au contraire, les coefficients C_5 et C_8 sont faiblement corrélés (coefficient de 0.232) puisqu'ils interviennent dans des domaines d'énergie différents. Les résultats pour des cibles $A \geq 2$ sont montrés sur les

collision	paramétrisation	χ^2 par point
$p + p, A$	KMN [53]	80.0
$p + p, A$	ce travail (2.17)	5.3

TAB. 2.4 – Comparaison entre ce travail et la paramétrisation de KMN.

figures 2.4, 2.5, 2.6, 2.7 et 2.8 où les points expérimentaux sont comparés à la paramétrisation (2.17). Sur chaque figure ont été rapportées quelques informations : expérience, auteurs, énergie du faisceau, et χ^2 par point pour le jeu de données. De plus, sur chaque figure, la distribution supérieure correspond aux sections efficaces mesurées alors que chaque distribution suivante est décalée d'un facteur 10^{-1} par rapport à la précédente pour la lisibilité de la figure.

Comme on peut le constater sur les figures, la qualité des ajustements est bonne excepté pour les données à 24-26 GeV de [72] que le calcul sous-estime d'un facteur 2. Cependant ce jeu de données a été conservé dans la procédure d'ajustement car il affecte très peu le résultat final (ce qui n'est pas le cas des données listées dans le tableau 2.5). Pour les autres données, la paramétrisation donne des résultats satisfaisants et permet donc de décrire un large jeu de données couvrant une grande plage

⁶On compare des χ^2 par point et non par degrés de liberté. La différence est minime étant donné le grand nombre de points expérimentaux. Rappelons que le χ^2 par point est principalement, dans notre cas, un moyen commode de comparer les diverses paramétrisations.

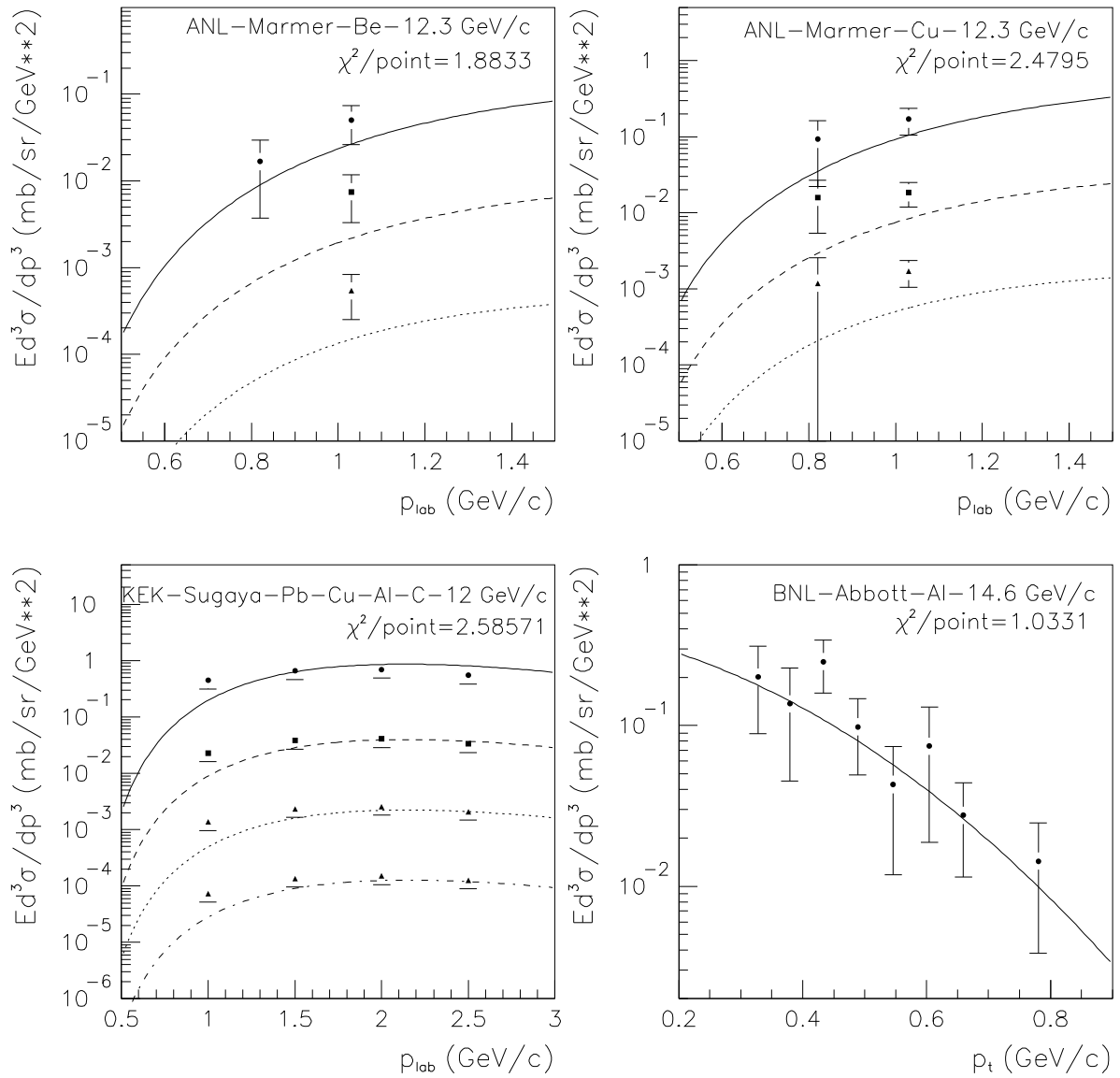


FIG. 2.4 – Points expérimentaux de [67, 66, 68] comparés à la paramétrisation (2.17). Il s'agit des données correspondantes aux énergies incidentes les plus basses sur cibles fixes. p_{lab} correspond à la quantité de mouvement totale de l'antiproton dans le laboratoire et p_t à sa quantité de mouvement transverse.

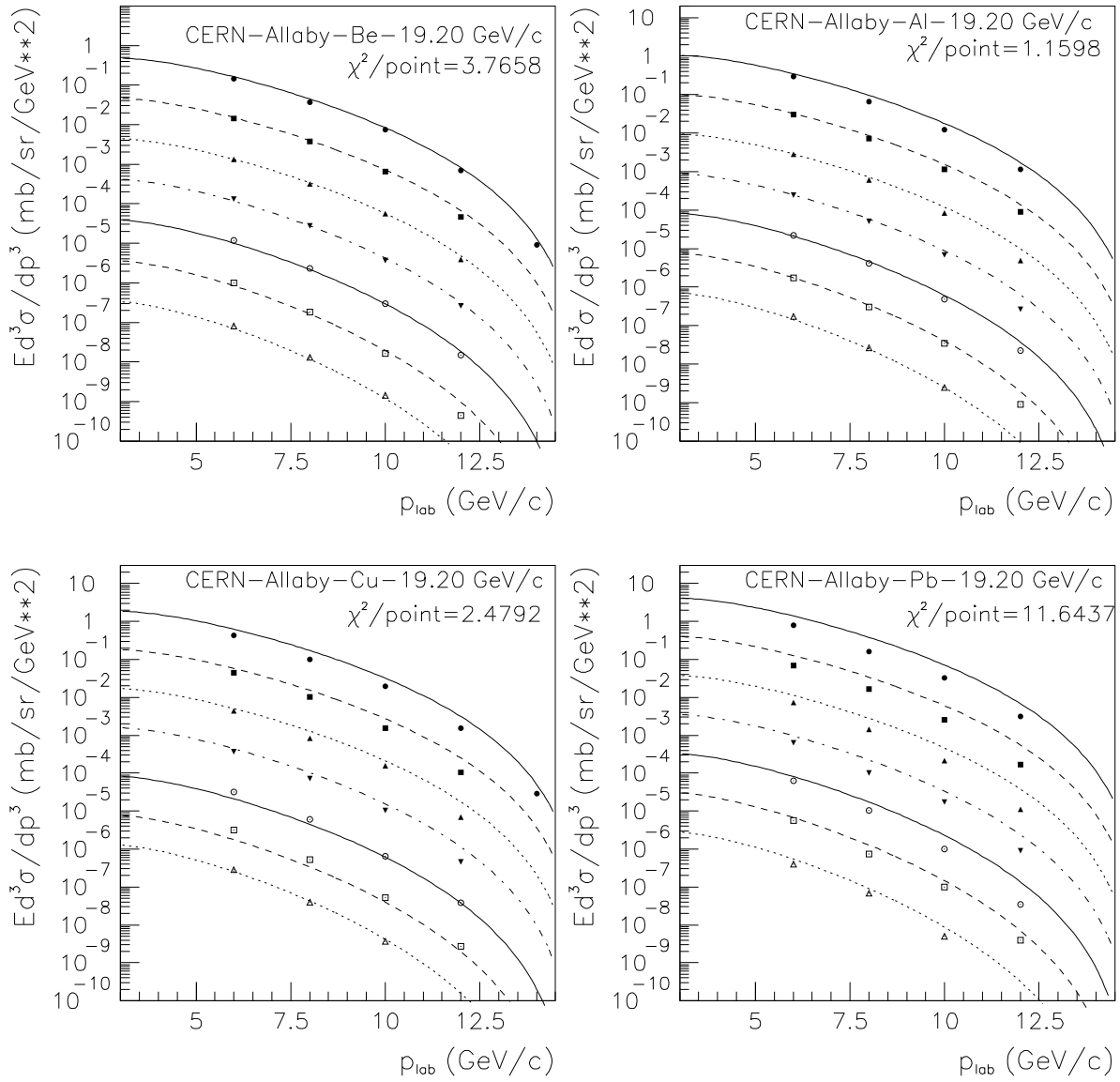


FIG. 2.5 – Points expérimentaux de [69] comparés à la paramétrisation (2.17).

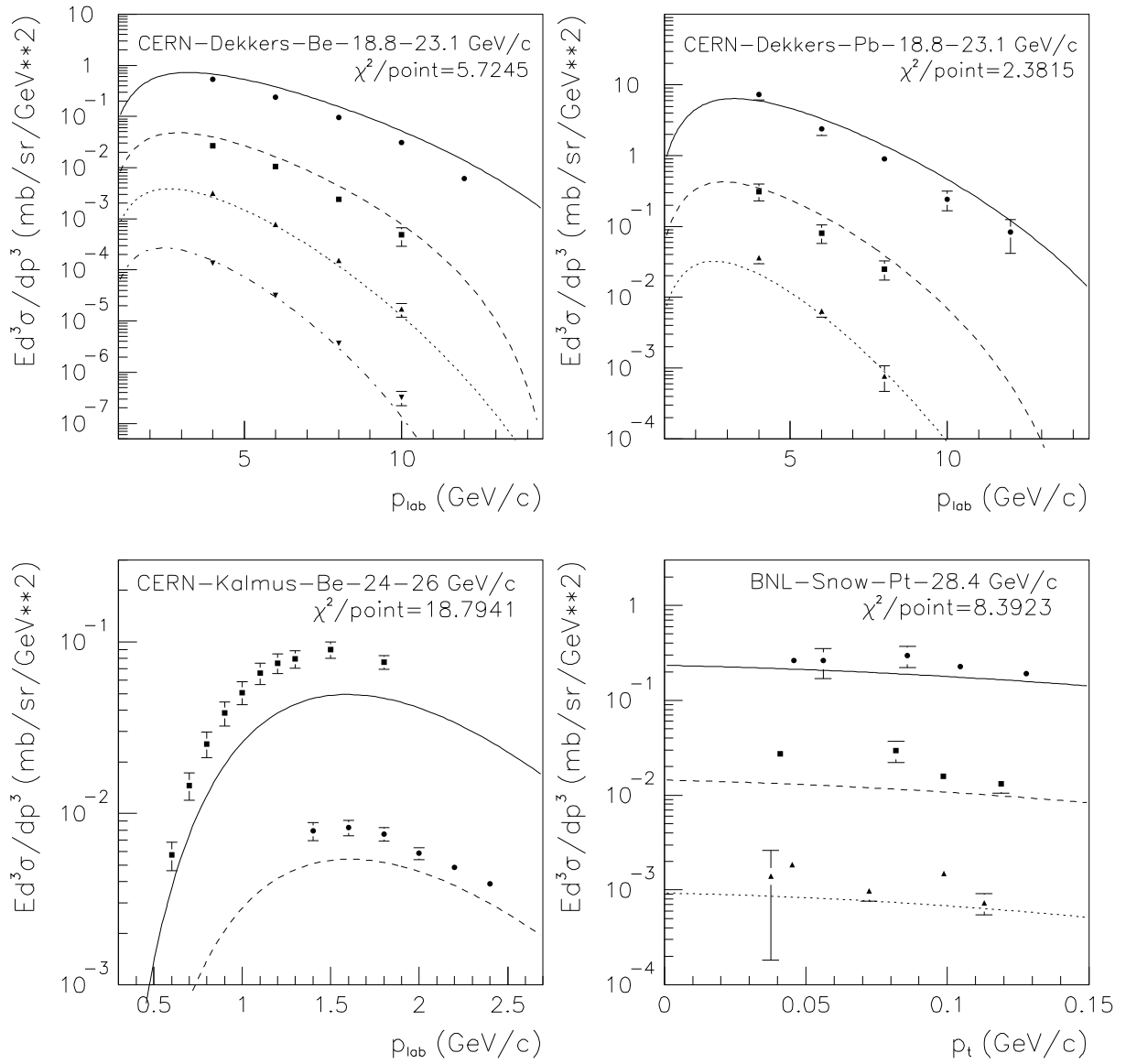


FIG. 2.6 – Points expérimentaux de [70, 72, 73] comparés à la paramétrisation (2.17) .

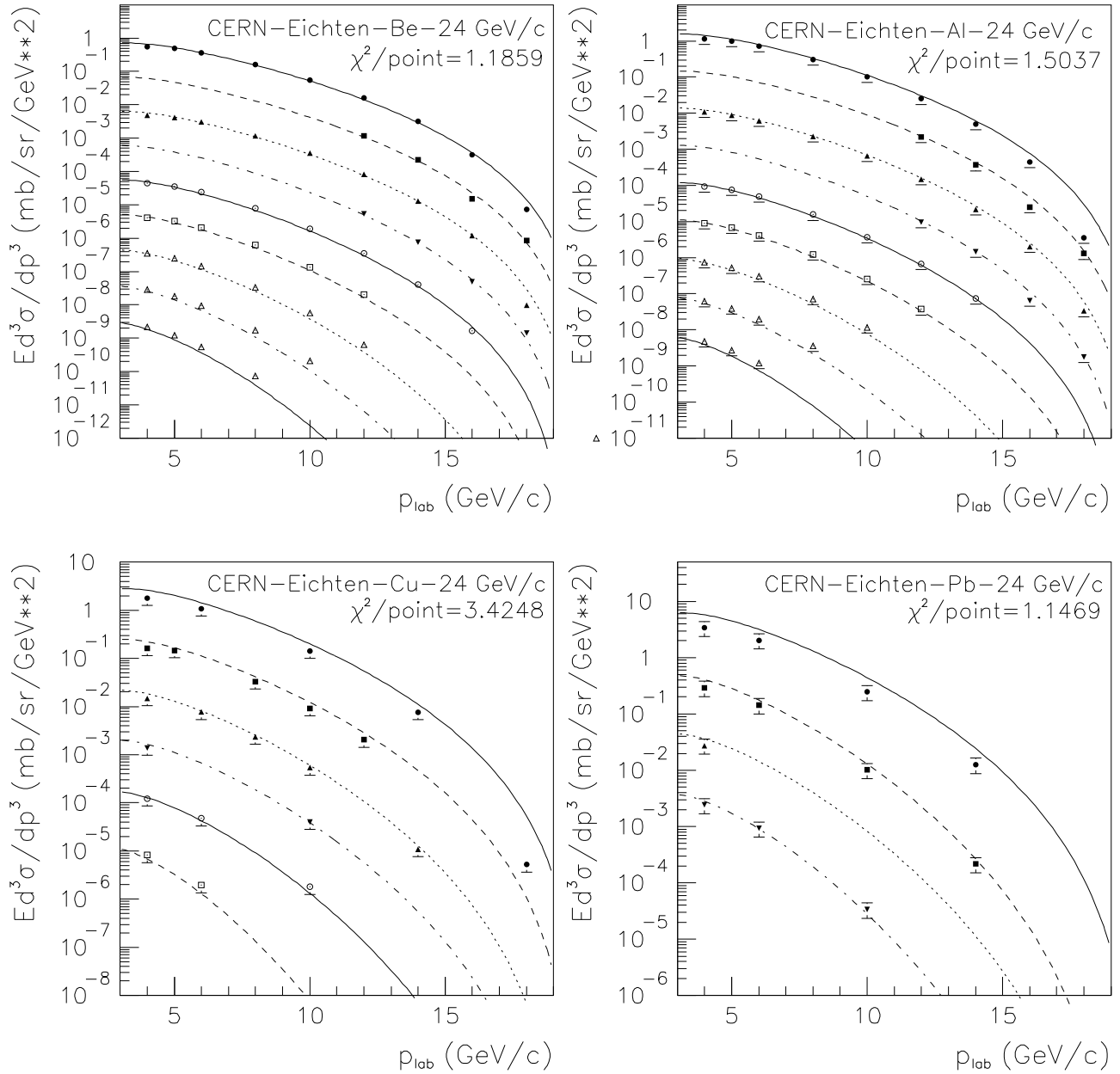


FIG. 2.7 – Points expérimentaux de [71] comparés à la paramétrisation (2.17).

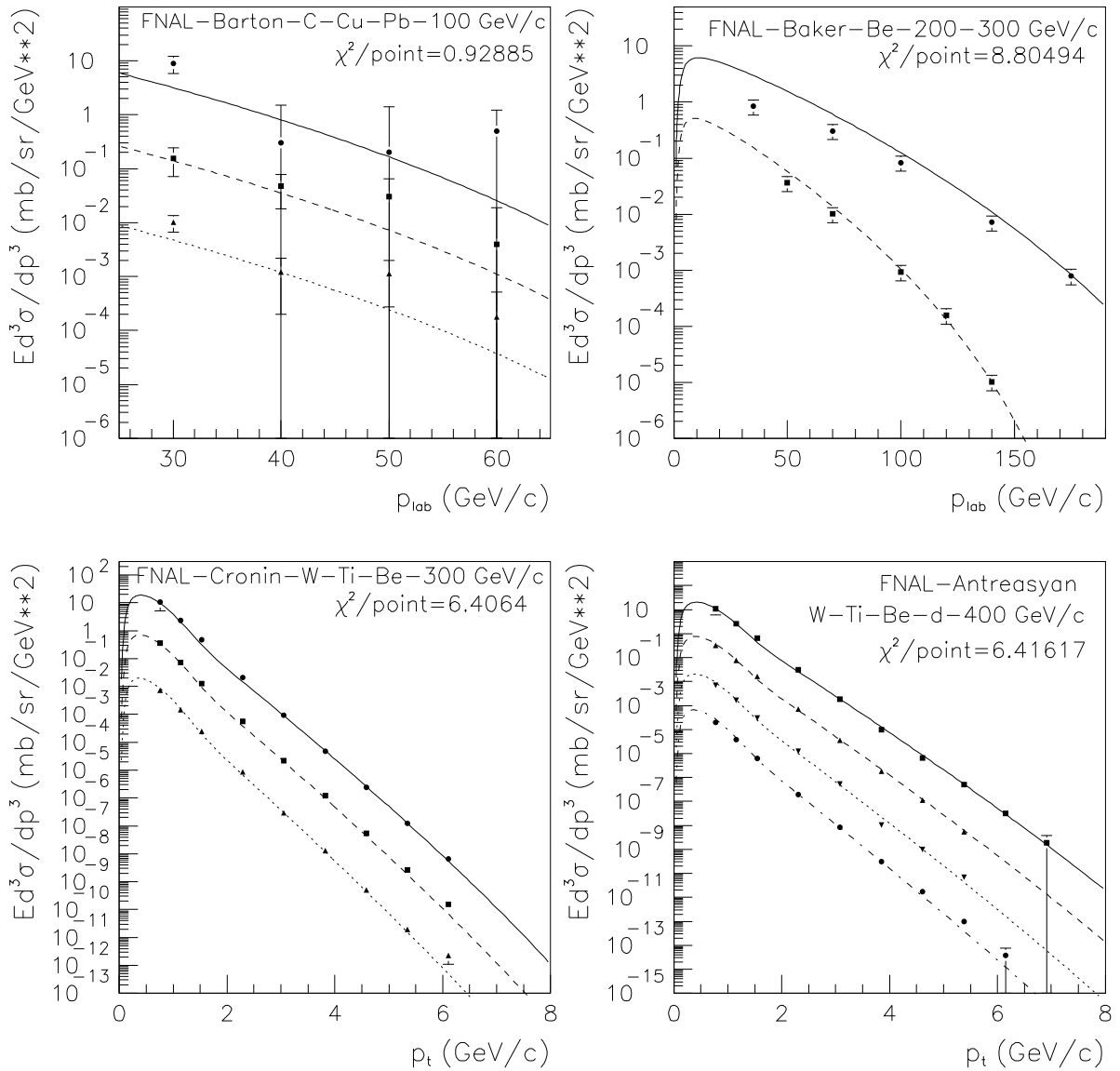


FIG. 2.8 – Points expérimentaux de [74, 76, 77, 78] comparés à la paramétrisation (2.17). Il s'agit des données correspondantes aux énergies incidentes les plus hautes sur cibles fixes. Les données de Cronin *et al* et de Antreasyan *et al* ont été obtenues pour de grandes quantités de mouvement transverses de \bar{p} .

d'énergie incidente (12 GeV à 400 GeV/ c sur cible fixe et jusqu'à $\sqrt{s} = 63$ GeV pour les collisionneurs), de quantité de mouvement transverse (jusqu'à 6 GeV/ c) et de noyaux cibles (jusqu'au $A = 208$).

Le tableau 2.4 compare la valeur du χ^2 par point obtenue dans ce travail par rapport à celle obtenue par la paramétrisation de KMN pour les mêmes données (9 paramètres libres). Cette dernière est plus d'un facteur 10 supérieure à la valeur obtenue avec la paramétrisation (2.17). Cela donne une estimation de l'amélioration de la description des données obtenues dans ce travail.

2.4.2 Données non prises en compte dans la procédure d'ajustement

Les données listées dans le tableau 2.5 ont été écartées de la procédure de minimisation à cause de leur incompatibilité évidente avec les autres données. Ceci est illustré sur les figures 2.9 et 2.10 où ces données sont comparées à la paramétrisation (2.17) obtenue à partir des données du tableau 2.1.

Le premier groupe de données qui nous a semblé suspect est celui de l'IHEP (Protvino, Russie). L'écart entre les données de Antipov *et al* [8] et la paramétrisation (2.17) varie approximativement d'un facteur entre 2 et 5 (partie gauche de la figure 2.9). Cette différence est compatible avec un problème de normalisation. De plus, certains points de ce jeu de données proviennent d'extrapolation d'autres mesures réalisées dans des conditions différentes, nous en reparlerons dans l'analyse des données sur la production de $\bar{A} = 3$. Le problème est plus grave pour les données de [86] (pourtant plus récentes), le désaccord avec la paramétrisation (2.17) peut être supérieur d'un facteur 10 (partie droite de la figure 2.9).

Un désaccord surprenant est apparu avec les données récentes de NA44 du Cern [85], en particulier pour les mesures à faible rapidité. Il faut noter que la paramétrisation (2.17) décrit bien les données de [78] pour les mêmes cibles (où des cibles voisines) que [85] et dans un domaine de p_{\perp} supérieur à celui de [85] (voir figure 2.8).

Expérience	Cible	E_{inc}/p_{inc} (GeV/ c)	\bar{p} domaine cinématique (GeV/ c)	θ_{lab} (mrad)
Yu.M.Antipov <i>et al</i> IHEP 1971 [8]	<i>Al</i>	70	$p_{lab} : 10-60$	0
V.V.A.Abramov <i>et al</i> IHEP 1984 [86]	<i>C, Al, Cu, Sn</i> <i>Pb</i>	70	$p_{\perp} : 0.99-4.65$	37
W.Bozzoli <i>et al</i> CERN 1978 [9]	<i>Be, Al</i> <i>Pb</i>	200	$p_{lab} : 20-37$	0
I.G.Bearden <i>et al</i> CERN 1998 [85]	<i>Be, S, Pb</i>	450	$p_{lab} : 4-8.5$ $p_{\perp} : 0.11-1.28$	37

TAB. 2.5 – Liste des données expérimentales de section efficace inclusive de production de \bar{p} non prises en compte dans la procédure de minimisation de χ^2 , classées par ordre d'énergie croissante.

Les données expérimentales de [9] qui apparaissent dans le tableau 2.5 donnent le rapport des sections efficaces de production de \bar{p}/π^{-} . Pour obtenir la section efficace de production de \bar{p} , il faut extraire au préalable celle correspondant à la production de π^{-} , ce qui rajoute une source d'erreur. C'est pourquoi ce jeu de données n'a pas été pris en compte dans la procédure d'ajustement. Nous verrons cependant qu'il est compatible avec les autres données et la paramétrisation (2.17) dans le chapitre 3.

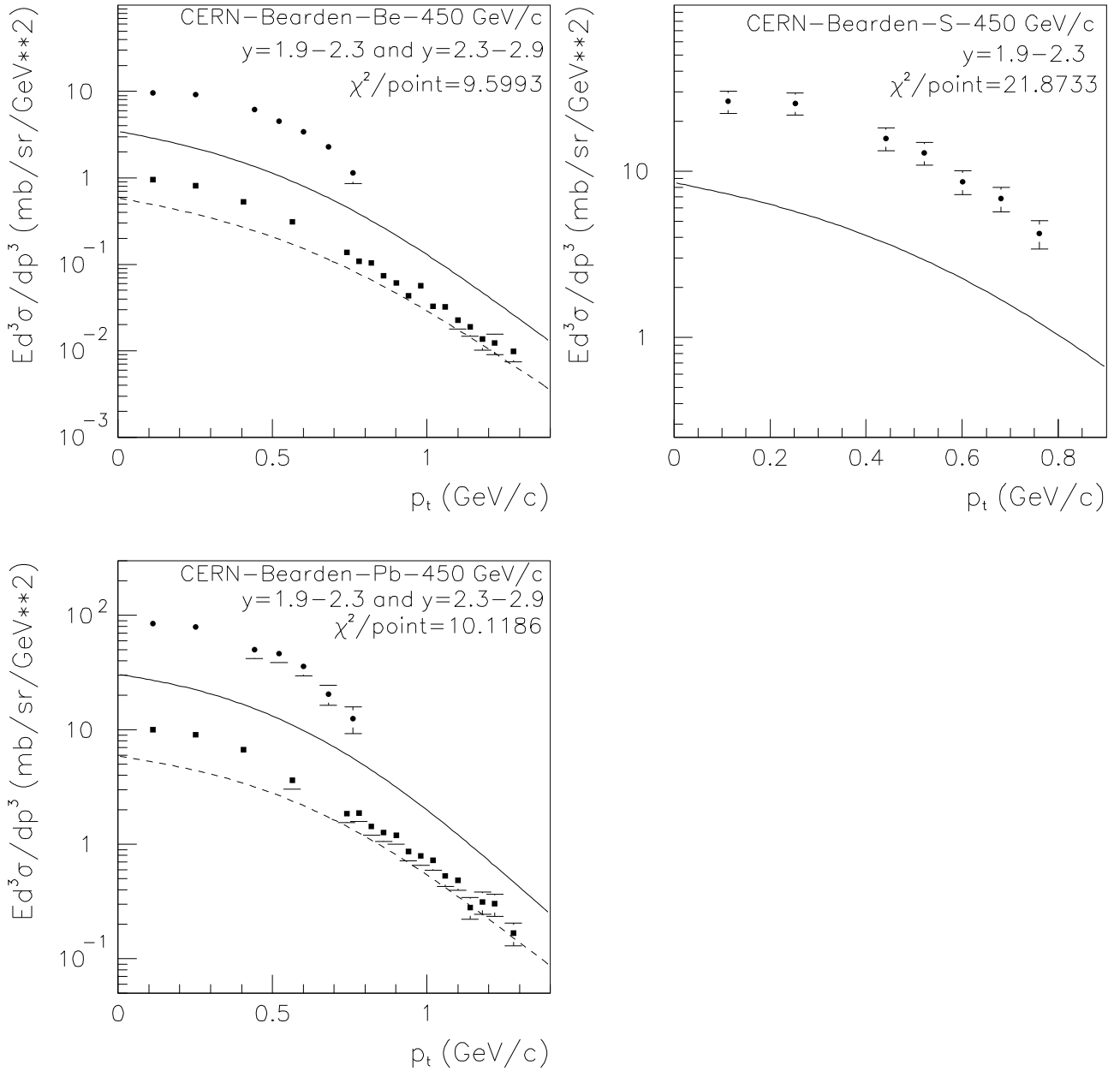


FIG. 2.9 – Points expérimentaux de [85] comparés à la paramétrisation (2.17). Ces données récentes du CERN (1998) n'ont pas été prises en compte dans la procédure de minimisation à cause de leur inconsistance manifeste avec les autres données, en particulier à basse rapidité.

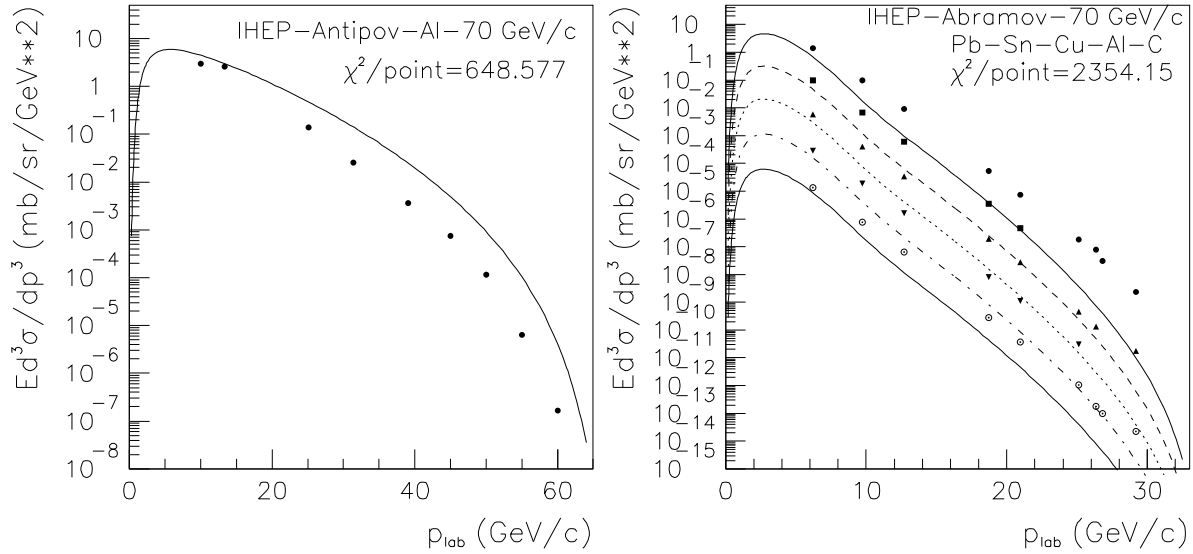


FIG. 2.10 – Points expérimentaux de [8, 86] comparés à la paramétrisation (2.17). Il s'agit des seules données pour lesquelles l'énergie incidente est intermédiaire entre celles du CERN et celles du FNAL (70 GeV). Malheureusement, ces données de l'IHEP (Russie) n'ont pas été prises en compte dans la procédure de minimisation à cause de leur inconsistance manifeste avec les autres données.

2.4.3 Analyse des données de la collision $pp \rightarrow \bar{p}X$

Cette réaction est dominante dans la production de \bar{p} secondaires induits par les rayons cosmiques. En effet, le milieu interstellaire est principalement constitué de gaz d'hydrogène. C'est pourquoi, il est souhaitable d'obtenir une description aussi précise que possible de cette réaction.

Si l'on considère uniquement les collisions pp dans le tableau 2.1, la paramétrisation (2.17) donne, avec les paramètres du tableau 2.2, un χ^2 par point de 7.1. Pour les mêmes données, la très utilisée paramétrisation de Tan et Ng [52] donne une valeur de 28.1. De plus, cette dernière n'est valide que pour $0 \leq p_{\perp} \leq 0.8$ GeV/c et ne permet pas de reproduire les données à large p_{\perp} comme [77] et [78] où $0.76 \leq p_{\perp} \leq 6.91$ GeV/c. Il est apparu, au cours de cette étude, que certains paramètres de la relation

collision	paramétrisation	χ^2 par point
$p + p$	Tan and Ng [52]	28.1
$p + p$	ce travail (2.17)	3.6

TAB. 2.6 – Comparaison entre ce travail et la paramétrisation de Tan et Ng.

(2.17) n'ont pas d'incidence dans la procédure d'ajustement dans le cas particulier où l'on ne considère que les données pp . Ainsi, la paramétrisation (2.17) a été réexaminée et simplifiée pour cette réaction particulière. Nous avons obtenu la forme fonctionnelle suivante :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \sigma_r (1 - x_R)^{D_1} e^{-D_2 x_R} \left[(\sqrt{s})^{D_4} D_3 e^{-D_5 p_{\perp}} + D_6 e^{-D_7 p_{\perp}^2} \right]. \quad (2.20)$$

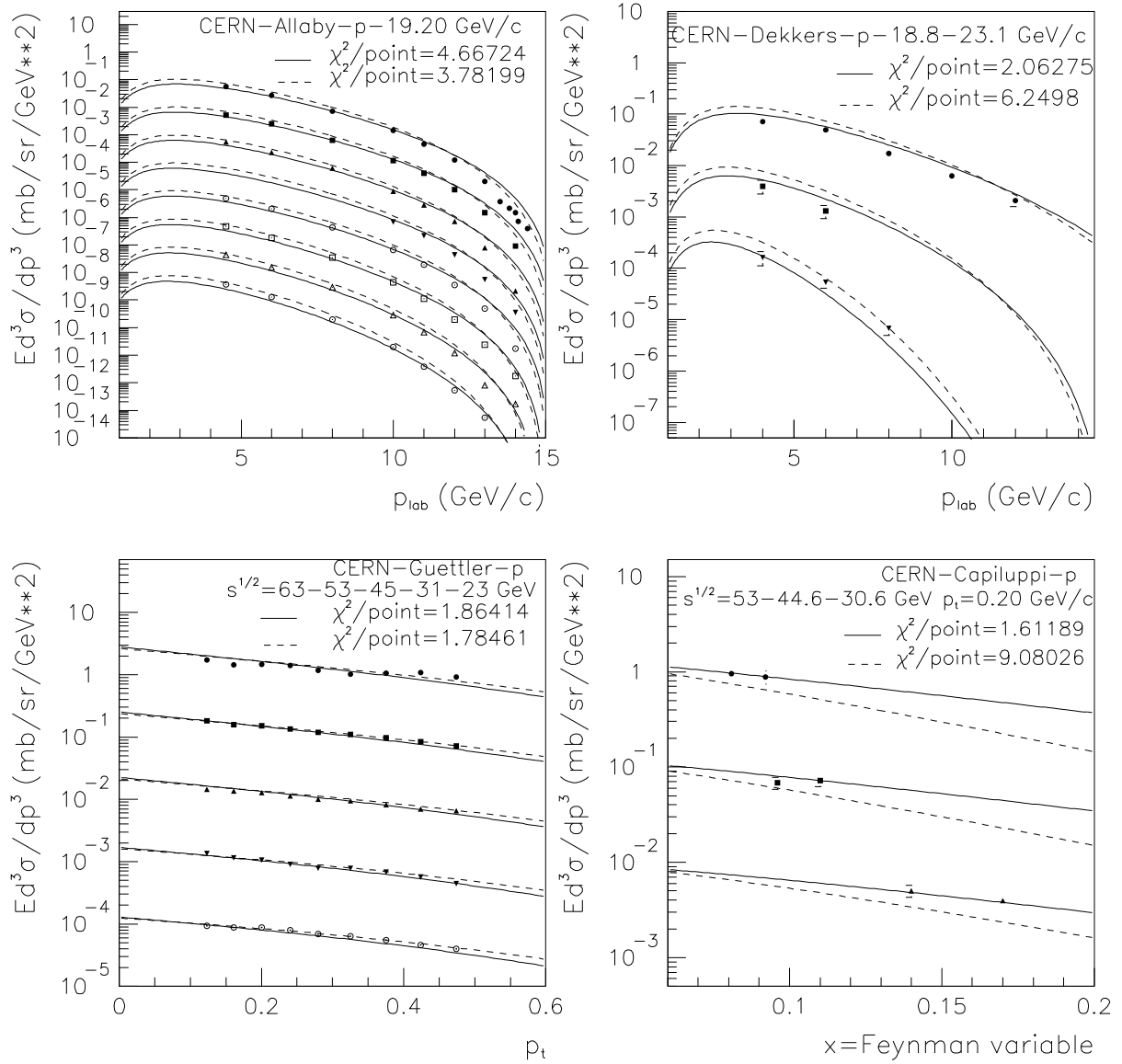


FIG. 2.11 – Points expérimentaux de [69, 70, 79, 80] pour les collisions pp , comparés à la paramétrisation (2.20) (ligne continue) et à la paramétrisation (2.17) (ligne tiretée). Pour les données de Guettler *et al* et de Capiluppi *et al*, il s'agit de collisions pp sur collisionneur (et non sur cible fixe).

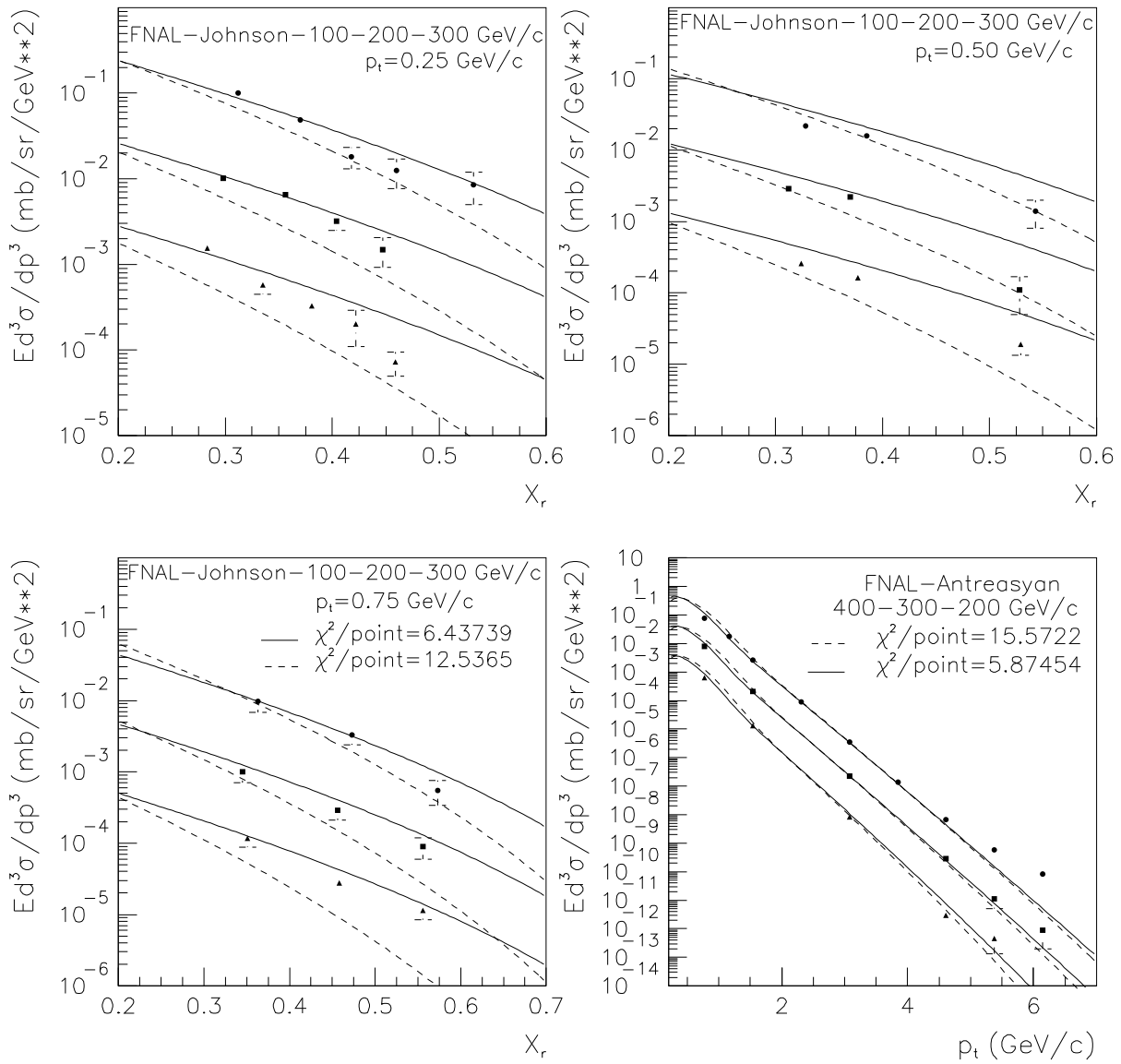


FIG. 2.12 – Identique à la figure 2.11 pour les données de [75, 78].

Par comparaison avec (2.17), la dépendance vis-à-vis du noyau cible a été supprimée puisque l'on ne considère plus que les protons. De plus, les termes dépendant de l'énergie \sqrt{s} , n'apparaissent plus devant D_1 et D_2 dans l'équation (2.20) à cause de leur inutilité observée dans la procédure d'ajustement.

Les paramètres D_1 à D_2 ont été ajustés par la même procédure que précédemment à partir des données expérimentales listées dans le tableau 2.1, restreint aux données sur les collisions pp . La paramétrisation (2.20) donne un χ^2 par point de 3.6 pour l'ajustement sur les 228 points expérimentaux correspondant aux collisions pp à la place de 7.1 pour la paramétrisation (2.17). La valeur des paramètres D_1 à D_2 est donnée dans le tableau 2.7. Les valeurs des coefficients C_3 et D_2 , et C_5 et D_3 , sont, respectivement, du même ordre de grandeur, ce qui est normal puisqu'ils décrivent la même physique dans les relations (2.17) et (2.18). Le tableau 2.8 correspond à la matrice symétrique des coefficients de corrélation. Cette matrice nous dit, à titre d'exemple, que les coefficients C_3 et C_4 sont fortement corrélés (coefficient de -0.979) comme il est attendu étant donné leur dépendance fonctionnelle. Au contraire, les coefficients D_3 et D_6 sont faiblement corrélés (coefficient de -0.212) puisqu'ils interviennent dans des domaines d'énergie différents.

paramètre	D_1	D_2	D_3	D_4
valeur (erreur)	3.4610(20)	4.340(20)	0.007855(3)	0.5121(27)
paramètre	D_5	D_6	D_7	
valeur(erreur)	3.36620(5)	0.023070(1)	3.2540(77)	

TAB. 2.7 – Valeurs des paramètres de la relation (2.20) obtenues par ajustement des données expérimentales listées dans le tableau 2.1, restreintes aux collisions pp .

$$\begin{pmatrix} 1.000 & -0.933 & -0.557 & 0.604 & 0.080 & -0.311 & 0.087 \\ & 1.000 & 0.654 & -0.730 & -0.141 & 0.435 & -0.135 \\ & & 1.000 & -0.979 & 0.502 & -0.212 & -0.241 \\ & & & 1.000 & -0.336 & 0.033 & 0.228 \\ & & & & 1.000 & -0.833 & -0.213 \\ & & & & & 1.000 & 0.282 \\ & & & & & & 1.000 \end{pmatrix}$$

TAB. 2.8 – Coefficients de corrélation pour les paramètres $D_1 - D_7$ donnés dans le tableau 2.7.

Les figures 2.11 et 2.13 comparent les points expérimentaux pour la réaction $pp \rightarrow \bar{p}X$ avec la paramétrisation (2.17) (pour $A = 1$) (ligne tiretée) et la paramétrisation (2.20) (ligne continue). La paramétrisation simplifiée (2.20) apporte une amélioration certaine dans la description de la section efficace, la valeur du χ^2 par point a été divisée par 2 (3.6 contre 7).

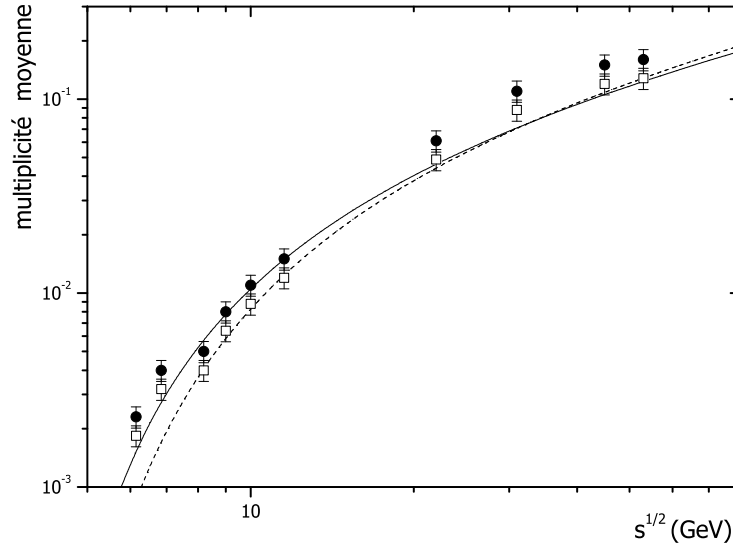


FIG. 2.13 – Multiplicité moyenne de \bar{p} , pour les collisions pp , calculée au moyen de (2.17) (ligne continue) et de (2.20) (ligne tiretée) et comparée aux données [87], non corrigées (cercles pleins) et corrigées (carré ouvert) de la contribution diffractive.

2.5 Multiplicité moyenne d'antiprotons

Une manière de vérifier la validité de nos paramétrisations (2.17) et (2.20) est de calculer à partir de ces dernières la multiplicité moyenne des \bar{p} définie par l'équation (2.11), que l'on rappelle ici :

$$\langle n_{\bar{p}} \rangle = \frac{1}{\sigma_r} \int f \frac{d^3p}{E}. \quad (2.21)$$

$\langle n_{\bar{p}} \rangle$ ne dépend que de \sqrt{s} . Sur la figure 2.20, on compare la multiplicité obtenue à partir de (2.17) et (2.20) avec les données expérimentales pour les collisions pp [87]. Il faut noter que les données originales [87] ont été corrigées pour prendre en compte la contribution des processus simplement diffractifs dans la section efficace totale inélastique σ_r [88]. La multiplicité ainsi corrigée est plus basse que la valeur d'origine, de l'ordre de 15-20 %.

Les résultats de la figure 2.13 s'accordent avec les données expérimentales. En dessous de $\sqrt{s} = 15$ GeV, les résultats donnés respectivement par (2.17) et (2.20) deviennent sensiblement différents, un facteur 2 environ. Comme attendu, la forme simplifiée (2.20) donne un résultat légèrement meilleur puisque les données proviennent de la collision pp .

2.6 Conclusion

Dans cette partie, nous avons construit et ajusté les paramétrisations (2.17) et (2.20) pour décrire correctement la production de \bar{p} dans les collisions pp et pA , pour de nombreux noyaux cibles ($1 \leq A \leq 208$) et dans un large domaine cinématique (de 12 à 400 GeV pour les cibles fixes) qui couvre

la région utile pour l'étude du RC. Les résultats obtenus dans ce travail apportent une amélioration significative dans la description des données par rapport aux précédentes paramétrisations. En terme de χ^2 , la paramétrisation (2.20) améliore la description des données d'un facteur 8 par rapport à celle de Tan et Ng, la paramétrisation (2.17) améliore la description des données d'un facteur 15 par rapport à celle de KMN.

Insistons sur le fait que l'objectif de cette partie est de fournir une paramétrisation simple d'utilisation qui pourrait décrire correctement, dans un large domaine cinématique, la production d'antiprotons. Bien que les paramétrisations obtenues aient été construites à partir d'arguments physiques, il ne faut pas les considérer comme une description microscopique de la dynamique des processus de production d'antiprotons ce qui sort largement du cadre de cette étude. Ces paramétrisations vont être utilisées évidemment dans l'étude du flux de \bar{p} secondaires mais aussi pour l'étude des flux de $2 \leq \bar{A} \leq 4$ secondaires pour lesquels la section efficace de production de \bar{p} est un ingrédient essentiel.

Chapitre 3

Production d'antideuteron, d'antitritium et d'antihélium dans les collisions pp et pA

*“La nature est un temple où de vivants piliers
Laissent parfois sortir de confuses paroles
L'homme y passe à travers des forêts de symboles
Qui l'observent avec des regards familiers”*

Correspondances

Charles Baudelaire

3.1 Introduction

Les données expérimentales sur la production d'antinoyaux légers $\bar{A} \geq 2$ dans les collisions pp et pA sont peu nombreuses (inexistantes dans le cas de $\bar{A} = 4$) et la méthode utilisée dans la section 2.4 ne peut être employée ici. Il va donc falloir faire appel au modèle phénoménologique de la coalescence ainsi qu'aux quelques données expérimentales pour estimer les sections efficaces de production des antinoyaux légers. La production de \bar{d} et de $\bar{A} = 3$ a déjà été estimée par P.Chardonnet, J.Orloff et P.Salati dans le cadre d'un modèle de coalescence par P.Chardonnet, J.Orloff et P.Salati [26]. Les résultats qui vont suivre ont été publiés dans [89] en ce qui concerne l'antideuteron et dans [90] pour l'antitritium et l'antihélium 3.

3.2 Le modèle de coalescence usuel

3.2.1 Origine et description

Le modèle de coalescence a été proposé à la fin des années 60 avec la mise en service de l'accélérateur de Brookhaven aux USA conçu pour étudier le spectre de production de protons et de deuteron dans

les collisions proton-noyaux.

C'est dans ce contexte que S.T.Butler et C.A.Pearson [91], [92], [93] ont proposé leur modèle pour expliquer la formation d'un deuteron. Ce dernier nécessite l'appariement d'un proton et d'un neutron issus de la cascade développée à l'intérieur du noyau frappé. En effet, si l'on regarde le noyau comme un ensemble de nucléons "libres" et indépendants, la particule incidente va frapper un de ces nucléons. Ce dernier va alors acquérir un excès de quantité de mouvement et d'énergie et va à son tour frapper d'autres nucléons etc... Il se développe ainsi, à l'intérieur du noyau frappé, une cascade. Une paire $p - n$, issue de cette cascade, interagit avec le potentiel optique nucléaire statique (elle lui cède son excès d'impulsion-énergie pour pouvoir devenir un deuteron réel dans l'état final), qui avec l'interaction forte $p - n$ permet à cette paire de se lier pour former un deuteron. Les calculs de ce modèle ont recours à la théorie des perturbations du second ordre. Les résultats donnent la densité de deuteron dans l'espace de la quantité de mouvement d^3N_d/dP^3 en fonction de la densité de protons dans l'espace de la quantité de mouvement d^3N_p/dp^3 (qui est supposée être la même que celle des neutrons)

$$\gamma \frac{d^3N_d}{dP^3} = |V_0|^2 \kappa (1 + m^2/p^2) J(\kappa R) \left(\gamma \frac{d^3N_p}{dp^3} \right)^2, \quad (3.1)$$

m est la masse du nucléon, $\kappa^2/m = 2.2 \text{ MeV}$ est l'énergie de liaison du deuteron, $|V_0|$ est la profondeur du potentiel optique et $J(\kappa R)$ est une fonction sans dimension qui dépend de la forme du potentiel optique et du rayon R du noyau, $\mathbf{P} = 2\mathbf{p}$ est la quantité de mouvement du deuteron. Cette dernière relation signifie simplement que le deuteron final et les deux nucléons initiaux voyagent à la même vitesse β et que l'on a négligé l'énergie de liaison du deuteron. La distribution des nucléons est évaluée à la même quantité de mouvement par nucléon. La quantité de mouvement relative du proton et du neutron doit être faible car le potentiel optique n'est capable d'absorber qu'une faible quantité de mouvement de recul. Finalement $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ est le facteur relativiste usuel. L'équation est exprimée en termes de distribution invariante de Lorentz $\gamma d^3N_p/dp^3$.

L'aspect le plus important de cette équation est que **la distribution du deuteron est proportionnelle au carré de la distribution du nucléon**. Le coefficient de proportionnalité dépend de l'énergie de liaison du deuteron et du potentiel optique nucléaire. Il dépend aussi de la quantité de mouvement p par le terme $(1 + m^2/p^2)$, une dépendance en $1/p^2$ (cette dernière provient de l'interaction de la paire avec le potentiel optique du noyau).

De façon plus générale, A.Schwarzschild et C.Zupancic [94] ont suggéré que, indépendamment des détails du mécanisme de formation du deuteron, la distribution en quantité de mouvement du deuteron doit être proportionnelle au produit de la distribution en quantité de mouvement du proton et du neutron. Cette proposition se base simplement sur des considérations d'espaces de phase. La densité de deuteron dans l'espace des quantités de mouvement est proportionnelle à la densité de protons multipliée par la probabilité de trouver un neutron à l'intérieur d'une sphère de rayon p_0 autour de la quantité de mouvement du proton. On a ainsi,

$$\gamma \frac{d^3N_d}{dP^3} = \frac{4\pi}{3} p_0^3 \left(\gamma \frac{d^3N_n}{dp^3} \right) \left(\gamma \frac{d^3N_p}{dp^3} \right) \quad (3.2)$$

où p_0 est un paramètre phénoménologique déterminé de façon expérimentale et que l'on appelle **la quantité de mouvement de coalescence**. L'équation (3.2) nous dit simplement que lorsqu'un proton et un neutron se trouvent à l'intérieur d'une sphère de rayon p_0 dans l'espace des quantités de mouvement, ils peuvent coalescer. Certains ont pensé que p_0 pouvait être de l'ordre de κ , de l'ordre du moment de Fermi du noyau cible ou de l'ordre de la masse du pion m_π . Dans tous les cas, il est important de remarquer qu'il n'y a aucun mécanisme dynamique particulier dans cette formule phénoménologique.

Quand un noyau est frappé par un projectile de haute énergie, ce dernier transforme une large partie de son énergie cinétique en énergie d'excitation interne du nouveau noyau composé. Ainsi, pour des collisions d'ions lourds à haute énergie, on ne peut plus parler de potentiel optique nucléaire statique. Le modèle dynamique correspondant à l'équation (3.1) n'est alors plus pertinent. Cependant le raisonnement précédent, équation (3.2), basé sur l'espace de phase est assez attractif pour qu'on veuille le généraliser à la formation d'un fragment nucléaire de nombre baryonique A [95] pour des collisions proton-noyaux et noyaux–noyaux. Soit, comme précédemment, $\gamma d^3 N_N / dp^3$ la distribution en quantité de mouvement invariante de Lorentz des nucléons avant la coalescence en fragments nucléaires et on suppose que le proton et le neutron ont la même densité. On considère alors une sphère dans l'espace des quantités de mouvement centrée en \mathbf{p} et de rayon p_0 . La probabilité de trouver un nucléon dans cette sphère est :

$$P = \frac{1}{M} \frac{4\pi}{3} p_0^3 \gamma \frac{d^3 N_N}{dp^3}, \quad (3.3)$$

où M est la multiplicité moyenne des nucléons juste après la collision. La probabilité de trouver A nucléons dans cette sphère est :

$$P_M(A) = \frac{M!}{A!(M-A)!} P^A (1-P)^{M-A}. \quad (3.4)$$

Si M est grand, $M \gg 1$, si le nombre moyen de nucléons dans la sphère est petit, $MP \ll 1$, et si le fragment nucléaire n'est pas trop important, $A \ll M$, alors

$$P_M(A) = \frac{1}{A!} (MP)^A. \quad (3.5)$$

En utilisant l'équation (3.5), on obtient :

$$\gamma \frac{d^3 N_A}{dP^3} = \frac{1}{A!} \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \left(\gamma \frac{d^3 N_N}{dp^3} \right)^A, \quad (3.6)$$

où $\mathbf{P} = A\mathbf{p}$ est la quantité de mouvement totale du fragment. Il faut encore tenir compte du spin du fragment et de l'isospin du projectile, de la cible et du fragment. Soit N et Z le nombre de neutrons et de protons du fragment et N_p, Z_p, N_t, Z_t ceux respectivement du projectile et de la cible, on a :

$$\gamma \frac{d^3 N_A}{dP^3} = \frac{2s_A + 1}{2^A} \frac{1}{N!} \frac{1}{Z!} \left(\frac{N_p + N_t}{Z_p + Z_t} \right)^N \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \left(\gamma \frac{d^3 N_p}{dp^3} \right)^A. \quad (3.7)$$

La prise en compte de l'isospin initial du système projectile–cible (c'est-à-dire le dénombrement des protons et des neutrons) revient à considérer dans (3.7) que :

$$\frac{d^3 N_n}{dp^3} = \frac{N_t + N_p}{Z_t + Z_p} \frac{d^3 N_p}{dp^3}. \quad (3.8)$$

Il faut noter que ce modèle prédit une proportionnalité entre la distribution en quantité de mouvement du fragment observé et la distribution en quantité de mouvement des protons initiaux avant la formation des fragments nucléaires (preclustering) alors que les données montrent une proportionnalité entre la distribution en quantité de mouvement du fragment observé et la distribution en quantité de mouvement des protons observés.

Le p_0 défini dans l'équation (3.7) est généralement noté \tilde{p}_0 dans la littérature. Il est d'usage de redéfinir p_0 en absorbant les facteurs de spin et de position dans l'espace de phase ($\mathbf{P} = A\mathbf{p}$ donc $dP^3 = A^3 dp^3$), ce qui revient à écrire :

$$(p_0^3)^{A-1} = A^3 \frac{2s_A + 1}{2^A} (\tilde{p}_0^3)^{A-1} \quad (3.9)$$

La formule (3.7) devient dans ce cas :

$$\gamma \frac{d^3 N_A}{dP^3} = \frac{1}{A^3} \frac{1}{N!} \frac{1}{Z!} \left(\frac{N_p + N_t}{Z_p + Z_t} \right)^N \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \left(\gamma \frac{d^3 N_p}{dp^3} \right)^A. \quad (3.10)$$

L'équation (3.10) s'écrit souvent en terme de section efficace différentielle et inclusive. Pour cela, il faut noter que l'on peut écrire pour une particule de vitesse β , de masse m , d'énergie E et de quantité de mouvement p :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \sqrt{1 + \frac{p^2}{m^2}} = \frac{E}{m}, \quad (3.11)$$

ce qui donne :

$$\gamma \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{m} E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{m\sigma_r} E \frac{d^3 \sigma}{dp^3}. \quad (3.12)$$

L'équation (3.10) se met alors, en négligeant l'énergie de liaison du fragment, sous la forme suivante :

$$E_A \frac{d^3 \sigma_A}{dP^3} = \frac{1}{A^2 N! Z!} \left(\frac{N_p + N_t}{Z_p + Z_t} \right)^N \left(\frac{4\pi}{3m_p \sigma_r} p_0^3 \right)^{A-1} \left(E_p \frac{d^3 \sigma_p}{dp^3} \right)^A. \quad (3.13)$$

Dans de nombreux articles expérimentaux, on écrit la relation 3.13 de la manière qui suit :

$$E_A \frac{d^3 \sigma_A}{dP^3} = \sigma_r^{1-A} B_A \left(E_p \frac{d^3 \sigma_p}{dp^3} \right)^A \quad (3.14)$$

où B_A , le facteur de coalescence (qui dépend de p_0), est la grandeur mesurée expérimentalement. Le paramètre phénoménologique p_0 , dans ce modèle, ne doit pas changer avec la nature des noyaux en collision et la valeur de l'énergie incidente. Dans un très grand nombre de cas, le modèle de coalescence, équation (3.10) et (3.13), décrit avec succès la production de fragments nucléaires légers dans les collisions proton-noyaux et noyaux-noyaux [95, 96]. Il faut cependant noter les points suivants :

1. Le facteur de coalescence B_A (donc p_0) est, en première approximation, indépendant de l'énergie incidente dans la gamme 0.1–300 GeV/ c pour la formation de d mais aussi de t , ${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$ dans les collisions pA [97, 98]. Pour les collisions AA , il existe une dépendance plus marquée en fonction de l'énergie incidente (voir figure 3.1, notez l'échelle logarithmique qui a tendance à masquer les différences entre les points expérimentaux).

2. Pour la production de fragments nucléaires dans les collisions pA , les nucléons qui vont former ces derniers "existent" au préalable dans la cible. Ce n'est pas le cas pour la formation de fragments d'antimatière où les antinucléons sont produits dans les collisions hadroniques et de même pour la formation de fragments de matière dans les collisions pp (et à fortiori d'antimatière). Cependant, les mesures sur la production de d (pour les collisions pp) et de \bar{d} ont montré que la formation de ces derniers était compatible avec un mécanisme de coalescence comme pour les collisions pA . De façon générale, la production de fragments d'antimatière est bien décrite par le modèle de coalescence.
3. La valeur de p_0 varie peu pour la formation de d , t , 3He et 4He dans des conditions cinématiques identiques : noyau cible et projectile identique, même énergie incidente et angle d'émission.
4. Le modèle de coalescence reste un modèle phénoménologique pour lequel la quantité de mouvement de coalescence p_0 demeure un paramètre ajustable à partir des données expérimentales. Ce modèle ne donne aucune information sur la dynamique de formation des fragments. De plus, il ne prédit aucune valeur numérique pour le paramètre p_0 et n'indique pas de quelle façon il dépend (éventuellement) de la masse du fragment, de la combinaison projectile-cible ou de l'énergie du faisceau.

3.2.2 Application à la production d'antimatière $A \geq 2$

Le modèle de coalescence décrit précédemment semble bien adapté à notre problématique, à savoir la production d'antimatière dans les collisions pp et pA . Pour obtenir la section efficace inclusive de production, il faut partir de la relation (3.2). On va supposer que la section efficace de production de \bar{n} est identique à celle de \bar{p} , choix raisonnable et simple ; de plus, les données sur la production de \bar{n} sont inexistantes. Nous obtenons, pour la formation d'un fragment d'antimatière \bar{A} :

$$\gamma \frac{d^3 N_{\bar{A}}}{dp_{\bar{A}}^3} = \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \left(\gamma \frac{d^3 N_{\bar{p}}}{dp_{\bar{p}}^3} \right)^A, \quad (3.15)$$

ce qui donne en utilisant (3.12)

$$E_{\bar{A}} \frac{d^3 \sigma_{\bar{A}}}{dp_{\bar{A}}^3} = \sigma_r^{1-A} \left(\frac{m_A}{m_p^A} \right) \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \left(\frac{E_{\bar{p}} d^3 \sigma_{\bar{p}}}{dp_{\bar{p}}^3} \right)^A. \quad (3.16)$$

avec $\mathbf{p}_{\bar{A}} = A\mathbf{p}_{\bar{p}}$, ce qui équivaut à $B_A = (m_A/m_p^A) (4\pi p_0^3/3)^{(A-1)} \approx (A/m_p^{A-1}) (4\pi p_0^3/3)^{(A-1)}$ avec m_A la masse de l'antinoyau \bar{A} . Par rapport à l'équation (3.13), les facteurs dépendant, entre autres, du nombre de nucléons du projectile et de la cible ne sont plus nécessaires. En effet, comme on l'a déjà remarqué, les antinucléons sont créés par hadronisation et n'existent pas au préalable dans les projectiles. Ce qui reste, c'est la loi de puissance, à savoir que la section efficace de production de \bar{A} est proportionnelle à celle de \bar{p} à la puissance A .

Il faut à présent considérer le seuil de production de l'antimatière qui n'est pas prise en compte dans le modèle de coalescence. La création de \bar{A} nécessite la création de A paire $p\bar{p}$, ce qui s'écrit :

$$pp \rightarrow \bar{A} + (A+2)p. \quad (3.17)$$

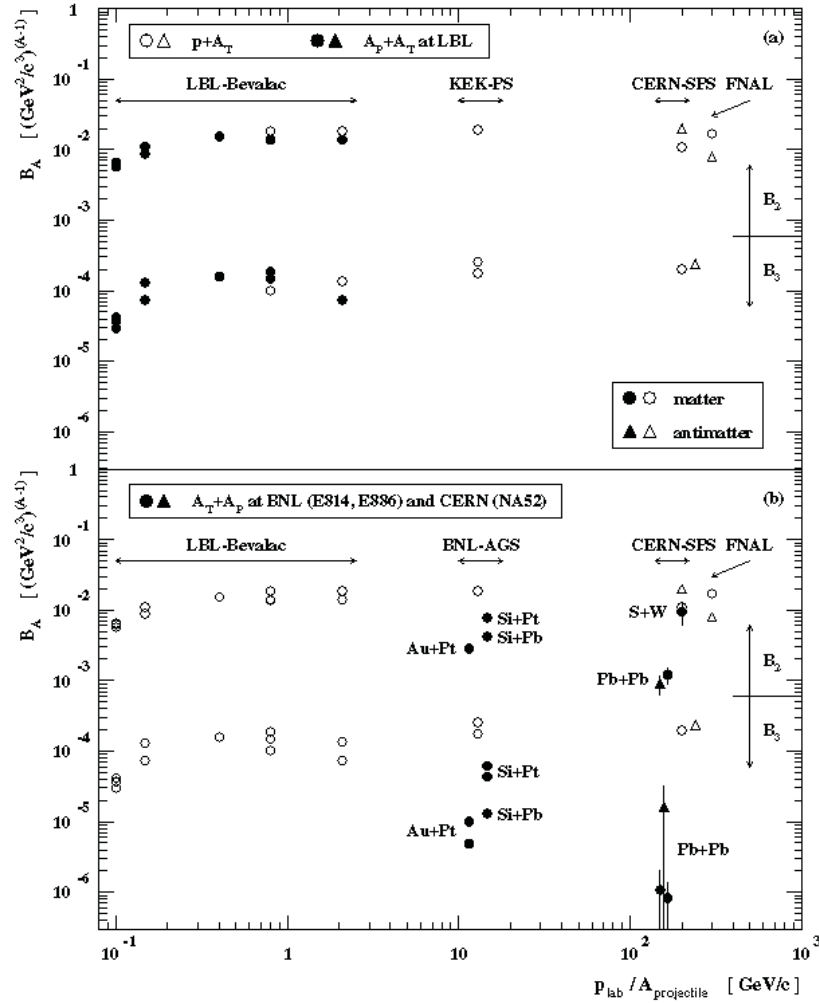


FIG. 3.1 – Variation de B_A (pour $A=2$ et 3 , pour la matière et l'antimatière) en fonction de la quantité de mouvement par nucléon pour des collisions pA et AA (source [99]). Pour les collisions pA , B_2 et B_3 sont assez constants. Pour \bar{d} , il n'existe que des points à haute énergie. La situation est plus complexe pour les collisions AA . Il faut noter l'échelle logarithmique qui a tendance à masquer les différences entre les points expérimentaux. Pour plus de détails voir [97, 98, 99]

L'énergie cinétique seuil de création (pour un proton incident) est de $6m_p$ pour \bar{p} , de $16m_p$ pour \bar{d} , de $30m_p$ pour $\bar{A} = 3$ et de $48m_p$ pour $\bar{A} = 4$. Dans le cas de la production de \bar{p} , nous avons introduit de façon implicite l'effet de seuil dans les paramétrisations (2.17) et (2.20). Ceci n'est plus possible dans le cas de la production de \bar{d} décrite par la relation (3.16) où seul le seuil correspondant à \bar{p} apparaît dans la section inclusive de production de \bar{p} . La valeur de ce dernier n'est pas la même que celle correspondante au seuil de production de \bar{d} . Il faut donc l'introduire de façon explicite. Pour ce faire, nous allons procéder de la façon suivante. Près du seuil de production, la section efficace va être principalement dominée par l'espace de phase Φ des $A + 2$ particules accompagnant l'antiparticule \bar{A} ,

$$E_{\bar{A}} \frac{d^3\sigma_{\bar{A}}}{dp_{\bar{A}}^3} \propto \Phi \left(\sqrt{s + m_A^2 - 2\sqrt{s}E_{\bar{A}}}; (A + 2)m_p \right) \quad (3.18)$$

qui pour n particules, de masse, d'énergie et de quantité de mouvement respectivement m_i , E_i et \mathbf{p}_i

est défini de façon usuelle (dans le référentiel du c.m.) par :

$$\Phi(\sqrt{s}; m_1, m_2, \dots, m_n) = \prod_{i=1}^n \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_i}{2E_i} \delta^3 \left(\sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i - \mathbf{P} \right) \delta \left(\sum_{i=1}^n E_i - \sqrt{s} \right). \quad (3.19)$$

\sqrt{s} et \mathbf{P} sont respectivement l'énergie totale et la quantité de mouvement totale des n particules dans le c.m.. Φ est calculé au moyen du programme Monte-Carlo développé par le CERN (W515, subroutine GENBOD [100]). Nous allons prendre en compte l'effet de seuil par l'introduction dans l'équation (3.16) d'un facteur R sans dimension définie par :

$$R(x, A+2) = \frac{\Phi(x; (A+2)m_p)}{\Phi(x; (A+2) \times 0)}, \quad (3.20)$$

où $x = \sqrt{s + m_A^2 - 2\sqrt{s}E_{\bar{A}}}$ et où le dénominateur est la limite à haute énergie de l'espace de phase et qui permet à R d'être sans dimension. La forme de la variable x permet à R d'avoir les bonnes conditions aux limites à savoir :

$$\begin{aligned} R \rightarrow 0, \quad E_{\bar{A}} \rightarrow E_{\bar{A}}^{\max} &= \frac{s + m_A^2 - ((A+2)m_p)^2}{2\sqrt{s}}, \\ R \rightarrow 1, \quad \sqrt{s} \rightarrow \infty. \end{aligned}$$

La figure 3.2 montre la dépendance de $R(x, 3)$ (qui correspond à $A = 2$) et de $R(x, 5)$ (qui correspond à $A = 3$) en fonction de x .

Notre façon d'introduire l'effet de seuil est purement phénoménologique, notre facteur R peut être qualifié "d'ansatz". Dans [26], les auteurs ont proposé une autre approche. Par exemple dans le cas de la production de \bar{d} , ils supposent que le premier antinucléon est produit à \sqrt{s} et le second à $\sqrt{s} - E_{\bar{p}}$ où $E_{\bar{p}}$ est l'énergie emportée par le premier antinucléon. Notre prescription a l'avantage de ne favoriser aucun "mécanisme" particulier dans la formation des antinucléons, contrairement à [26], tout en possédant les bonnes bornes pour le domaine cinématique de l'antinyau produit.

Remarquons que, en toute rigueur, il faudrait éliminer l'effet de seuil de \bar{p} présent implicitement dans le spectre de production de ce dernier. Mais à $16m_p$, il n'a quasiment plus d'effet. Finalement, la section efficace de production de \bar{A} se met sous la forme suivante :

$$E_{\bar{A}} \frac{d^3 \sigma_{\bar{A}}}{dp_{\bar{A}}^3} = R(x, A+2) \sigma_r^{1-A} \left(\frac{m_A}{m_p^A} \right) \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \left(\frac{E_{\bar{p}} d^3 \sigma_{\bar{p}}}{dp_{\bar{p}}^3} \right)^A. \quad (3.21)$$

Récapitulons les ingrédients qui apparaissent dans la relation (3.21) :

1. Le facteur de seuil $R(x, A+2)$. Il est facilement calculable, comme on l'a déjà remarqué, grâce à un programme Monte-Carlo du CERN [100].
2. La section efficace inclusive de production de \bar{p} , $E_{\bar{p}} d^3 \sigma_{\bar{p}} / dp_{\bar{p}}^3$. Grâce au travail réalisé précédemment, on pense que cette section efficace est maintenant bien déterminée pour nos besoins (relations (2.17) et (2.20)). Il faut remarquer qu'une incertitude sur la valeur de cette dernière conduit à la même incertitude à la puissance A pour la section efficace de production de \bar{A} .
3. La quantité de mouvement de coalescence p_0 , paramètre libre du modèle.

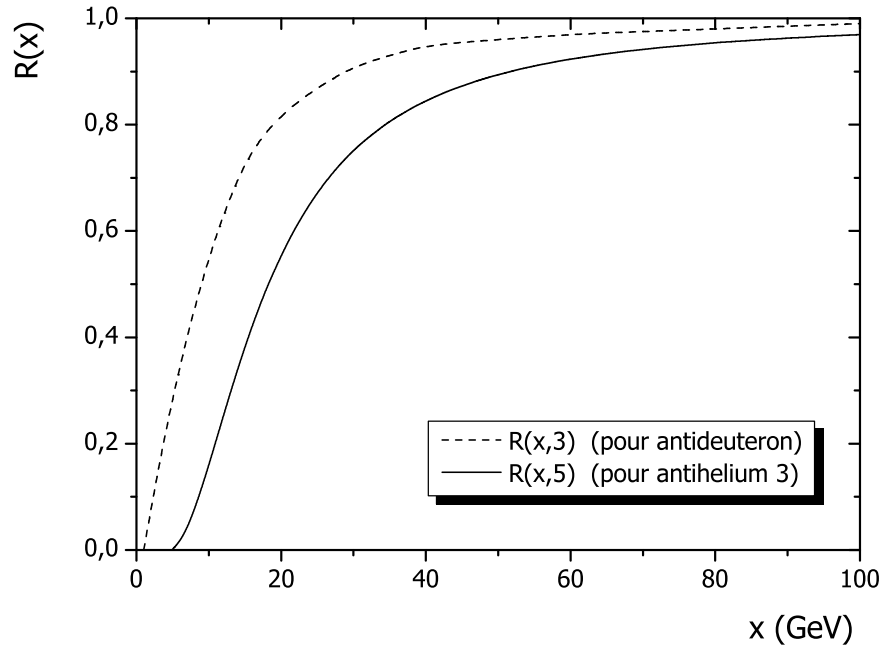


FIG. 3.2 – Variation du facteur sans dimension R en fonction de la variable x (voir texte) pour $A = 2$ et $A = 3$.

Pour déterminer p_0 , il va falloir s'appuyer sur les données expérimentales, en particulier celles concernant la production de \bar{d} , qui sont toutefois beaucoup moins nombreuses que dans le cas de la production de \bar{p} . Ainsi, dans la relation (3.21), p_0 est déterminé par ajustement des données expérimentales présentées dans le tableau 3.1 en utilisant une procédure de minimisation du χ^2 [83], comme pour la section 2.4. On obtient ainsi $p_0 = 79 \text{ MeV}/c$ avec un χ^2 par point de 3.7 pour 34 points expérimentaux. Comme on peut le voir sur la figure 3.3, les données expérimentales sont bien reproduites, pour une gamme d'énergie incidente de 200 GeV/c jusqu'à $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ pour les données de l'ISR. Cela justifie à posteriori la validité du modèle de coalescence dans la production de \bar{d} . Les auteurs de [26] trouvent $p_0 = 58 \text{ MeV}/c$ pour la même définition de la quantité de mouvement de coalescence, relation (3.16). Le rapport 1.4 seulement entre ces deux valeurs de p_0 devient 2.5 lorsqu'on l'élève à la puissance 3. Dans le cas de la formation de deuteron, les valeurs de p_0 sont plutôt comprises entre 100 et 200 MeV/c mais ces dernières correspondent à une définition de p_0 liée à la relation (3.10) qui est distincte de celle liée à la relation (3.21). Il faut donc être prudent dans la comparaison de p_0 car il peut être défini de plusieurs manières, il est toujours possible d'absorber des facteurs dans la définition de ce dernier. Il est préférable de comparer le facteur B_A défini par la relation (3.14) qui compare directement le rapport des sections inclusives.

Dans le chapitre sur la production de \bar{p} , nous n'avons pas pris en compte, dans notre procédure d'ajustement, les données de W. Bozzoli *et al* [9] car elles donnent le rapport \bar{p}/π^+ . Les données de A. Bussière *et al* [60], qui correspondent à la même expérience, donnent le rapport \bar{d}/π^+ . Nous les avons

3. Production d'antideuteron, d'antitritium et d'antihélium dans les collisions pp et pA 59

Expérience	Cible	p_{inc} où \sqrt{s} (GeV/c) (GeV)	Nombre de points	χ^2 par point
Bussière <i>et al</i> CERN 1980 [60]	<i>Be</i>	200	5	0.95
idem	<i>Al</i>	200	3	1.7
Cronin <i>et al</i> FNAL 1975 [101]	<i>Be</i>	300	1	4.4
idem	<i>Ti</i>	300	1	1.3
idem	<i>W</i>	300	4	13.7
Alper <i>et al</i> and Gibson <i>et al</i> CERN 1973-78 [102, 103]	<i>p</i>	$\sqrt{s} = 53$	8	1.3
Albrow <i>et al</i> CERN 1975 [104]	<i>p</i>	$\sqrt{s} = 53$	3	1.0
Armitage <i>et al</i> CERN 1979 [105]	<i>p</i>	$\sqrt{s} = 53$	9	4.6

TAB. 3.1 – Liste des données expérimentales de section efficace inclusive de production de \bar{d} utilisées dans la procédure de minimisation de χ^2 , pour la détermination de p_0 , classées par ordre d'énergie croissante.

Expérience	Cible	p_{inc} (GeV/c)	Nombre de points	χ^2 par point
Binon <i>et al</i> et Antipov <i>et al</i> IHEP 1969-71 [8, 106]	<i>Al</i>	70	6	2×10^4
Abramov <i>et al</i> IHEP 1984 [107]	<i>p</i>	70	2	1×10^3
idem	<i>Be</i>	70	3	3×10^2
idem	<i>Pb</i>	70	4	15.4

TAB. 3.2 – Liste des données expérimentales de section efficace inclusive de production de \bar{d} non prises en compte dans la procédure de minimisation de χ^2 .

tout de même prises en compte dans la procédure d'ajustement de p_0 car les données sur la production de \bar{d} sont peu nombreuses et nous ne pouvons nous permettre de les écarter. Pour cela, il a fallu extraire, au préalable, la valeur de la section efficace de production de π^+ . Nous verrons cette procédure lorsque nous discuterons les données expérimentales sur la production de $\bar{A} = 3$. Nous verrons aussi que les données de [9] sont compatibles avec la paramétrisation (2.17).

Les données de l'IHEP (Serpukov, Russie) à 70 GeV listées dans le tableau 3.2 n'ont pas été prises en compte dans la procédure de minimisation car elles se sont révélées incompatibles avec les autres données. Comme ces données sont à plus basse énergie, on pourrait croire que cette incompatibilité est d'origine physique (valeur de p_0 différente). Mais les données sur la production de \bar{p} dans ces mêmes expériences sont déjà apparues en désaccord avec les autres données (voir chapitre 2). Sur la figure 3.4, on a comparé ces données avec la relation (3.21) pour $p_0 = 79$ MeV/c, le désaccord est manifeste.

Il faut noter qu'il n'existe pas de données expérimentales sur la production de \bar{d} à basse énergie

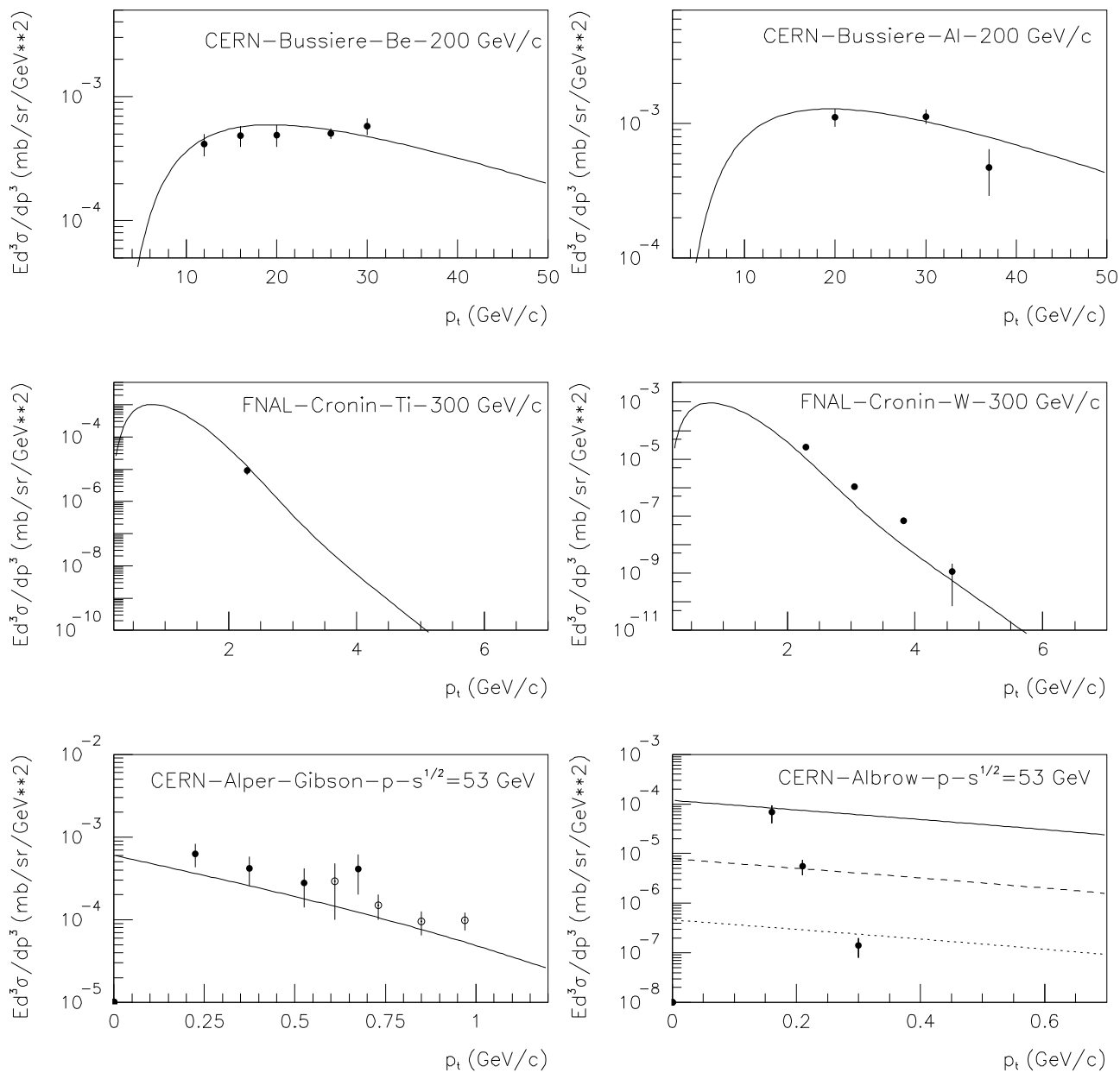


FIG. 3.3 – Exemples de points expérimentaux [60, 101, 102, 103, 104] comparés à la relation (3.21) pour $p_0 = 79$ MeV/c. (mêmes conventions graphiques que la figure 2.4)

3. Production d'antideuteron, d'antitritium et d'antihélium dans les collisions pp et pA 61

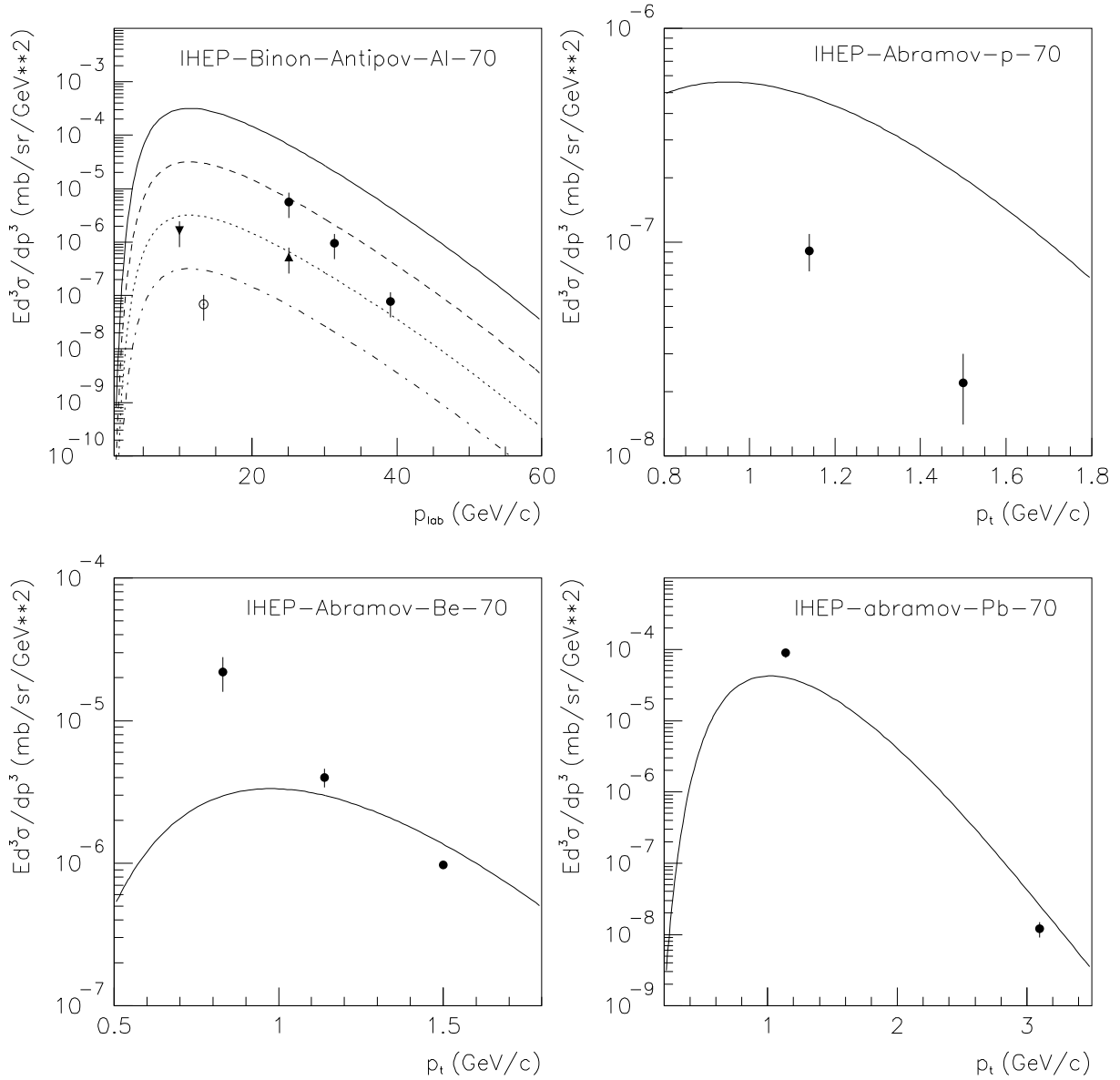


FIG. 3.4 – Points expérimentaux de [106, 8, 107] comparés à la relation (3.21) pour $p_0 = 79 \text{ MeV/c}$. Pour la figure en haut à droite, les cercles noirs correspondent à la ligne continue (mesure à 0 mrad), le triangle renversé à la ligne tiretée (mesure à 12 mrad), le triangle droit à la ligne pointillée (mesure à 27 mrad) et les cercles vides à la ligne tiretée-pointillée (mesure à 47 mrad). Ces points n'ont pas été pris en compte dans la procédure de minimisation (mêmes conventions graphiques que la figure 2.4).

c'est-à-dire près du seuil. Les données à 70 GeV ne sont malheureusement pas exploitables. Comme dans le cas de la production de \bar{p} , la région du seuil reste la moins bien contrainte.

La valeur de p_0 a été ajustée à partir des données sur la production de \bar{d} . Cette valeur de p_0 est-elle toujours valable pour $\bar{A} = 3$ et 4? Le problème, c'est qu'il n'existe que quelques points expérimentaux, pas toujours exploitables, pour la production de $\bar{A} = 3$ [8, 7, 9, 60] dans les collisions pA (nous parlerons de ces données dans la prochaine section), aucun pour les collisions pp , et aucun point pour la production de $\bar{A} = 4$ aussi bien dans les collisions pA que pp . Il existe aussi quelques données sur la production de $\bar{A} = 3$ dans les collisions d'ions lourds (voir par exemple [99]) mais que nous ne regarderons pas puisqu'il s'agit d'une physique assez différente. Ainsi le mieux que l'on puisse faire est de conserver la même valeur de p_0 pour la production de $\bar{A} = 3$ et 4 (hypothèse déjà prise en compte dans [26]). De plus, comme on l'a déjà remarqué pour la matière, la valeur de p_0 varie peu pour la production de différents fragments dans des conditions cinématiques identiques. Cependant, nous comparerons dans la section suivante le modèle de coalescence avec $p_0 = 79$ MeV/c avec les quelques données expérimentales précédemment citées pour $\bar{A} = 3$.

3.3 Un modèle microscopique de coalescence : une approche par diagramme

Le modèle de coalescence développé dans la section 3.2 précédente nécessite, outre la connaissance de la section efficace inclusive de production des \bar{p} , la connaissance de la quantité de mouvement de coalescence p_0 , paramètre libre du modèle déterminé de façon empirique à partir des données expérimentales.

Il y a plus d'une quinzaine d'années V.M. Kolybasov et Yu.N. Sokol'skikh [108] ont développé une approche du modèle de coalescence plus dynamique, capable d'expliquer les variations de la valeur de p_0 suivant les conditions cinématiques, à partir du calcul d'un diagramme de Feynman. Dans cette approche, p_0 apparaît de manière naturelle et s'exprime à partir de la fonction d'onde du fragment formé et du paramètre de pente de la section inclusive de production du nucléon. Cette approche s'est révélée capable de décrire la production de fragments légers et d'expliquer l'approximative égalité de p_0 pour la formation de fragments différents dans les mêmes conditions cinématiques.

Notre objectif est de tenter d'appliquer et de généraliser ce modèle à la formation de l'antimatière $2 \leq \bar{A} \leq 3$. Cette approche aurait l'avantage de s'affranchir de la connaissance de p_0 . De plus, il est toujours intéressant d'approcher le même problème par des chemins différents. Les résultats qui vont suivre ont été publiés dans [89] en ce qui concerne l'antideuteron et dans [90] pour l'antitritium et l'antihélium 3.

Rappelons d'abord que l'introduction des diagrammes de Feynman (c'est-à-dire des amplitudes) dans l'étude des réactions nucléaires à haute énergie, en particulier dans les mécanismes de réactions directes, est due principalement à I.S. Shapiro [109]. Dans cette approche, la formation du deuteron (que l'on prend comme illustration de la méthode) par coalescence peut être représentée par le diagramme de Feynman de la figure 3.5. L'image physique correspondant à ce diagramme est simple : au

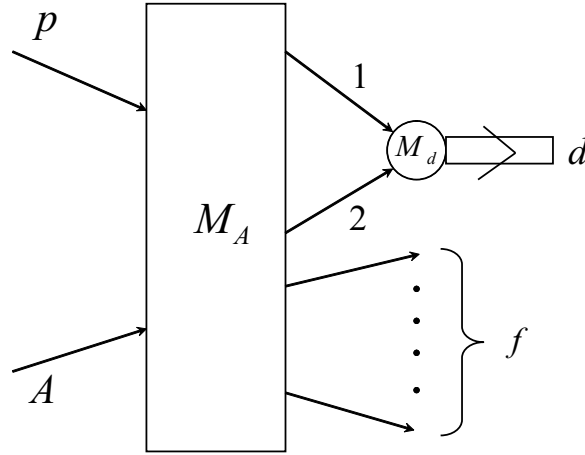


FIG. 3.5 – Diagramme de Feynman le plus simple correspondant à la coalescence de deux nucléons pour former un deuteron.

cours de la collision, bloc M_A , deux nucléons légèrement virtuels sont produits et peuvent fusionner, bloc M_d , pour former un deuteron réel dans l'état final sans interaction supplémentaire avec le champ nucléaire. Le symbole f dénote l'état de toutes les autres particules dans l'état final. Ce diagramme n'est pas le seul qui puisse contribuer à l'amplitude totale du processus. La figure 3.6 montre différents diagrammes susceptibles de contribuer au processus de formation du deuteron, notamment ceux correspondant aux mécanismes de Butler-Pearson (les lignes ondulées indiquent les interactions avec le champ nucléaire). Cependant, il a été montré dans [110] que ces autres diagrammes s'annulent mutuellement pour une quantité de mouvement du deuteron suffisamment large. Ainsi le diagramme de la figure 3.5 est dominant.

Le calcul de l'amplitude M du diagramme fait appel aux techniques développées dans [109]. De la sorte, la probabilité de formation du deuteron par coalescence de deux nucléons est :

$$d^3W_d = |M|^2 \frac{m_d}{E_d} \frac{d^3p_d}{(2\pi)^3} \quad (3.22)$$

où m_d est la masse du deuteron, E_d son énergie dans le système du c.m. (NN) et M l'amplitude qui correspond au diagramme 3.5. La normalisation utilisée est celle où la section efficace de la diffusion élastique de deux particules A et B s'exprime par l'amplitude correspondante M_{el} comme :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.s} = \frac{m_A^2 m_B^2}{(E_A + E_B)^2} \frac{|M_{el}|^2}{4\pi^2} \quad (3.23)$$

où m_A et E_A sont la masse et l'énergie totale de la particule A dans le c.m. (idem pour la particule B). La probabilité de formation de deux nucléons est :

$$d^6W_{12} = |M_A|^2 \frac{m_p}{E_1} \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{E_2} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3}, \quad (3.24)$$

M_A est l'amplitude correspondant à la formation de deux nucléons virtuels accompagnés par des particules réelles dans l'état f . L'amplitude M du diagramme s'écrit en utilisant les règles sur les calculs

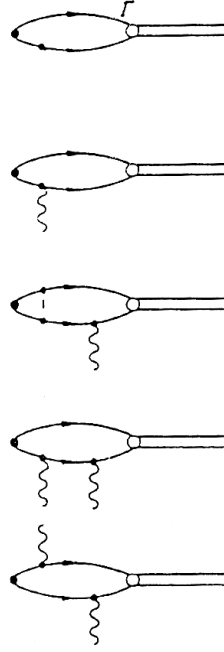


FIG. 3.6 – Diagrammes de Feynman pouvant contribuer au processus de coalescence. Les lignes ondulées correspondent à l'interaction avec le champ nucléaire et les lignes droites à l'interaction NN .

des diagrammes de Feynman [109] :

$$M = \int \frac{d^3p_1 dE_1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^3p_2 dE_2}{(2\pi)^4} M_A \frac{-2im_p}{\mathbf{p}_1^2 - 2m_p E_1 - i0} \frac{-2im_p}{\mathbf{p}_2^2 - 2m_p E_2 - i0} M_d (2\pi)^4 \delta^3(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_d) \delta(E_1 + E_2 - E - \varepsilon). \quad (3.25)$$

M_d correspond au vertex de formation du deuteron par coalescence. Les deux fractions correspondent au propagateur du nucléon 1 et du nucléon 2. L'intégrale est calculée sur l'impulsion-énergie des nucléons virtuels. La fonction delta assure la conservation de l'impulsion-énergie dans le vertex du deuteron ($\mathbf{p}_d = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$ est la quantité de mouvement du deuteron, $E = \mathbf{p}_d^2/4m_p$ est son énergie cinétique et $\varepsilon \approx -2.2$ MeV son énergie de liaison). L'amplitude (3.25) a été écrite avec l'hypothèse que le mouvement relatif des deux nucléons virtuels est non relativiste (propagateurs non relativistes) alors que les particules finales et initiales peuvent avoir n'importe quelle énergie. Cette situation est réalisée dans les réactions nucléaires quand l'énergie et la quantité de mouvement transférées au noyau sont faibles. Dans les expressions (3.22) et (3.24), les facteurs correspondant aux particules initiales de la collision ont été omis puisqu'ils s'annulent dans la suite du calcul.

Après une simple intégration sur \mathbf{p}_2 et E_2 et l'introduction de la quantité de mouvement relative $\mathbf{q} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)$, on obtient l'expression suivante :

$$M = \int \frac{d^3q dE_1}{(2\pi)^4} M_A(\mathbf{p}_d, \mathbf{q}) M_d \frac{-2im_p}{(\mathbf{q} + \mathbf{p}_d/2)^2 - 2m_p E_1 - i0} \frac{-2im_p}{(\mathbf{q} - \mathbf{p}_d/2)^2 - 2m_p(\mathbf{p}_d^2/4m_p - E_1 + \varepsilon) - i0}. \quad (3.26)$$

3. Production d'antideuteron, d'antitritium et d'antihélium dans les collisions pp et pA 65

En supposant, comme d'habitude, que les seules singularités dans le plan complexe de la variable E_1 sont celles provenant des propagateurs, on obtient :

$$M = i \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} M_A(\mathbf{p}_d, \mathbf{q}) \varphi_d(\mathbf{q}), \quad (3.27)$$

où la fonction d'onde du deuteron

$$\varphi_d(\mathbf{q}) = \frac{m_p M_d}{\mathbf{q}^2 + m_p |\varepsilon|} \quad (3.28)$$

est normalisée par la condition

$$\int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} |\varphi_d(\mathbf{q})|^2 = 1. \quad (3.29)$$

La relation (3.28) n'est autre que l'équation de Schrödinger dans l'espace des impulsions (c'est-à-dire sa transformée de Fourier) qui n'a de sens que dans l'approximation non relativiste. On aurait pu mener les calculs en partant de l'amplitude 3.25 avec les propagateurs relativistes et faire l'approximation non relativiste uniquement au moment d'écrire l'équation 3.28.

Pour aller plus loin dans les calculs, il est nécessaire de faire des hypothèses sur la forme de l'amplitude M_A et sur ses variables (la quantité de mouvement des particules). L'hypothèse la plus simple consiste à prendre pour M_A une valeur constante. Mais ce cas nous conduit à une probabilité de formation de d nulle [108]. En effet d'après (3.27), si M_A est une constante, l'amplitude M est proportionnelle à

$$M = i M_A \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \varphi_d(\mathbf{q}) \propto \varphi_d(\mathbf{r} = 0) = 0, \quad (3.30)$$

car la fonction d'onde du deuteron pour un potentiel réaliste doit s'annuler à l'origine.

Il est donc nécessaire de prendre pour M_A une fonction qui dépende de certaines variables. Dans un premier temps, cela peut être fait de façon "minimale". Le spectre inclusif de production des nucléons a souvent un caractère décroissant et peut être paramétrisé par une fonction gaussienne dans un domaine assez large :

$$E_p \frac{d^3\sigma_p}{dp_p^3} \propto \exp(-\mathbf{p}_p^2/Q^2), \quad (3.31)$$

où $1/Q$ est le facteur de pente de la section efficace. Ainsi, l'amplitude M_A , qui correspond à la production des nucléons 1 et 2 peut s'écrire de la façon suivante :

$$M_A = C \exp\left(-\frac{\mathbf{p}_1^2 + \mathbf{p}_2^2}{2Q^2}\right) = C \exp\left(-\frac{\mathbf{p}_d^2}{4Q^2} - \frac{\mathbf{q}^2}{Q^2}\right), \quad (3.32)$$

où le mouvement du centre de masse des nucléons a été séparé de leur mouvement relatif. Si on introduit cette expression pour M_A dans la relation (3.27), on obtient :

$$|M|^2 = (2\pi)^3 \frac{E_d}{m_d} \frac{d^3W_d}{dp_d^3} = C^2 \exp\left(-\frac{\mathbf{p}_d^2}{2Q^2}\right) \left| \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \varphi_d(\mathbf{q}) \exp\left(-\frac{\mathbf{q}^2}{Q^2}\right) \right|^2. \quad (3.33)$$

Or d'après (3.24), $|M_A|^2$ s'écrit :

$$|M_A|^2 = (2\pi)^6 \frac{E_1 E_2}{m_p^2} \frac{d^6 W_{12}}{dp_1^3 dp_2^3}(\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2) = C^2 \exp\left(-\frac{\mathbf{p}_d^2}{2Q^2}\right). \quad (3.34)$$

Le terme $\exp(-\mathbf{q}^2/Q^2)$ disparaît si le spectre de production des nucléons est pris à la même quantité de mouvement. Si l'on combine maintenant les équations (3.33) et (3.34), on obtient :

$$(2\pi)^3 \frac{E_d}{m_d} \frac{d^3 W_d}{dp_d^3} = |S|^2 (2\pi)^3 \frac{E_1 E_2}{m_p^2} \frac{d^6 W_{12}}{dp_1^3 dp_2^3} \frac{3}{4}, \quad (3.35)$$

avec

$$S = \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \varphi_d(\mathbf{q}) \exp\left(-\frac{\mathbf{q}^2}{Q^2}\right). \quad (3.36)$$

Le facteur $3/4$ provient de la prise en compte du spin du deuteron et du spin des nucléons qui s'écrit $\sum(\text{composante de } s_d)/(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)$ avec $s_1 = s_2 = 1/2$ et $s_d = 1$. Pour obtenir la relation (3.35) en termes de section efficace, il faut diviser chaque membre de cette dernière par le flux de particules incidentes. Enfin, on peut supposer que la production des nucléons est statistiquement indépendante et peut s'exprimer comme le produit des sections efficaces inclusives :

$$\frac{d^6 \sigma_{12}}{dp_1^3 dp_2^3} = \frac{1}{\sigma_r} \frac{d^3 \sigma_1}{dp_1^3} \frac{d^3 \sigma_2}{dp_2^3}. \quad (3.37)$$

Finalement la section efficace de production du deuteron devient, en prenant pour le nucléon noté 1, le proton et pour celui noté 2, le neutron :

$$E_d \frac{d^3 \sigma_d}{dp_d^3} = 6\pi^3 \left(\frac{m_d}{m_p^2}\right) |S|^2 \frac{1}{\sigma_r} E_p \frac{d^3 \sigma_p}{dp_p^3} E_n \frac{d^3 \sigma_n}{dp_n^3}, \quad (3.38)$$

où les sections efficaces inclusives sont prises à la même quantité de mouvement par nucléon ($\mathbf{p}_d = 2\mathbf{p}_p$, $\mathbf{p}_p = \mathbf{p}_n$). Si l'on compare les relations (3.38) et (3.13), où pour cette dernière on prend $(N_p + N_t)/(Z_p + Z_t) = 1$ (ce qui revient à dire que la section efficace de production de p est égale à celle de n), on voit qu'elles ont la même structure si dans (3.38) on pose :

$$p_0^3 = 36\pi^2 \left| \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \varphi_d(\mathbf{q}) \exp\left(-\frac{\mathbf{q}^2}{Q^2}\right) \right|^2. \quad (3.39)$$

Ainsi, dans cette approche basée sur le diagramme de la figure 3.5, p_0 apparaît de façon "naturelle", il s'exprime à partir du facteur de pente de la section efficace de production du proton, $1/Q$, et de la fonction d'onde du deuteron, $\varphi_d(\mathbf{q})$. A titre d'illustration, sur la figure 3.7, on a représenté la variation de p_0 en fonction de Q pour différents potentiels nucléon-nucléon (Paris [111], Bonn [112] et différentes versions des potentiels de Nijmegen [113]). On constate que la dépendance p_0 en fonction de Q n'est pas triviale. De plus, tous les potentiels donnent le même p_0 pour $Q \approx 500$ MeV/ c où la fonction d'onde du deuteron dans l'espace de la quantité de mouvement est bien connue. Au-delà, la différence entre les potentiels devient importante. En effet, dans cette région la fonction d'onde du deuteron est moins bien connue et la notion même de fonction d'onde commence à perdre de sa pertinence. Cependant, la plupart des données expérimentales peuvent être décrites par un facteur de pente qui ne dépasse pas 500 MeV/ c . Par la suite, nous prendrons le potentiel de Paris pour nos calculs.

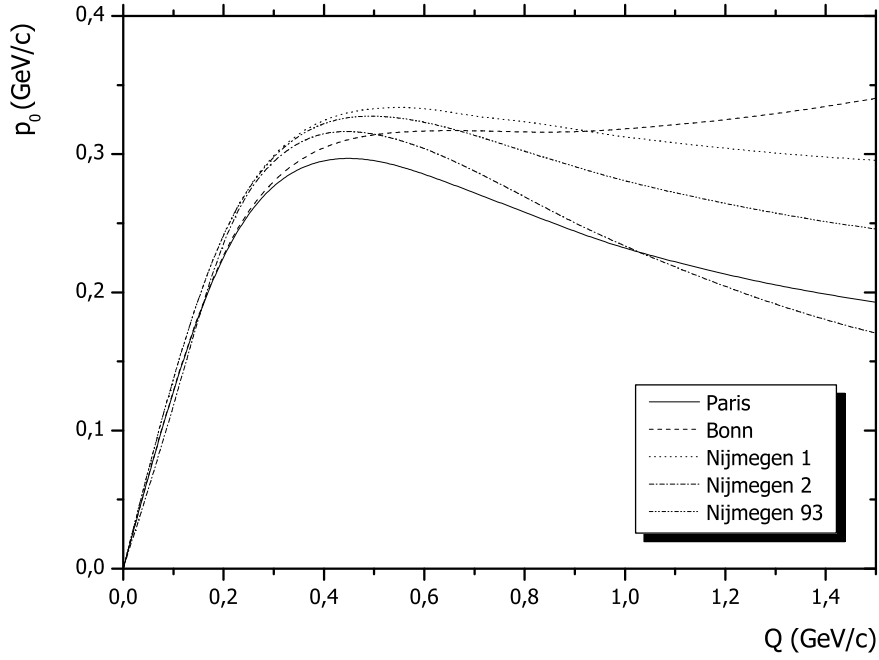


FIG. 3.7 – Variation de la quantité de mouvement de coalescence p_0 en fonction du paramètre de pente Q pour différents potentiels nucléon–nucléon.

3.3.1 Application pour la production de \bar{d}

L'approche précédente de la coalescence peut se généraliser facilement à la production d'antimatière. Pour cela, il faut considérer les points suivants :

1. Dans le diagramme de la figure 3.5, les nucléons 1 et 2 deviennent évidemment des antinucléons $\bar{1}$ et $\bar{2}$, et le deuteron, un antideuteron. Dans le calcul du diagramme, on a supposé que l'amplitude $|M_A|^2$ était proportionnelle à la section efficace inclusive de production des nucléons, équations (3.31) et (3.32). Or dans (3.31), on a supposé une dépendance angulaire isotrope puisque (3.31) n'est fonction que du module de $|\mathbf{p}_p|$ et non du vecteur \mathbf{p}_p . Or, en général, le spectre de production des antinucléons (mais aussi des nucléons) possède une dépendance en quantité de mouvement transverse et longitudinale. Ainsi si la section efficace inclusive de production de l'antinucléon $\bar{1}$ (idem pour $\bar{2}$) se paramétrise par une amplitude $M_{\bar{1}}$

$$E_{\bar{1}} \frac{d^3\sigma_{\bar{1}}}{dp_{\bar{1}}^3} = |M_{\bar{1}}(\mathbf{p}_{\bar{1}})|^2, \quad (3.40)$$

on a alors $M_A \propto M_{\bar{1}}M_{\bar{2}}$. Nous avons dans l'idée d'utiliser les paramétrisations (2.17) ou (2.20) pour décrire les amplitudes $M_{\bar{1}}$ et $M_{\bar{2}}$. L'amplitude M_A correspond à la production de deux antinucléons "virtuels" alors que les amplitudes $M_{\bar{1}}$ et $M_{\bar{2}}$ que l'on considère, caractérisent la production d'antinucléons "réels". On fait donc l'hypothèse que les antinucléons produits sont proches de leur couche de masse.

2. Il reste maintenant à prendre en compte l'effet de seuil. Nous allons procéder de la même façon qu'à la section 3.2 en introduisant le facteur phénoménologique $R(x, A + 2)$ défini par la relation (3.20).

Ainsi, en généralisant la relation (3.38), la section efficace de production de \bar{d} se met sous la forme suivante :

$$E_{\bar{d}} \frac{d^3 \sigma_{\bar{d}}}{dp_{\bar{d}}^3} = R(x, 4) \left(\frac{m_d}{m_p^2} \right) \frac{6\pi^3}{\sigma_r} \left| \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} M_{\bar{1}}(\mathbf{p}_{\bar{1}}) M_{\bar{2}}(\mathbf{p}_{\bar{2}}) \varphi_d(\mathbf{q}) \right|^2, \quad (3.41)$$

avec comme toujours, $\mathbf{p}_{\bar{d}} = \mathbf{p}_{\bar{1}} + \mathbf{p}_{\bar{2}}$ et $\mathbf{p}_{\bar{d}} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_{\bar{1}} - \mathbf{p}_{\bar{2}})$. Dans cette relation, le facteur p_0 n'apparaît plus de façon explicite.

Nous allons maintenant tester ce modèle et illustrer le rôle joué par chaque ingrédient présent dans la relation (3.41) : le spectre de production de \bar{p} , la prise en compte de l'anisotropie, l'effet de seuil... Pour cela nous allons nous appuyer sur les données expérimentales de production de \bar{d} listées dans les tableaux 3.1 et 3.2.

Spectre de production \bar{p}

En toute rigueur, la relation (3.41) fait appel au spectre de production de \bar{p} et de \bar{n} . Mais comme ce dernier n'est jamais mesuré expérimentalement, nous le prendrons égal à celui de \bar{p} (hypothèse déjà considérée dans (3.21)). Pour illustrer l'importance de bien connaître le spectre de production de \bar{p} dans notre modèle, nous allons commencer par les données de l'ISR du CERN. Les spectres de \bar{d} [102, 103] et de \bar{p} [79] ont été mesurés dans les collisions pp à $\sqrt{s} = 53$ GeV. Le détecteur était situé à 90 degrés (dans cette géométrie, la quantité de mouvement totale de la particule émise coïncide avec sa quantité de mouvement transverse). La figure 3.8 montre la section efficace de production de \bar{p} correspondante pour $\sqrt{s} = 53$ GeV comparée avec deux paramétrisations différentes.

La première paramétrisation (ligne continue) est proposée par les auteurs de l'expérience [79]. Il s'agit d'une fonction exponentielle qui s'écrit :

$$E_p \frac{d^3 \sigma_p}{dp_p^3} = A s^\alpha \exp[-B p_t], \quad (3.42)$$

avec $A = 0.195$ mbarn/(GeV/c)², $\alpha = 0.310$, $B = 2.49$ (GeV/c)⁻¹ et qui décrit parfaitement les données. La seconde (ligne tiretée)

$$E_p \frac{d^3 \sigma_p}{dp_p^3} = f \exp[-(A p_t + B p_t^2)], \quad (3.43)$$

est la paramétrisation bien connue de Tan and Ng [52] dont nous avons déjà parlé dans le chapitre 2. Ici $f = f(E^*, \sqrt{s})$, $A = A(E^*, \sqrt{s})$ et $B = B(E^*, \sqrt{s})$ sont des fonctions de \sqrt{s} et de l'énergie de l'antiproton dans le système du c.m., E^* . Par rapport à (3.42), cette dernière formule décrit légèrement moins bien les données expérimentales (nos paramétrisations (2.17) et (2.20) reproduisent parfaitement ces données, voir figure 2.11).

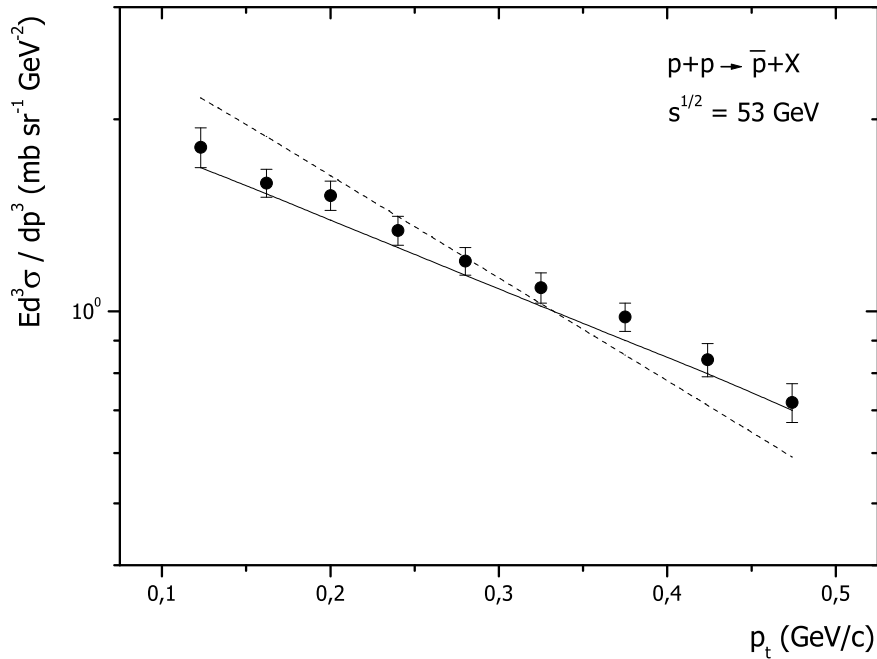


FIG. 3.8 – Section efficace inclusive de production de \bar{p} , en fonction de la quantité de mouvement transverse p_{\perp} , comparée à deux paramétrisations différentes : paramétrisation exponentielle, relation (3.42) [79] (ligne continue) et la paramétrisation de Tan et Ng [79] (ligne tiretée). Les données proviennent de [79].

Nous présentons ces deux paramétrisations, relativement proches, dans un but pédagogique afin de montrer la différence induite dans la description de \bar{d} . Sur la figure 3.9, on voit que nos calculs sont très sensibles au choix de la paramétrisation considérée pour la description du spectre de \bar{p} correspondant. Une différence de 20 – 30% sur la description du spectre de \bar{p} se traduit par un facteur qui peut être proche de 2 dans la description de \bar{d} . En effet, la section efficace de production de \bar{p} intervient au carré (3.40), il en va donc de même pour l'incertitude sur la connaissance de cette dernière. Cette incertitude aurait pu être plus grande si nous avions dû extrapoler une paramétrisation pour \bar{p} dans une région où $p_{\bar{p}} \approx p_{\bar{d}}/2$. Cette dernière condition est satisfaite par les données de l'ISR.

Pour les mesures réalisées au FNAL sur la production de \bar{d} [77], le spectre de production de \bar{p} correspondant est bien connu et dans le bon domaine de la quantité de mouvement, $p_{\bar{d}} \approx 2p_{\bar{p}}$ (voir figure 2.8 dans le chapitre 2). Là encore, la relation (3.41) reproduit bien les données expérimentales comme le montre la figure 3.10.

Prise en compte de l'anisotropie

Sur la figure 3.9, nous pouvons aussi voir l'importance de prendre en compte l'anisotropie dans la distribution angulaire. Une fonction exponentielle (3.42) pour la paramétrisation de la section efficace de production de \bar{p} peut être interprétée de deux manières distinctes : comme une fonction de la quantité de mouvement totale ou bien comme une fonction de la quantité de mouvement transverse

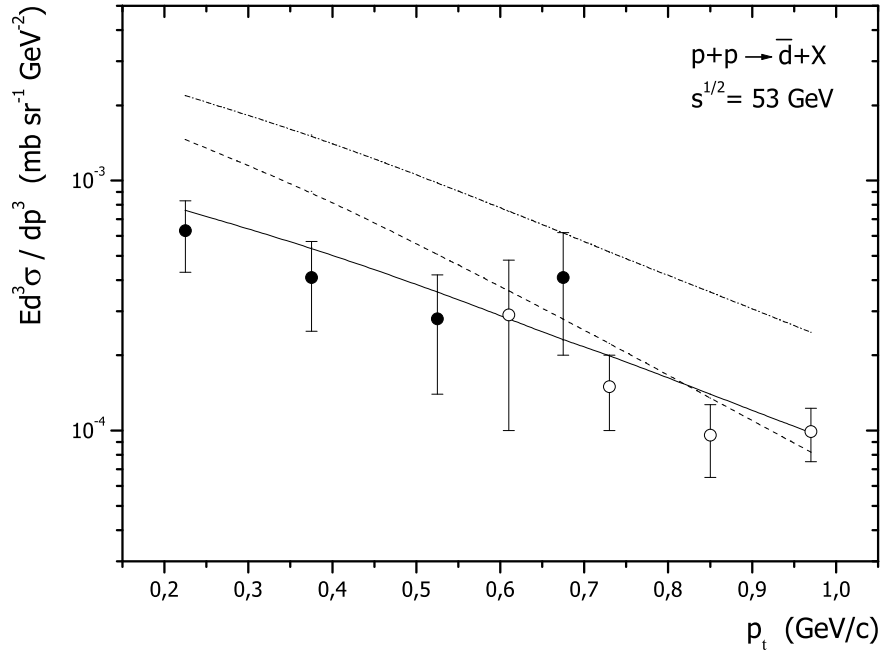


FIG. 3.9 – Section efficace inclusive de production de \bar{d} , en fonction de la quantité de mouvement transverse p_{\perp} , comparée aux calculs pour deux paramétrisations différentes de la section efficace de production de \bar{p} : paramétrisation exponentielle et paramétrisation de Tan et Ng (même convention que pour la figure 3.8). La ligne tiretée-pointillée correspond au cas exponentiel sans prendre en compte l'effet de l'anisotropie. Les données proviennent de [102] (points noirs) et [103] (points blancs).

(car dans la géométrie particulière de cette expérience ces deux quantités de mouvement sont égales). Cependant, dans l'intégrale (3.41), toutes les directions sont présentes (pas seulement la direction transverse) et la différence entre quantité de mouvement totale et quantité de mouvement transverse peut être importante. La ligne continue sur la figure 3.9 représente notre calcul avec la paramétrisation (3.42) alors que la ligne tiretée-pointillée correspond à la même paramétrisation mais avec la quantité de mouvement totale à la place de la quantité de mouvement transverse (ce qui revient à considérer que la production de \bar{p} est isotrope).

En utilisant l'image de la coalescence, il est simple de voir quand l'anisotropie devient importante dans la description des données expérimentales. Si la quantité de mouvement totale de \bar{d} dans le système du c.m. est très grande par rapport à la quantité de mouvement de coalescence p_0 , \bar{p} et \bar{n} sont produits approximativement dans la même direction (la direction de \bar{d}). L'anisotropie dans la distribution angulaire des antinucléons ne joue aucun rôle. Si, au contraire, $p_{\bar{d}} \approx p_0$, les deux antinucléons peuvent se propager dans deux directions relativement différentes avant de coalescer et il est alors indispensable de prendre en compte l'anisotropie.

Pour les données de l'ISR, la quantité de mouvement de \bar{d} est de l'ordre de la quantité de mouvement de coalescence p_0 et l'effet de l'anisotropie se voit clairement. Dans toutes les autres expériences

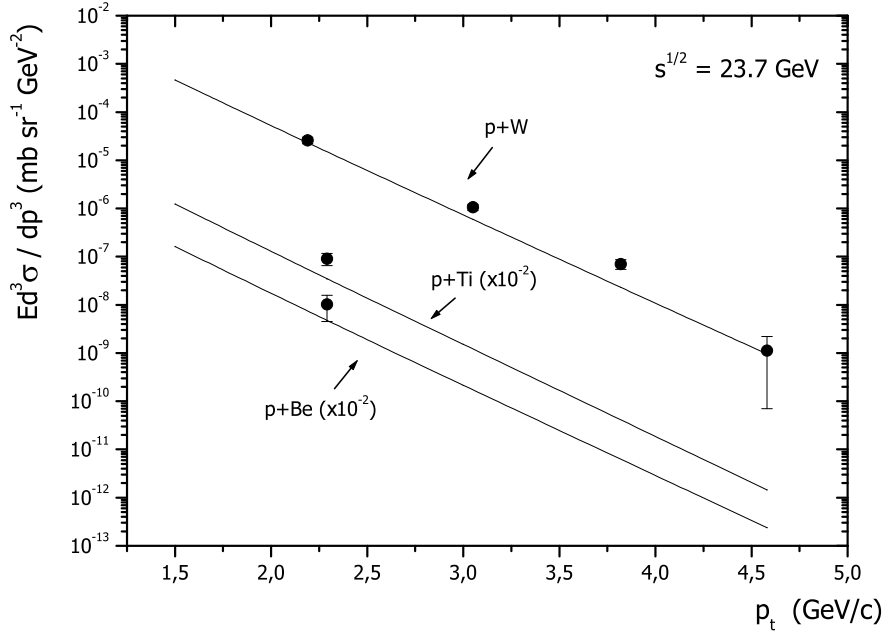


FIG. 3.10 – Section efficace inclusive de production de \bar{d} sur des cibles de Be , Ti et W , en fonction de la quantité de mouvement transverse p_{\perp} , comparée aux calculs pour une paramétrisation exponentielle de la section efficace de production de \bar{p} correspondante. Les données proviennent de [77].

discutées par la suite, $p_{\bar{d}}$ est grand par rapport à p_0 et l'effet de l'anisotropie n'est pas important.

Fonction d'onde du deuteron

La fonction d'onde du deuteron est un mélange de deux états quantiques correspondant à deux ondes de multipolarité différente, une onde S ($l = 0$) où l est le moment angulaire et une onde D ($l = 2$), elle s'écrit donc sous la forme suivante :

$$\varphi_d = a_S \varphi_S + a_D \varphi_D, \quad (3.44)$$

avec $a_S^2 = 0.96$ et $a_D^2 = 0.04$, c'est-à-dire que le deuteron est à 96% dans un état $l = 0$ et à 4% dans un état $l = 2$. Par la suite nous prendrons pour fonction d'onde dans l'espace des moments la paramétrisation proposée par M. Lacombe *et al* [114] dans le cadre d'un potentiel de Paris. Cette paramétrisation est présentée dans l'appendice 1. Comme on l'a déjà noté, le choix de la fonction d'onde (du potentiel) n'est pas crucial si le paramètre de pente caractéristique du spectre inclusif de l'antinucleon est inférieur à environ 0.5 GeV/c. Ceci est le cas pour la plupart des expériences.

Nous pouvons comprendre facilement, que si nous prenons en compte l'anisotropie des sections efficaces de production des antinucleons dans l'intégrale (3.41), l'effet de l'onde D dans la fonction d'onde du deuteron est important. Pour une paramétrisation gaussienne isotrope (3.31), la contribution de l'onde D est explicitement nulle. Pour les données de l'ISR dont on a discuté, l'introduction de l'onde

D dans la fonction d'onde du deuteron, divise la valeur de la section efficace d'un facteur d'environ 2 (voir figure 3.9).

L'effet de seuil

L'énergie à laquelle ont été réalisées les expériences de l'ISR et du FNAL (respectivement $\sqrt{s} = 53$ GeV et 300 GeV ($\sqrt{s} = 23.7$ GeV)) est loin du seuil de production de \bar{d} et la valeur du facteur R vaut 1. Les seules expériences où l'effet de seuil peut jouer un rôle sont celles de l'IHEP effectuées à 70 GeV ($\sqrt{s} = 11.5$ GeV) sur cible fixe. Malheureusement, nous avons montré que ces données n'étaient pas

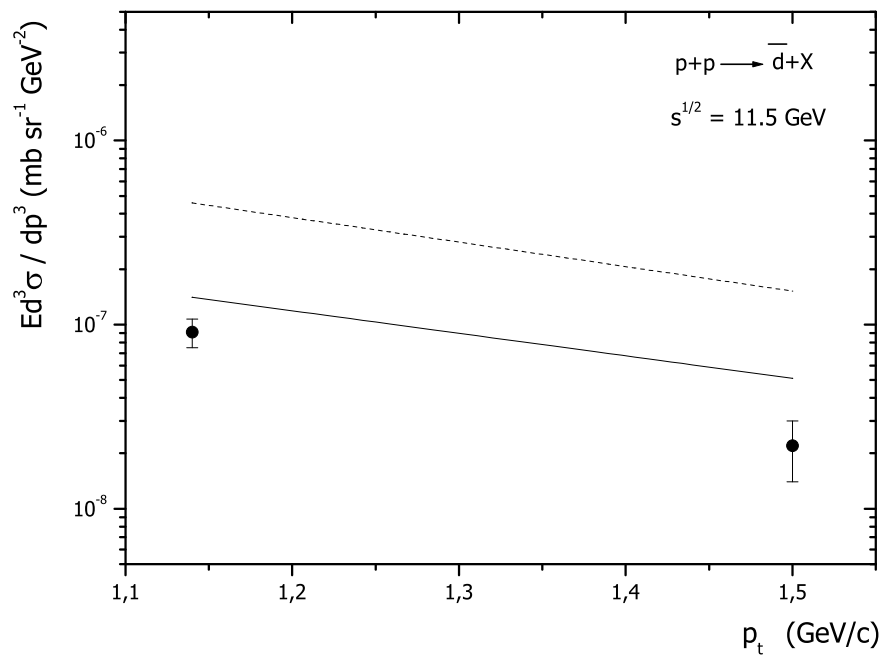


FIG. 3.11 – Section efficace inclusive de production de \bar{d} en fonction de la quantité de mouvement transverse, comparée aux calculs pour une paramétrisation exponentielle de la section efficace de production de \bar{p} correspondante : sans prise en compte de l'effet de seuil (ligne tiretée), avec prise en compte de l'effet de seuil (ligne continue). Les données proviennent de [107].

compatibles avec les autres. Cependant, il est instructif de comparer notre modèle à une expérience de l'IHEP pour voir l'importance de la prise en compte de l'effet de seuil. Nous allons considérer les données de [107] pour une collision pp . Ces dernières ne sont pas très riches, seulement deux points pour \bar{d} et pour \bar{p} . Le spectre de production de \bar{p} est paramétrisé par une fonction Gaussienne ce qui avec seulement 2 points, ressemble à une gageure, mais rappelons que cet exemple est purement illustratif.

La prédiction pour la production de \bar{d} est montrée sur la figure 3.11. La ligne tiretée correspond aux calculs sans prendre en compte l'effet de seuil. On constate immédiatement que la prise en compte de cet effet est indispensable pour décrire de façon correcte les résultats (ligne continue).

3. Production d'antideuteron, d'antitritium et d'antihélium dans les collisions pp et pA 73

Il ressort de l'analyse précédente que l'approche par diagramme de la coalescence et sa généralisation à la production de \bar{d} donnent de bons résultats. Ce modèle qui reste relativement simple, permet de s'affranchir de la connaissance de la quantité de mouvement de coalescence p_0 . Finalement le seul ingrédient du modèle reste la section efficace de production de \bar{p} . Mais le modèle est sensible à cette dernière (ce qui est aussi le cas du modèle de coalescence usuel qui est en plus très sensible à p_0) puisqu'elle intervient à la puissance 2. Dans le chapitre 2, nous avons obtenu une bonne description

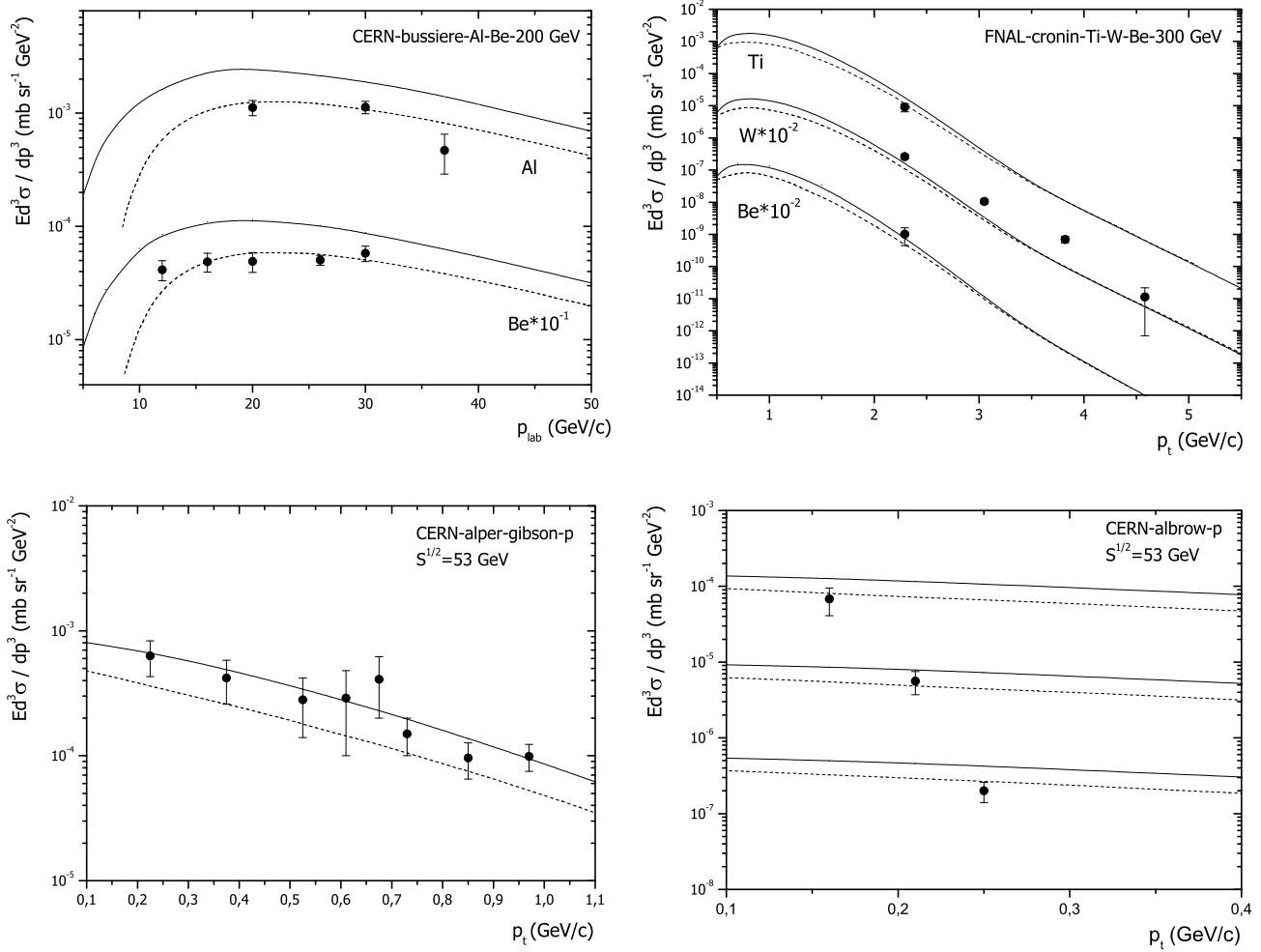


FIG. 3.12 – Mêmes données expérimentales que la figure 3.3 comparées aux calculs par la relation (3.40) dans le cadre de l'approche par diagramme de la coalescence (ligne continue) et à la relation (3.16) dans le cadre usuel de la coalescence (ligne tiretée) .

de la section efficace de production de \bar{p} donnée par les paramétrisations (2.17) et (2.20). Il reste à injecter ces dernières dans notre modèle. Jusqu'à maintenant, pour chaque expérience, nous avons pris

la section efficace de production de \bar{p} correspondante.

Sur la figure 3.12, nous avons comparé les mêmes données expérimentales que celles de la figure 3.1 avec le résultat donné par la relation (3.20) où le spectre de production de \bar{p} est donné par nos paramétrisations (2.17) (pour les collisions pA) et (2.20) (pour les collisions pp). Dans l'ensemble les données sont bien décrites. Les données de A. Bussière *et al* [60] sont surestimées au maximum d'un facteur 2. Pour ces dernières, il faut au préalable extraire le spectre de production de π^- , ce qui rajoute une source d'erreur à la fois sur le spectre de \bar{p} mais aussi sur celui de \bar{d} . Les autres données de la figure 3.12 sont aussi bien décrites par l'approche par diagramme que par l'approche usuelle. De façon générale, l'approche par diagramme fournit des valeurs des sections efficaces plus grandes que l'approche standard, un facteur 2 au maximum. Un tel facteur correspond à un p_0 de l'ordre de 100 MeV. Par comparaison à la valeur de 79 MeV, il y a un rapport 1.26, qui élevé à la puissance trois, devient un facteur 2.

Si l'on garde à l'esprit que l'approche par diagramme de la coalescence ne fait appel à aucun paramètre libre, les résultats obtenus sont assez remarquables. On s'affranchit de la détermination de p_0 qui reste délicate étant donné le peu de données expérimentales disponibles et à laquelle les résultats sont très sensibles (p_0 intervient à la puissance trois).

3.3.2 Application à la production d'antitritium et d'antihélium 3

La méthode de calcul de la section efficace de production d'un deuteron à partir du diagramme de Feynman 3.5 développée dans la section précédente s'applique aussi à la formation de t ou ${}^3\text{He}$ (que l'on note simplement t) si l'on considère le diagramme 3.13. La généralisation à la production d'antimatière

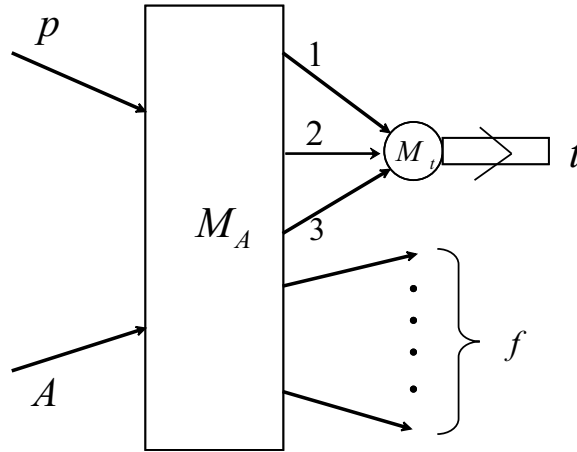


FIG. 3.13 – Diagramme de Feynman le plus simple correspondant à la coalescence de trois nucléons pour former un tritium (ou un hélium 3).

$\bar{A} = 3$, c'est-à-dire \bar{t} ou ${}^3\bar{\text{He}}$ (que l'on notera simplement \bar{t}), s'effectue de la même façon que dans le cas de l'antideuteron. Ainsi, la relation (3.40), s'écrit dans le cas de \bar{t} :

$$E_{\bar{t}} \frac{d^3\sigma_{\bar{t}}}{dp_{\bar{t}}^3} = R(x, 5) \left(\frac{m_t}{m_p^3} \right) \frac{32\pi^6}{m_p^2 \sigma_r^2} \left[\int M_{\bar{1}}(\mathbf{p}_{\bar{1}}) M_{\bar{2}}(\mathbf{p}_{\bar{2}}) M_{\bar{3}}(\mathbf{p}_{\bar{3}}) \Psi_t(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \right]^2, \quad (3.45)$$

où Ψ_t est la fonction d'onde à 3 nucléons normalisée par la condition

$$\int |\Psi_t(\mathbf{p}, \mathbf{q})|^2 \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{q}}{(2\pi)^3} = 1, \quad (3.46)$$

et où $\mathbf{p}_{\bar{t}} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3$, $\mathbf{p} = \frac{1}{\sqrt{3}}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)$ et $\mathbf{q} = \frac{1}{2\sqrt{3}}(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - 2\mathbf{p}_3)$. La fonction d'onde à 3 nucléons, Ψ_t , est tirée de [115]. Cette dernière est plus compliquée à écrire et nous renvoyons le lecteur à l'appendice 2 pour plus de détails. Nous prendrons la même fonction d'onde pour \bar{t} et pour ${}^3\overline{He}$, ce qui signifie que nous ignorons l'interaction électromagnétique. Dans le domaine utile pour nous, nous verrons que l'interaction électromagnétique est négligeable.

Nous allons maintenant confronter ce modèle aux données expérimentales sur la production de $\bar{A} = 3$ qui sont très peu nombreuses. Seulement deux expériences ont observé la production de $\bar{A} = 3$ dans des collisions pA [9, 60] et [8, 7] et aucune dans les collisions pp . La production de ${}^3\overline{He}$ a aussi été observée dans les collisions d'ions lourds, comme plomb–plomb, à des énergies ultra-relativistes [97, 98, 99] mais nous n'allons pas nous intéresser à ces données puisqu'il s'agit d'une physique qui peut être assez différente de celle des collisions pp et pA qui nous occupent.

Collision proton-aluminium à 70 GeV

Les antinoyaux légers produits par les expériences de l'IHEP de Serpukov ont été obtenus par collision de proton d'énergie 70 GeV sur une cible fixe d'aluminium. Un \bar{t} a été observé à un angle de 0 mrad et à une quantité de mouvement de 25 GeV/c [7] et un ${}^3\overline{He}$ à un angle de 27 mrad et à une quantité de mouvement de 20 GeV/c [8]. Ces expériences ont été les premières à observer la formation d'antinoyaux de masse 3. La valeur des sections efficaces ainsi obtenues doit être considérée avec prudence étant donné la difficulté d'une telle mesure mais aussi l'absence de mesures antérieures pour fournir une référence.

La section efficace de production de \bar{p} correspondante, mesurée dans les mêmes conditions cinématiques et à un angle de 0 mrad, est donnée par [8]. Nous avons déjà regardé ce jeu de données dans notre étude de la production de \bar{p} au chapitre 1. Ce dernier s'est révélé incompatible avec les autres données (voir figure 2.9), comme c'est le cas, de façon générale, pour les autres données de l'IHEP (voir tableau 2.5). Ces dernières sont donc difficiles à analyser et sans doute peu fiables. Cependant, il est important de regarder ces données pour mieux comprendre le modèle que l'on présente.

Sur la figure 3.14, nous avons reporté de nouveau les points sur la section efficace de production de \bar{p} . La ligne continue correspond à la paramétrisation (2.17). Cette dernière surestime d'un facteur de 2 à 4 environ les points expérimentaux mis à part les deux premiers. Ces derniers ont été mesurés à un angle différent de 0° puis extrapolés à 0° . On peut donc douter de cette extrapolation. Ainsi, si on renormalise la paramétrisation (2.17) en la divisant par un facteur d'environ 2.5, les points sont bien reproduits à l'exception des deux premiers (ligne tiretée). Une troisième solution consiste à réajuster l'ensemble des points pour obtenir une nouvelle paramétrisation (ligne pointillée). On voit donc que en dessous de 20 GeV la section efficace de production de \bar{p} est mal connue, l'écart dans ce domaine entre les valeurs données par les différentes paramétrisations est d'un facteur 2 environ. Signalons que c'est

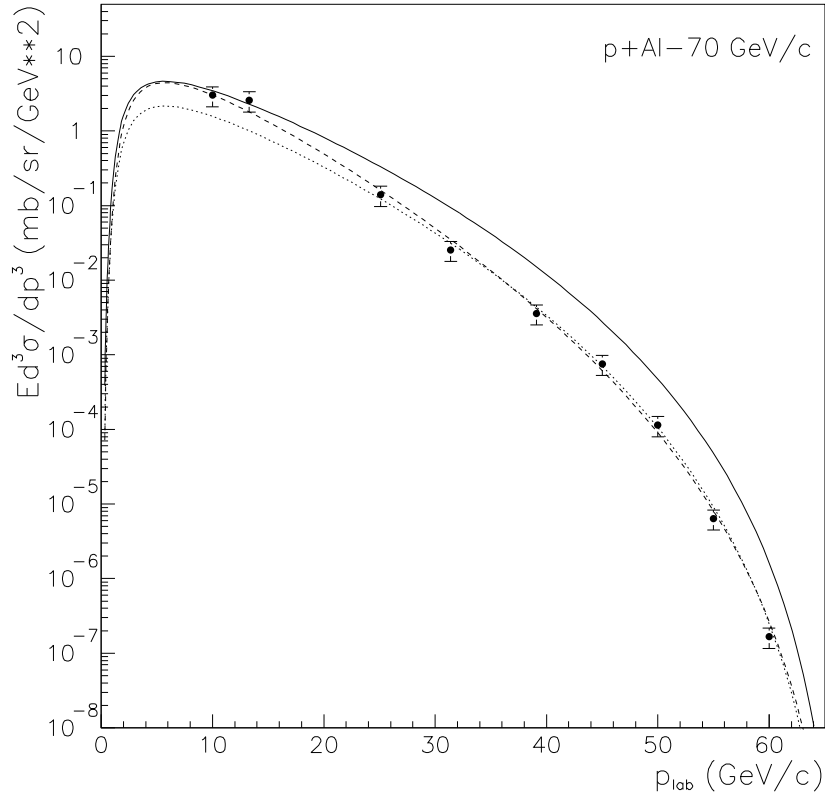


FIG. 3.14 – Section efficace inclusive de production de \bar{p} dans la collision $p + Al$ à 70 GeV [8] en fonction de la quantité de mouvement totale dans le laboratoire, comparée à trois paramétrisations différentes (voir le texte pour les détails). La mesure des \bar{p} a été effectuée à 0° .

justement cette région qui est importante pour nos calculs de coalescence car c'est dans cette région que le spectre de production de \bar{p} doit être bien connu étant donné que $p_{\bar{p}} \approx p_{\bar{t}}/3$.

Sur la figure 3.15, on a reporté les résultats pour la production de \bar{t} à 0° pour les 3 paramétrisations du spectre de \bar{p} de la figure 3.14 (avec les mêmes conventions graphiques). La paramétrisation (2.17) renormalisée donne les meilleurs résultats. Les deux autres paramétrisations surestiment d'un ordre de grandeur le point expérimental. Le facteur 2 de différence entre les deux groupes de paramétrisation du spectre de \bar{p} devient un facteur 10 dans le calcul du spectre de \bar{t} puisque le spectre de \bar{p} intervient à la puissance 3 dans la relation (3.43). Ceci illustre une fois de plus la nécessité de bien connaître le spectre de production de \bar{p} dans l'approche par coalescence de la formation d'antinoyaux légers, condition d'autant plus vraie que \bar{A} augmente.

Sur la figure 3.16, on a reporté les résultats pour la production de ${}^3\bar{He}$ à 27 mrad en prenant pour paramétrisation du spectre de \bar{p} la relation (2.17) renormalisée. Le calcul surestime d'un facteur 2 environ le point expérimental. Ceci doit être considéré comme un succès étant donné l'incertitude sur la partie basse énergie du spectre de \bar{p} .

3. Production d'antideuteron, d'antitritium et d'antihélium dans les collisions pp et pA 77

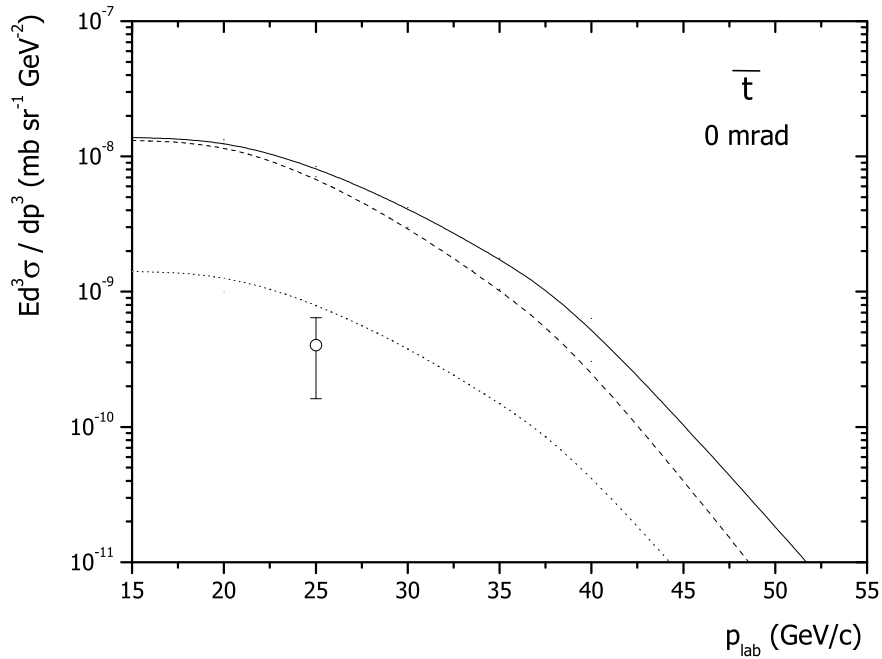


FIG. 3.15 – Section efficace inclusive de production de \bar{t} dans la collision $p + Al$ à 70 GeV [7] en fonction de la quantité de mouvement totale dans le laboratoire, comparée au calcul (relation (3.43)) pour trois paramétrisations différentes de la section efficace de production de \bar{p} (voir le texte pour les détails). La mesure de \bar{t} a été effectuée à 0° .

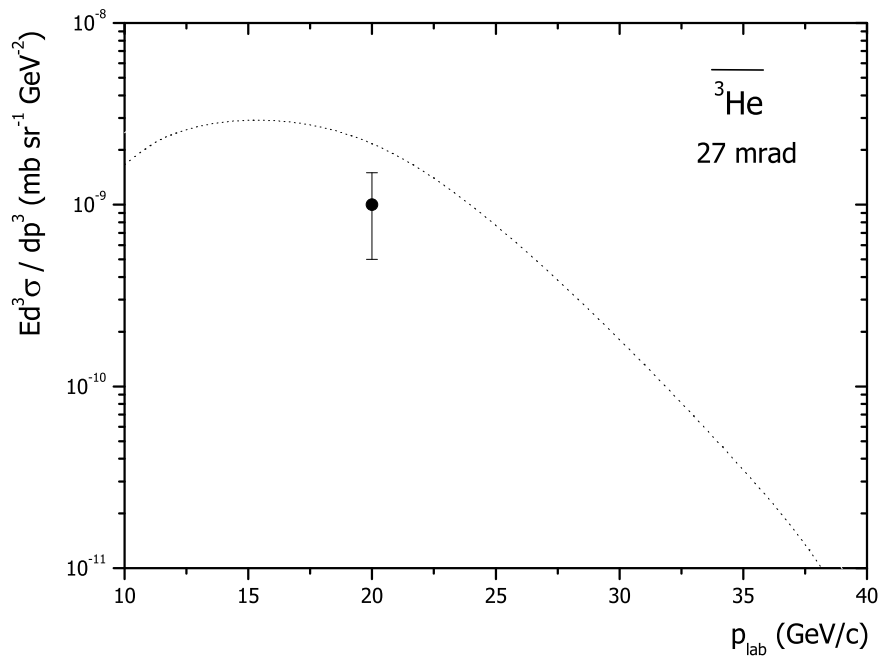


FIG. 3.16 – Section efficace inclusive de production de $\overline{{}^3He}$ dans la collision $p + Al$ à 70 GeV [8] en fonction de la quantité de mouvement totale dans le laboratoire, comparée au calcul (relation (3.43)) pour une paramétrisation donnée de la section efficace de production de \bar{p} (voir le texte pour les détails). La mesure de $\overline{{}^3He}$ a été effectuée à 27 mrad .

Collision proton-aluminium et proton-beryllium à 200, 210 et 240 GeV

Dans les expériences du CERN [9, 60], \bar{p} , \bar{d} , \bar{t} et ${}^3\overline{He}$ ont été produits dans les collisions proton-beryllium à 200, 210 et 240 GeV/c et détectés à 0 degré. La mesure de \bar{p} a été reportée uniquement dans [9] (on a déjà parlé de ces mesures dans le chapitre 1) tandis que les mesures de \bar{d} , \bar{t} et ${}^3\overline{He}$ rapportées dans [9] ont été revues, corrigées et augmentées dans [60] (ce sont ces données que l'on a considérées dans la production de \bar{d} et que l'on va regarder ici pour la production de \bar{t} et ${}^3\overline{He}$).

Nous avons déjà indiqué à plusieurs reprises que ces expériences donnent seulement le rapport des sections efficaces de production \bar{A}/π^- . Il est donc nécessaire d'extraire au préalable la section efficace de production de π^- si l'on désire avoir accès aux valeurs des sections efficaces de production de \bar{A} . C'est ce que nous avons fait lorsque nous avons regardé la production de \bar{d} . Nous allons maintenant expliquer la façon dont nous avons procédé.

Par chance, la production de π^- dans la réaction $p + Be \rightarrow \pi^- + X$ a été mesurée dans des conditions cinématiques presque similaires [76] dans une expérience du CERN (expérience que l'on a déjà considérée dans l'étude de la production de \bar{p}) : quantité de mouvement incidente de 200 et 300 GeV/c et angle de mesure de 3.6 mrad. Pour décrire ces données, nous avons utilisé la paramétrisation simple suivante, dont les coefficients ont été ajustés pour reproduire ces dernières :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} (\pi^-) = 0.94\sigma_r (1-x)^{1.88} e^{-7.05x} e^{-1.69p_\perp}. \quad (3.47)$$

avec les mêmes notations que pour la relation (2.17). La forme de l'équation (3.47) est inspirée de (2.17). Sur la figure 3.17, on a représenté les points expérimentaux sur la production de π^- ainsi que la paramétrisation correspondante (3.47).

On peut maintenant se servir de la relation (3.47) pour obtenir la section efficace de production de \bar{p} . Sur la figure 3.19, on a comparé les données sur la production de \bar{p} de [9] avec notre paramétrisation (2.17). On constate que les points expérimentaux s'accordent avec cette dernière. Cela nous donne confiance dans notre procédure d'extraction des valeurs de la section efficace de π^- . De plus, on a déjà vu que les données sur la production de \bar{d} sont aussi compatibles avec les autres données (voir figures 3.3 et 3.12).

L'étape suivante consiste, toujours grâce à la relation (3.47), à extraire les données expérimentales sur la section efficace de production de \bar{t} et ${}^3\overline{He}$ et ensuite à les comparer avec la valeur donnée par la relation (3.43). C'est ce qu'illustre la figure 3.16. On constate que l'accord entre les données expérimentales et le calcul est souvent bon mais parfois pauvre. En moyenne, les valeurs expérimentales et celles obtenues par le calcul sont du même ordre de grandeur. Cependant, ces résultats peuvent être considérés comme un succès au regard des remarques suivantes sur la précision des valeurs expérimentales :

- Le fait de ne pas avoir directement les valeurs de sections efficaces de production rajoute une incertitude sur ces dernières.
- Entre les références [9] et [60], il y a un facteur 2 de différence pour les mêmes mesures expérimentales sur la production de \bar{t} et ${}^3\overline{He}$.
- Les mesures des sections efficaces de production de \bar{t} et ${}^3\overline{He}$, à la même quantité de mouvement, sont assez différentes. En principe, elles doivent être relativement proches car dans le domaine

3. Production d'antideuteron, d'antitritium et d'antihélium dans les collisions pp et pA 79

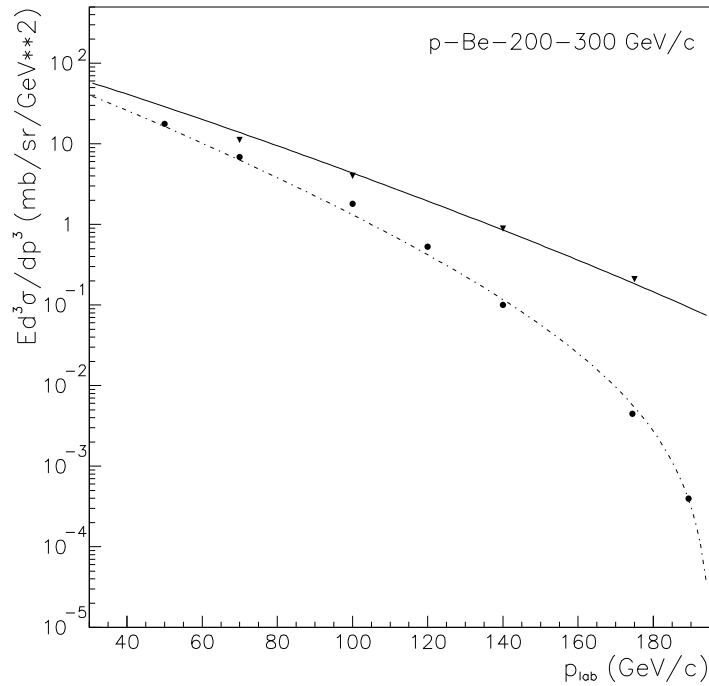


FIG. 3.17 – Section efficace de production de π^- [76] en fonction de la quantité de mouvement totale dans le laboratoire dans la collision $p + Be$ à 200 GeV/c (cercle plein) et 300 GeV/c (triangle plein), comparée à la paramétrisation (3.47). La mesure a été effectuée à 3.6 mrad dans le laboratoire.

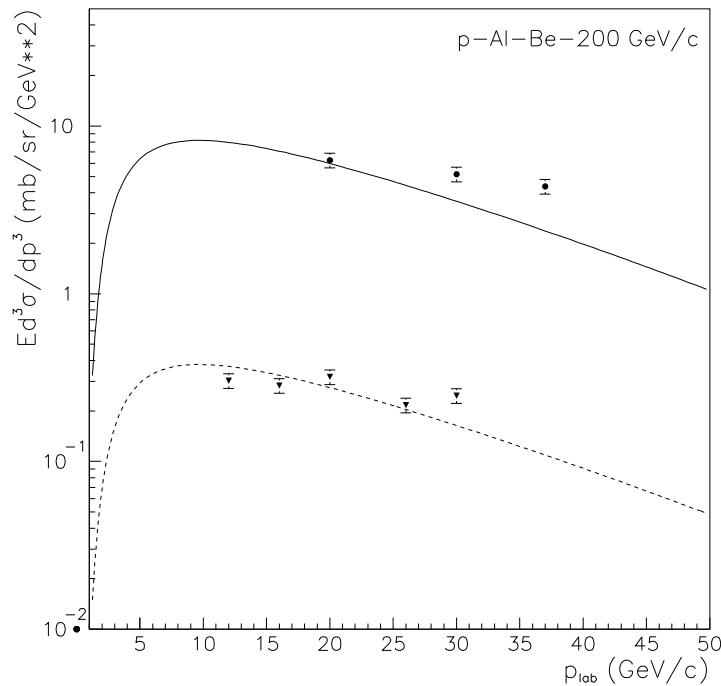


FIG. 3.18 – Section efficace de production de \bar{p} [9] en fonction de la quantité de mouvement totale dans le laboratoire dans la collision $p + Al$ à 200 GeV/c (cercle plein) et $p + Be$ à 200 GeV/c (triangle plein, $\times 10^{-1}$), comparée à la paramétrisation (2.17). La mesure a été effectuée à 0° dans le laboratoire.

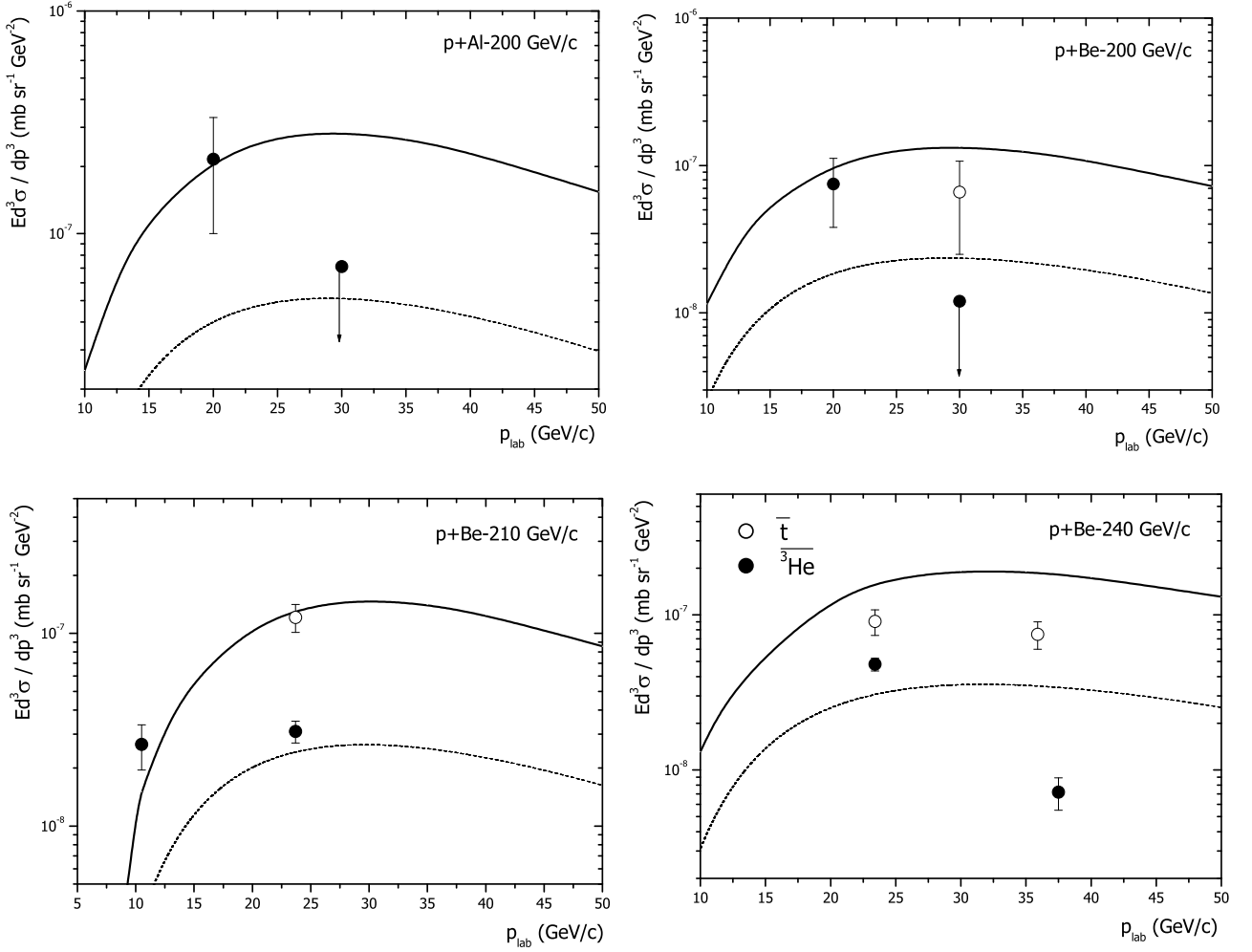


FIG. 3.19 – Section efficace inclusive de production de ${}^3\overline{\text{He}}$ (points noirs) et de \overline{t} (points blancs) dans les collisions $p + \text{Al}$ à $200 \text{ GeV}/c$ et $p + \text{Be}$ à $200, 210$ et $240 \text{ GeV}/c$, comparée aux calculs, coalescence standard (ligne tiretée) et approche par diagramme (ligne continue). Les résultats expérimentaux sont issus de [9]. Les mesures ont été effectuées à 0° dans le référentiel du laboratoire.

d'énergie considéré, l'interaction coulombienne va jouer un faible rôle. C'est effectivement le cas pour la production de t et 3He , rapportée dans la même expérience [9], où les valeurs des sections efficaces sont très proches.

Sur la figure 3.19, nous avons aussi tracé le résultat donné par l'approche usuelle de la coalescence, relation (3.21) pour une quantité de mouvement de coalescence p_0 de 79 MeV/c. Il s'agit de la quantité de mouvement obtenue à partir des données expérimentales sur la production de \bar{d} . On constate que les deux approches encadrent bien les données expérimentales qui sont très dispersées. Entre ces deux approches, il existe tout de même au maximum un facteur 5.5 de différence. Cela montre l'incertitude sur nos prédictions pour la production de $\bar{A} = 3$. Dans le cas de la production de \bar{d} , les deux approches diffèrent au maximum d'un facteur inférieur à 2.

Dans le cas de $\bar{A} = 3$, étant donné le nombre et la qualité des données expérimentales, il est difficile d'ajuster le facteur p_0 , c'est pourquoi, comme on l'a souligné précédemment, nous gardons la même valeur de p_0 , obtenue à partir de \bar{d} , pour la production de $\bar{A} = 3$ mais aussi de $\bar{A} = 4$. On voit donc que le grand avantage de l'approche par diagramme de la coalescence est de s'affranchir du paramètre libre p_0 auquel la section efficace de production de \bar{A} est très sensible et ceci d'autant plus que A augmente. Les lignes continues de la figure 3.19, correspondant à l'approche par diagramme de la coalescence, sont équivalentes à l'approche usuelle avec un p_0 d'environ 105 MeV/c. Par rapport à 79 MeV/c, il y a un facteur 1.3 qui, à la puissance 6 (voir relation (3.21) pour $A = 3$), devient un facteur d'environ 5.5.

3.4 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la détermination des sections efficaces de production de \bar{d} , \bar{t} , ${}^3\overline{He}$ et ${}^4\overline{He}$ dans les collisions pp et pA .

Pour ce faire, nous nous sommes appuyés sur le modèle phénoménologique de la coalescence dont deux approches ont été développées :

- une approche standard qui fait appel à la quantité de mouvement de coalescence p_0 , paramètre libre qui doit être déterminé à partir des données expérimentales.
- une approche par diagramme, plus microscopique, qui ne fait appel à aucun paramètre libre.

A partir d'un ajustement d'un échantillon le plus large possible de données expérimentales sur la production de \bar{d} (qui reste tout de même faible comparativement aux données sur la production de \bar{p}), nous avons déterminé une valeur de p_0 à 79 MeV/c. Cet échantillon est en outre correctement décrit avec l'approche par diagramme de la coalescence qui au maximum diffère d'un facteur 2 par rapport à l'approche standard. Ceci est remarquable étant donné que l'approche par diagramme ne nécessite aucun ajustement.

Les données expérimentales sur la production de \bar{t} et ${}^3\overline{He}$ étant très rares (une procédure d'ajustement n'est pas possible), nous avons décidé de garder la même valeur de p_0 que dans le cas de \bar{d} . L'approche par diagramme de la coalescence donne des valeurs des sections efficaces environ 5.5 fois supérieures à celles de l'approche standard. Cependant, ces deux versions encadrent le domaine expérimental des valeurs des sections efficaces qui sont assez dispersées (figure 3.19).

82 3. Production d'antideuteron, d'antitritium et d'antihélium dans les collisions pp et pA

En l'absence de toute donnée expérimentale, la production de ${}^4\overline{He}$ sera décrite dans le cadre de la coalescence standard avec toujours $p_0 = 79 \text{ MeV}/c$.

Chapitre 4

Interaction matière-antimatière

“Sur le plus haut trône du monde, on n’est jamais assis que sur son cul”

Montaigne

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons nous pencher sur quelques aspects de l’interaction matière-antimatière. En effet, l’antimatière, au cours de sa propagation dans la galaxie, va interagir avec le milieu interstellaire et ainsi partiellement disparaître. Il est alors indispensable de connaître les sections efficaces de réactions de l’antimatière avec ce dernier (essentiellement des protons et des héliums).

Dans la première partie de ce chapitre, c’est l’aspect basse énergie de l’interaction matière-antimatière qui va nous intéresser ce qui va nous éloigner temporairement de l’objectif principal de cette thèse. Cette étude fait suite aux résultats de l’expérience OBELIX réalisée auprès de la machine LEAR du CERN. Cette dernière a révélé, qu’à basse énergie, la section efficace d’annihilation $\bar{p}A$ ne dépend presque plus de la masse du noyau. Ainsi l’image géométrique simple, qui suggère que l’annihilation augmente avec la surface transverse du noyau ne semble plus valable à basse énergie. Nous avons donc entrepris de calculer la section efficace d’annihilation $\bar{p}A$, pour des quantités de mouvement de quelques MeV/ c à quelques centaines de MeV/ c , dans le cadre du modèle optique, pour vérifier cette prédiction [116].

A la suite de cette étude, nous avons regardé l’interaction matière-antimatière à des énergies plus élevées ce qui nous sera utile pour le calcul des flux d’antimatière secondaire. L’approche de Glauber pour les processus de diffusion semble appropriée pour mener cette étude. Cette dernière a été utilisée avec succès dans l’étude de la diffusion hadron-noyau à haute énergie, $E \geq 1$ GeV et il a été montré que dans le cas de l’interaction $\bar{p}A$, cette approche reste valable jusqu’à des énergies de l’ordre de 50 MeV (pour la limite inférieure).

4.2 Annihilation antiproton-noyau à basse énergie

4.2.1 Les principaux processus d'interactions $\bar{p}p$ et $\bar{p}A$

Lorsqu'un \bar{p} entre en collision avec un proton, plusieurs types de réactions sont possibles que l'on présente dans le tableau 4.1. Nous avons aussi indiqué quelques exemples pour chaque type de réaction ainsi que la quantité de mouvement seuil de \bar{p} correspondante. L'annihilation avec production de mésons

réaction	notation	exemples	seuil (MeV/c)
diffusion élastique	σ_{el}	$\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p$	
échange de charge	σ_{ceex}	$\bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n$	98
annihilation	σ_a	$\bar{p}p \longrightarrow \pi^+\pi^-$	aucun
		$\bar{p}p \longrightarrow K^+K^-$	aucun
		$\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$	1435
		$\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Lambda}\Sigma$	1662
		$\bar{p}p \longrightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma$	1871
diffusion inélastique	σ_{in}	$\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p\pi^0$	775
		$\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p\pi^0\pi^0$	1192
		$\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}pK^0\bar{K}^0$	3322
		$\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p\bar{\Lambda}\Lambda$	7993
réaction inélastique	$\sigma_r = \sigma_{ceex} + \sigma_a + \sigma_{in}$		
section efficace totale	$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_r$		

TAB. 4.1 – Résumé des principaux processus d'interactions $\bar{p}p$.

n'a pas de seuil et est le processus dominant en dessous de 1 GeV/c. A énergie nulle, ces mésons sont essentiellement des pions, 7% environ sont des kaons.

Dans le cas des collisions pp , et plus généralement hadrons-hadrons, les processus d'annihilation n'existent pas et seule la diffusion élastique est présente à basse énergie. La section efficace de diffusion inélastique est égale à la section efficace de réaction, $\sigma_r = \sigma_{in}$. A haute énergie, les collisions $\bar{p}p$ et pp sont très similaires et dans les deux cas la diffusion inélastique est dominante bien que la diffusion élastique soit toujours présente en vertu du théorème optique.

Ce sont essentiellement les mêmes processus qui interviennent dans les collisions $p\bar{A}$. On peut rajouter dans les processus inélastiques, outre la production de mésons, les processus dans lesquels on retrouve dans l'état final le \bar{p} et des fragments nucléaires : noyau excité, réactions, break-up etc...

4.2.2 Comportement des sections efficaces d'interaction des antiprotons à basse énergie

Les mesures de sections efficaces d'annihilation antiproton-noyau réalisées sur la machine LEAR du CERN dans les années 80, pour des quantités de mouvement de \bar{p} de 200 à 600 MeV/c, ont montré que σ_a se comporte comme $\sigma_0 A^\nu$ avec $\nu \approx 2/3$. Cela suggère une image géométrique de l'annihilation dont la probabilité augmente la surface transverse du noyau comme pour σ_r à plus haute énergie. Cependant les dernières mesures réalisées par l'expérience OBELIX sur LEAR en 1996, peu de temps avant la fermeture de ce dernier, semblent nuancer cette vision géométrique simple de l'annihilation.

En effet, pour les noyaux légers d et He , $\sigma_a(\bar{p}d)$ et $\sigma_a(\bar{p}He)$ deviennent inférieures à $\sigma_a(\bar{p}p)$ pour une quantité de mouvement de \bar{p} inférieure à 60 MeV/c [117]. Ces résultats semblent montrer un effet de saturation de $\sigma_a(\bar{p}A)$ avec la décroissance de la quantité de mouvement de \bar{p} , $\sigma_a(\bar{p}A)$ ne dépend alors que très faiblement de la masse du noyau (voir figure 5.8). L'analyse récente de la mesure ancienne de $\sigma_a(\bar{p}Ne)$ à 57 MeV/c confirme apparemment cet effet [118]. Une première explication théorique de ces résultats a été donnée dans [119] dans le cadre de l'approximation de la longueur de diffusion (ALD) pour des systèmes coulombiens attractifs que nous allons brièvement décrire dans la section suivante (voir figure 5.8). Il n'existe pas hélas de mesures de $\sigma_a(\bar{p}A)$ à très basse énergie pour confirmer ou non

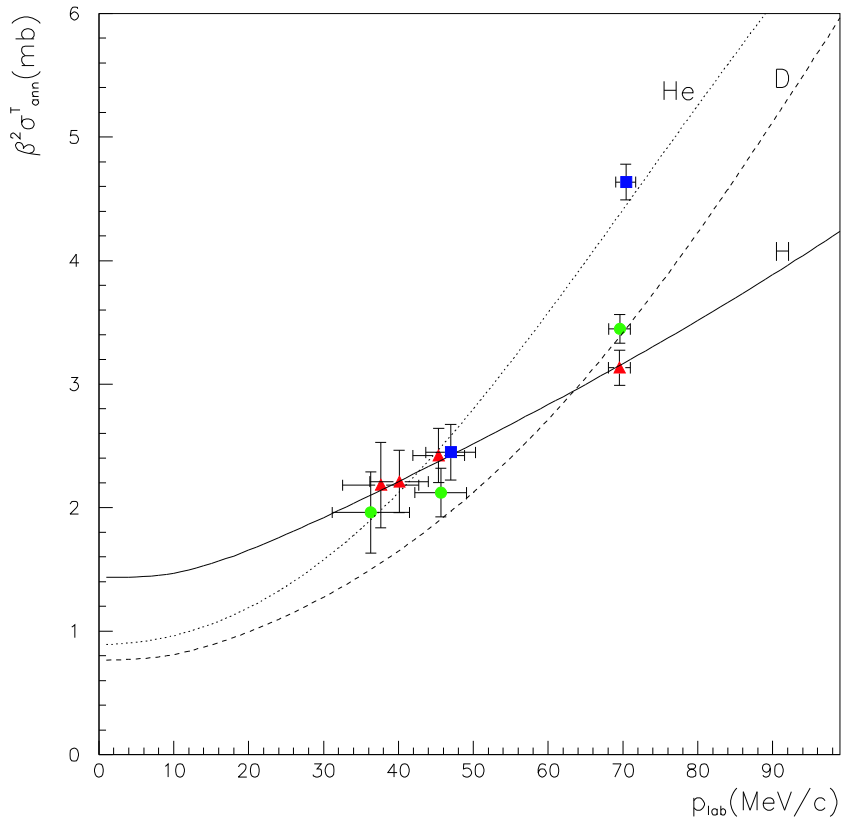


FIG. 4.1 – Annihilation $\bar{p}A$ mesurée par l'expérience OBELIX sur la machine LEAR du CERN à basse énergie [117] : $\bar{p}p$ (triangles), $\bar{p}d$ (ronds) et $\bar{p}He$ (rectangles). Les valeurs des sections efficaces ont été multipliées par le carré de la vitesse relative des particules annihilantes β . Les lignes montrent les résultats donnés par l'approche phénoménologique de l'approximation de la longueur d'onde [119].

ce comportement pour des noyaux plus lourds. C'est pourquoi nous avons entrepris, pour la première fois, de calculer $\sigma_a(\bar{p}A)$ pour une quantité de mouvement de \bar{p} de quelques MeV/c à quelques centaines de MeV/c et pour différents noyaux dans le cadre du modèle optique. Bien sûr, de nouvelles mesures de l'annihilation de \bar{p} avec des noyaux plus lourds et à plus basse énergie restent nécessaires.

4.2.3 Rappels sur la diffusion à deux corps et la méthode des ondes partielles

Rappelons d'abord que le problème de la diffusion de deux particules 1 et 2, de masse respective m_1 et m_2 , sous l'action d'un potentiel central $U(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, ne dépendant que de la distance relative des deux

particules, peut se ramener au problème de la diffusion d'une particule relative de position \mathbf{r} et de masse réduite μ par un potentiel statique $U(\mathbf{r})$ situé à l'origine du repère du référentiel du centre de masse des particules 1 et 2. La masse réduite est donnée par $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ et la position relative par $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$. L'énergie de la particule relative est $E = (\hbar k)^2 / 2\mu$ où $\hbar \mathbf{k}$ correspond à la quantité de mouvement des particules 1 et 2 dans le référentiel du centre de masse, sa vitesse $\beta = |\hbar \mathbf{k}| / \mu$ correspond à la vitesse relative des particules 1 et 2. Sauf précision, nous travaillerons toujours dans le référentiel du centre de masse projectile-cible.

Etats stationnaires de diffusion

L'équation de Schrödinger décrivant l'évolution de la particule dans le potentiel $U(\mathbf{r})$ admet des solutions d'énergie E pour un spectre continu (états stationnaires) :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \varphi(\mathbf{r}) e^{-iEt/\hbar} \quad (4.1)$$

où $\varphi(\mathbf{r})$ est solution de l'équation aux valeurs propres :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + U(\mathbf{r}) \right] \varphi(\mathbf{r}) = E\varphi(\mathbf{r}), \quad (4.2)$$

où Δ est l'opérateur de Laplace. Nous ne nous intéressons qu'aux solutions de (4.2) associées à une énergie E positive représentant l'énergie de la particule relative avant qu'elle n'ait abordé la zone d'action du potentiel. On peut montrer que l'état stationnaire de diffusion $\Psi_{\mathbf{k}}^{\text{diff}}$ est par définition la solution de l'équation (4.2) dont le comportement asymptotique loin de la région d'action du potentiel est de la forme :

$$\Psi_{\mathbf{k}}^{\text{diff}}(\mathbf{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (4.3)$$

avec toujours $k^2 = 2\mu E / \hbar^2$. L'axe $0z$ correspond à la direction le long de laquelle arrivent les particules incidentes de masse μ . La solution (4.3) représente la superposition d'une onde plane incidente e^{ikz} et d'une onde diffusée $f(\theta, \varphi) e^{ikr} / r$ sous l'action du potentiel $U(\mathbf{r})$. Cette dernière n'est pas en général isotrope et son amplitude dépend de la direction (θ, φ) que l'on considère. La section efficace différentielle $d\sigma / d\Omega$ est la probabilité par unité d'angle solide que la particule incidente soit diffusée dans l'angle solide $d\Omega$; la probabilité $d\sigma$ que la particule incidente soit diffusée dans $d\Omega$ est le rapport du courant diffusé (associé à l'onde diffusée) à travers $d\Omega$ par le courant incident (associé à l'onde incidente) :

$$d\sigma = \frac{(j_{\text{diffusé}})(r^2 d\Omega)}{j_{\text{incident}}}. \quad (4.4)$$

En utilisant l'expression habituelle pour le courant associé à une fonction d'onde, on a $j_{\text{incident}} = \hbar k / \mu$ et $j_{\text{diffusé}} = \hbar k |f(\theta, \varphi)|^2 / \mu r^2$, ce qui donne

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \varphi)|^2. \quad (4.5)$$

$f(\theta, \varphi)$ est appelée **l'amplitude de diffusion**, elle contient toute l'information sur l'action du potentiel et est à ce titre une grandeur fondamentale dans les problèmes de diffusion. Comme le potentiel est

réel, il a pour seul effet de diffuser élastiquement la particule de la direction initiale \mathbf{k} (dirigée le long de l'axe Oz) vers la direction \mathbf{k}' caractérisée par l'angle (θ, φ) avec $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'|$, comme ceci est illustré sur la figure 4.16. On peut réécrire l'amplitude de diffusion avec comme argument \mathbf{k} et \mathbf{k}' , c'est-à-dire $f(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$. Il est utile d'introduire le moment transféré $\hbar\mathbf{q} = \hbar(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ avec dans le cas présent $q = 2\hbar k \sin(\theta/2)$.

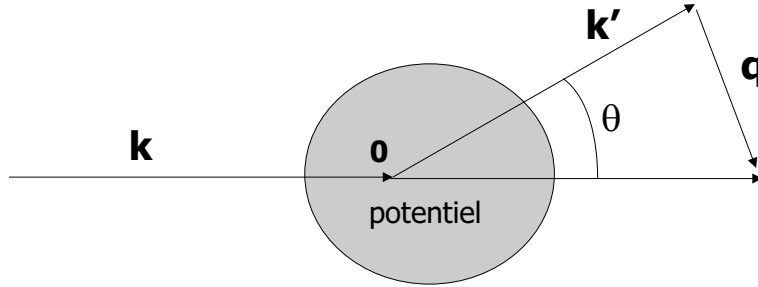


FIG. 4.2 – Diffusion élastique par un potentiel de portée finie.

L'équation (4.2) est la forme différentielle de l'équation de Schrödinger. Elle peut se mettre sous une forme intégrale dont les solutions sont aussi les états stationnaires de diffusion avec l'avantage de posséder directement le bon comportement asymptotique (4.3). Cette équation (dite de Lippmann-Schwinger) s'écrit sous la forme suivante :

$$\Psi_{\mathbf{k}}^{\text{diff}}(\mathbf{r}) = e^{ikz} + \int d^3r' G_+(\mathbf{r} - \mathbf{r}') U(\mathbf{r}') \Psi_{\mathbf{k}}^{\text{diff}}(\mathbf{r}'), \quad (4.6)$$

où $G_+(\mathbf{r})$ est la fonction de Green sortante. Par identification avec la relation (4.3), on montre que :

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = -\frac{2\mu}{4\pi\hbar^2} \int d^3r' e^{i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}'} U(\mathbf{r}') \Psi_{\mathbf{k}}^{\text{diff}}(\mathbf{r}'), \quad (4.7)$$

L'équation implicite (4.6) peut se résoudre par itération. Dans le cas où on se limite au premier ordre en U , on retrouve l'approximation de Born.

Méthode des déphasages

Dans le cas où le potentiel $U(\mathbf{r})$ est à symétrie sphérique, il ne dépend plus que du module r de \mathbf{r} : le moment cinétique orbital L de la particule est une constante du mouvement. Il existe donc des états stationnaires de moments cinétiques bien définis, c'est-à-dire des états propres communs à H , L^2 et L_z . Nous appellerons ondes partielles les fonctions d'ondes associées à ces états, et nous les noterons $\varphi_{E,l,m}(\mathbf{r})$, les valeurs propres correspondantes de H , L^2 et L_z étant respectivement $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$, $l(l+1)\hbar^2$ et $m\hbar$; leur dépendance angulaire est toujours donnée par les harmoniques sphériques $Y_l^m(\theta, \varphi)$; le potentiel $U(r)$ n'intervient que dans leur dépendance radiale.

On s'attend à ce que, pour r grand, les ondes partielles $\varphi_{E,l,m}(\mathbf{r})$ soient très proches des fonctions propres communes à H^0 , L^2 et L_z où H^0 est l'hamiltonien libre. Les fonctions d'ondes correspondantes $\varphi_{E,l,m}^0(\mathbf{r})$ sont les ondes sphériques libres. Le comportement asymptotique de leur partie radiale est la superposition d'une onde entrante e^{-ikr}/r et d'une onde sortante e^{ikr}/r présentant une différence de phase bien déterminée, leur dépendance angulaire est toujours celle d'une harmonique sphérique.

Le comportement asymptotique de l'onde partielle $\varphi_{E,l,m}(\mathbf{r})$ dans le potentiel $U(r)$ est également la superposition d'une onde entrante et d'une onde sortante. Toutefois, la différence de phase entre ces deux ondes diffère de celle qui caractérise l'onde sphérique libre correspondante, le potentiel $U(r)$ introduit un déphasage δ_l supplémentaire. Ce déphasage constitue la seule différence entre les comportements asymptotiques de $\varphi_{E,l,m}(\mathbf{r})$ et de $\varphi_{E,l,m}^0(\mathbf{r})$, par conséquent la connaissance, pour E fixée, des déphasages δ_l pour toutes les valeurs de l doit être suffisante pour calculer la section efficace (4.5). Cette méthode est particulièrement intéressante lorsque la portée du potentiel n'excède pas trop la longueur d'onde associée au mouvement de la particule car dans ce cas n'intervient qu'un petit nombre de déphasages.

Ondes partielles dans le potentiel $U(r)$

Quel que soit le potentiel $U(r)$ sphérique, les ondes partielles $\varphi_{E,l,m}(\mathbf{r})$ sont de la forme :

$$\varphi_{E,l,m}(\mathbf{r}) = R_{E,l}(r)Y_l^m(\theta, \varphi) = \frac{1}{r}u_{E,l}(r)Y_l^m(\theta, \varphi), \quad (4.8)$$

où $u_{E,l}$ est solution de l'équation radiale :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2}U(r) + k^2 \right] u_{E,l}(r) = 0, \quad (4.9)$$

satisfaisant la condition à l'origine $u_{E,l}(0)=0$. Nous sommes donc ramenés à un problème à une dimension dans lequel une particule de masse μ est plongée dans le potentiel effectif suivant :

$$\begin{aligned} U_{\text{eff}}(r) &= U(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad \text{pour } r > 0 \\ U_{\text{eff}}(r) &= \infty \quad \text{pour } r < 0 \end{aligned} \quad (4.10)$$

Pour r grand par rapport à la portée du potentiel, l'équation (4.9) se réduit à :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + k^2 \right] u_{E,l}^0(r) = 0. \quad (4.11)$$

On peut montrer, notamment par comparaison avec les ondes sphériques libres, que la solution de cette équation est de la forme :

$$u_{E,l}^0(r) = Akr [\cos \delta_l j_l(kr) - \sin \delta_l n_l(kr)]. \quad (4.12)$$

A est une constante de normalisation sans importance pour la suite. $j_l(kr)$ et $n_l(kr)$ sont les fonctions de Bessel sphériques respectivement régulière et irrégulière à l'origine. δ_l est bien sûr le déphasage provoqué par le potentiel $U(r)$. Quand r tend vers l'infini, pour k fixé, les fonctions de Bessel tendent vers :

$$r \longrightarrow \infty \quad j_l(kr) \longrightarrow \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)/kr \quad n_l(kr) \longrightarrow \cos\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)/kr. \quad (4.13)$$

Nous cherchons maintenant à construire l'état stationnaire de diffusion à partir d'une superposition linéaire d'ondes partielles dont le comportement asymptotique serait de la forme (4.3). Comme l'état

stationnaire de diffusion est un état propre de l'hamiltonien H , le développement de $\Psi_k^{diff}(\mathbf{r})$ ne comportera que des ondes partielles de même énergie $\hbar^2 k^2 / 2\mu$. De plus, dans le cas d'un potentiel central $U(r)$, par symétrie sphérique, le développement de $\Psi_k^{diff}(\mathbf{r})$ ne comprendra que des ondes partielles pour lesquelles m est nul. On peut montrer que ce développement s'écrit [120] :

$$\Psi_k^{diff}(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\delta_l} \frac{u_{E,l}(r)}{r} P_l(\cos \theta). \quad (4.14)$$

où $P_l(\cos \theta)$ est un polynôme de Legendre directement proportionnel à l'harmonique sphérique $Y_l^0(\theta, \varphi)$.

Il reste maintenant à comparer l'expression (4.3) avec le comportement asymptotique de (4.14) ($r \rightarrow \infty$). En utilisant le développement de l'onde plane en ondes sphériques libres,

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos \theta), \quad (4.15)$$

on trouve comme expression de l'amplitude de diffusion :

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta). \quad (4.16)$$

L'argument φ n'apparaît plus dans $f(\theta)$ à cause de la symétrie sphérique. En utilisant la relation (4.5) et l'orthogonalité des polynômes de Legendre, on obtient l'expression de la section efficace élastique :

$$\sigma_{el} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l. \quad (4.17)$$

On constate que chaque onde partielle l , par son déphasage δ_l , contribue à σ_{el} . De plus, les termes d'interférence entre ondes de moments cinétiques différents disparaissent.

On a l'habitude de faire apparaître le déphasage sous la forme suivante :

$$S_l(k) = e^{i2\delta_l(k)}, \quad (4.18)$$

où $S_l(k)$ sont les valeurs propres de la matrice de diffusion S . Dans la base des états propres communs à H , L^2 et L^z , la matrice de diffusion S est diagonale. Comme cette matrice est unitaire, ces valeurs propres sont de la forme $e^{i\theta}$ avec ici $\theta = 2\delta_l$.

Il faut maintenant pouvoir déterminer la valeur de δ_l . Pour ce faire, il va falloir résoudre l'équation radiale (4.9) pour deux points r_1 et r_2 loin de la zone d'action du potentiel U ; dans ce cas on peut identifier ces deux solutions, $u_{E,l}^{(1)}(r_1)$ et $u_{E,l}^{(2)}(r_2)$, à la relation (4.12)

$$\begin{aligned} u_{E,l}^{(1)}(r_1) &= Akr_1 [\cos \delta_l j_l(kr_1) - \sin \delta_l n_l(kr_1)] \\ u_{E,l}^{(2)}(r_2) &= Akr_2 [\cos \delta_l j_l(kr_2) - \sin \delta_l n_l(kr_2)], \end{aligned} \quad (4.19)$$

ce qui permet d'obtenir δ_l sous la forme :

$$\tan \delta_l = \frac{Rj_l(kr_1) - j_l(kr_2)}{Rj_l(kr_2) - j_l(kr_1)} \quad \text{avec} \quad R = \frac{r_1 u_{E,l}^{(2)}}{r_2 u_{E,l}^{(1)}}. \quad (4.20)$$

La connaissance de δ_l (et donc de la section efficace) suppose la connaissance de $u_{E,l}^{(1)}$ et de $u_{E,l}^{(2)}$ ce qui s'obtient par résolution de l'équation (4.9) qui, sauf dans le cas de potentiels simples, ne peut se faire que de façon numérique.

4.2.4 Modèle optique

La méthode des déphasages et le développement en ondes partielles décrits dans la section précédente nous fournissent le cadre général pour notre étude de l'annihilation $\bar{p}A$. Il va falloir maintenant le compléter par deux ingrédients essentiels, à savoir l'interaction d'origine nucléaire entre l'antiproton et le noyau dans le cadre du modèle optique de ce dernier et l'interaction coulombienne attractive entre l'antiproton et le noyau.

Dans le cas d'un potentiel $U(r)$ réel, l'équation de Schrödinger radiale (4.9) ne peut décrire que des processus élastiques. Les processus inélastiques de création et de destruction de particules ne peuvent être pris en compte que dans les théories quantiques des champs. Or, nous souhaitons décrire l'annihilation $\bar{p}A$ qui est le processus inélastique dominant à basse énergie. Le modèle optique du noyau permet une description phénoménologique simple de cette situation.

Dans ce modèle, le noyau est considéré comme un milieu absorbant et réfractant, par analogie avec un milieu d'indice de réfraction n vis-à-vis de la lumière. Ainsi les interactions multiples (anti)nucléons-nucléons seront remplacées par une interaction à deux corps, antiproton-noyau, représentée par un potentiel indépendant du temps $U(r)$. Cependant un potentiel réel ne peut pas prendre en compte les absorptions. Il faut donc considérer un potentiel complexe de la forme $U(r) = -V(r) - iW(r)$. La partie réelle du potentiel est supposée être directement reliée au potentiel moyen du système étudié et sa partie imaginaire traite l'absorption des ondes incidentes et sortantes, associées aux particules considérées, tout au long de leur progression. Si le terme $W(r)$ est positif, il y a absorption du flux, donc annihilation de particules, si $W(r)$ est négatif, il y a création de particules. La prise en compte de l'absorption par l'introduction d'un potentiel complexe revient à considérer que le déphasage δ_l possède une partie imaginaire de telle sorte que $|e^{i\delta_l}| < 1$ ou, ce qui revient au même, $\text{Im}\delta_l > 0$.

Dans notre étude phénoménologique de l'interaction $\bar{p}A$, une hypothèse simple consiste à admettre que le potentiel suit la forme de la densité nucléaire du noyau. Dans cette approche, nous allons considérer un potentiel standard de Woods-Saxon de la forme

$$U(r) = \frac{-V_0 - iW_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}. \quad (4.21)$$

R représente le rayon moyen du noyau et a sa diffusivité. Ces deux paramètres sont obtenus à partir de la diffusion d'électrons et sont en général bien connus. Les deux paramètres V_0 et W_0 sont eux plus difficiles à obtenir. Leur valeur est déterminée en combinant deux types d'expériences, d'une part la mesure de sections efficaces d'annihilation $\bar{p}A$ en vol pour une certaine gamme d'énergie et d'autre part les mesures des niveaux et des largeurs des états liés des systèmes atomiques antiprotoniques. Pour les différents noyaux que nous allons étudier, les valeurs des paramètres du potentiel de Woods-Saxon seront pris dans la littérature [121, 122]. Les valeurs des paramètres V_0 et W_0 ont été obtenues pour une certaine gamme d'énergie correspondant à une valeur de la quantité de mouvement dans le système du laboratoire autour de 400 MeV/c. Une de nos hypothèses est de considérer que les valeurs de ces paramètres sont toujours valables pour des énergies plus basses. Nous reviendrons en détail sur la description des potentiels optiques utilisés.

Finalement, en présence des processus inélastiques, les sections efficaces de diffusion élastique et de

réaction inélastique sont données par :

$$\begin{aligned}\sigma_{el} &= \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1 - S_l(k)|^2 \\ \sigma_r &= \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l(k)|^2) \\ \sigma_{tot} &= \sigma_{el} + \sigma_r = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - \text{Re}S_l(k)).\end{aligned}\quad (4.22)$$

Cette description phénoménologique des processus d'absorption ne permet pas de distinguer les différents processus inélastiques. Mais dans le domaine d'énergie où l'on travaille, c'est l'annihilation qui domine et nous avons donc $\sigma_r \approx \sigma_a$. Notons que l'unitarité qui impose la conservation du flux de probabilité durant la diffusion entraîne le théorème optique :

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k} \text{Im}f(\theta = 0). \quad (4.23)$$

La partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant nous donne la section efficace totale.

4.2.5 Interaction coulombienne

Comme nous avons affaire à des particules chargées et que nous travaillons à basse énergie, il est indispensable de prendre en compte l'interaction coulombienne qui va jouer un rôle fondamental dans l'annihilation. Pour ce faire, il suffit de rajouter dans l'équation (4.9) le terme coulombien en $1/r$ ce qui donne :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) - \frac{2\gamma k}{r} + k^2 \right] u_{E,l}(r) = 0, \quad (4.24)$$

avec $\gamma = Z_{\bar{p}} Z_A e^2 / \hbar\beta$. $e^2 \simeq 1/137$ est la constante de structure fine, $Z_{\bar{p}}$ la charge de l'antiproton, Z_A la charge du noyau et β la vitesse de la particule relative ($E = \mu\beta^2/2 = \hbar^2 k^2/2\mu$).

Quand on se situe dans une région où le potentiel $U(r)$ devient nul, il ne reste plus que le potentiel coulombien et l'équation (4.22) devient :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\gamma k}{r} + k^2 \right] u_{E,l}^c(r) = 0. \quad (4.25)$$

Cette équation admet des solutions exactes : $F_l(\gamma, kr)$ et $G_l(\gamma, kr)$ sont les fonctions coulombiennes respectivement régulière et irrégulière à l'origine [123, 120]. Ces fonctions ont pour forme asymptotique :

$$\begin{aligned}F_l(\gamma, kr) &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} \sin \left(kr - \gamma \ln(2kr) - \frac{1}{2}l\pi + \sigma_l \right) \\ G_l(\gamma, kr) &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} \cos \left(kr - \gamma \ln(2kr) - \frac{1}{2}l\pi + \sigma_l \right),\end{aligned}\quad (4.26)$$

où $\sigma_l = \arg(\Gamma(l+1+i\gamma))$ est le déphasage coulombien et Γ la fonction gamma. Par analogie avec la solution de l'équation (4.11), la solution de l'équation (4.24) est une combinaison linéaire des fonctions coulombiennes :

$$u_{E,l}^c(r) = A [\cos \nu_l F_l(\gamma, kr) + \sin \nu_l G_l(\gamma, kr)]. \quad (4.27)$$

où A est une constante de normalisation et ν_l le déphasage qui mesure l'effet du potentiel $U(r)$ qui est en général différent du déphasage δ_l (cas sans l'interaction coulombienne).

Pour déterminer le déphasage ν_l on procède comme dans le cas où il n'y a pas d'interaction coulombienne. On résout l'équation (4.24) en deux points r_1 et r_2 où le potentiel $U(r)$ est nul, ce qui permet d'obtenir $u_{E,l}^{(1)}(r_1)$ et $u_{E,l}^{(2)}(r_2)$ que l'on identifie à l'expression (4.27) :

$$\begin{aligned} u_{E,l}^{(1)}(r_1) &= A [\cos \nu_l F_l(\gamma, kr_1) + \sin \nu_l G_l(\gamma, kr_1)] \\ u_{E,l}^{(2)}(r_2) &= A [\cos \nu_l F_l(\gamma, kr_2) + \sin \nu_l G_l(\gamma, kr_2)], \end{aligned} \quad (4.28)$$

ce qui permet d'obtenir ν_l sous la forme :

$$\tan \nu_l = \frac{RF_l(\gamma, kr_2) - F_l(\gamma, kr_1)}{-RG_l(\gamma, kr_2) - G_l(\gamma, kr_1)} \quad \text{avec} \quad R = \frac{u_{E,l}^{(1)}}{u_{E,l}^{(2)}}. \quad (4.29)$$

Lorsque ν est nul, on doit retrouver le cas du potentiel $U(r)$ seul. Dans ce cas, $F_l(\gamma = 0, kr) = kr j_l(kr)$ et $G_l(\gamma = 0, kr) = -kr n_l(kr)$. Ainsi, par rapport au cas sans interaction coulombienne, nous avons simplement remplacé les fonctions de Bessel par les fonctions coulombiennes. La difficulté réside dans le calcul de ces dernières qui est plus complexe que le calcul des fonctions de Bessel. Les sections efficaces sont toujours données par les relations (4.22) à condition de changer δ par ν .

La forme de l'interaction coulombienne telle que nous l'avons écrite dans l'équation (4.22) correspond au potentiel d'interaction de deux charges $Z_{\bar{p}}Z_A e^2/r$ et n'est valable que pour $r > R$ ou R est le rayon moyen du noyau tel qu'il apparaît dans le potentiel de Woods-Saxon. A l'intérieur du noyau, on peut prendre comme potentiel coulombien celui d'une sphère uniformément chargée ce qui donne comme potentiel d'interaction $Z_{\bar{p}}Z_A e^2(3R^2 - r^2)/(2R^3)$. Cependant nous verrons que le choix du potentiel coulombien à l'intérieur du noyau n'a pas beaucoup d'importance pour l'annihilation.

4.2.6 Approximation de la longueur de diffusion

Avant de regarder l'annihilation dans le cadre du modèle optique que nous venons de discuter, nous allons d'abord décrire de façon qualitative le comportement de σ_a d'après les calculs de [119] et de [124] basés sur l'approximation de la longueur de diffusion (ALD). Nous pourrons ensuite comparer avec nos propres résultats.

Rappelons d'abord que la longueur de diffusion, sans interaction coulombienne, est définie par :

$$a_l = - \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\delta_l}{k^{2l+1}}. \quad (4.30)$$

C'est un paramètre physique qui a la dimension d'une longueur à la puissance $2l + 1$, pour $l = 0$, a_l est une véritable longueur. Dans le cas de la diffusion par un potentiel réel et où seule l'onde $l = 0$ intervient, la section efficace élastique est donnée par $4\pi|a_l|^2$. On voit que dans ce cas la longueur de diffusion représente l'intensité de la diffusion. En général a_l est une grandeur complexe, c'est le cas pour l'annihilation. Cette grandeur peut être déterminée de façon expérimentale. Les expériences sur les atomes antiprotoniques (un électron est remplacé par un antiproton) et les expériences d'annihilation en

vol, pour le même système $\bar{p}A$, fournissent la même valeur de a_l , ce qui en fait une grandeur observable caractéristique de ce système.

Le point de départ du développement de l'ALD est la relation entre la matrice K pour un moment orbital donné l et le déphasage ν_l^{sc} provoqué par l'interaction hadronique (nucléaire) en présence de l'interaction coulombienne :

$$\frac{1}{K_l^{sc}(p^2)} = g^l(\eta)p^{2l+1}[C_0^2(\eta) \cot \nu_l^{sc} - 2\eta h(\eta)], \quad (4.31)$$

l'exposant s signifiant "strong" et c , "coulomb". La matrice K est reliée à la matrice de diffusion S par :

$$S(p) = \frac{1 + ig^l(\eta)p^{2l+1}w(\eta)^*K}{1 - ig^l(\eta)p^{2l+1}w(\eta)K}. \quad (4.32)$$

où p est la norme de la quantité de mouvement dans le référentiel du centre de masse, $\eta = 1/pB$ avec $B = 1/Z\mu$ le rayon de Bohr du système antiproton-noyau, μ est la masse réduite du système,

$$\begin{aligned} g^0(\eta) &= 1 \\ g^l(\eta) &= \prod_{l=0}^{\infty} \left(1 + \frac{\eta^2}{m^2}\right) \quad l = 1, 2, \dots \\ C_0^2(\eta) &= \frac{2\pi\eta}{1 - \exp(-2\pi\eta)} \\ h(\eta) &= \frac{1}{2} [\Psi(i\eta) + \Psi(-i\eta)] - \frac{1}{2} \ln(\eta^2) \\ w(\eta) &= C_0^2 + 2i\eta h(\eta), \end{aligned}$$

Ψ est la fonction digamma [125]. C_0^2 porte le nom de "facteur de Gamov".

L'ALD, à basse énergie, consiste à approcher la matrice K par une constante :

$$\frac{1}{K_l^{sc}(p^2)} = -\frac{1}{a_l^{sc}} + O(p^2), \quad (4.33)$$

où a_l^{sc} est la longueur de diffusion de l'onde l . Avec cette approximation, la section efficace d'annihilation pour un moment orbital donné l s'écrit :

$$p^2\sigma_a^l = (2l + 1)4\pi \frac{g^l(\eta)p^{2l+1}C_0^2(\eta) \text{Im}(-a_l^{sc})}{|1 - ig^l(\eta)p^{2l+1}w(\eta)a_l^{sc}|^2}. \quad (4.34)$$

Cas particulier sans interaction coulombienne

Considérons l'annihilation par un potentiel hadronique pur (dans ce cas, η est nul car le rayon de Bohr devient infini et les expressions $g^l(\eta)$, C_0^2 et $w(\eta)$ sont égales à 1). La relation (4.32) entre la matrice S et la matrice K s'écrit alors :

$$S(p) = \frac{1 + ip^{2l+1}K}{1 - ip^{2l+1}K} \quad (4.35)$$

et l'expression (4.34) devient :

$$p^2 \sigma_a^l = (2l + 1)4\pi \frac{p^{2l+1} \text{Im}(-a_l^s)}{|1 - ip^{2l+1} a_l^s|^2}, \quad (4.36)$$

où a_l^s est la longueur de diffusion sans interaction coulombienne. En effet, il existe une différence entre a_l^s et a_l^{sc} mais elle n'est pas très grande et ne nous intéresse pas ici [119]. D'après (4.36), on a, à énergie nulle :

$$\sigma_a^l \propto \frac{1}{p^{1-2l}}. \quad (4.37)$$

Ainsi, c'est le processus de diffusion avec $l = 0$ qui domine l'annihilation et on obtient finalement :

$$\sigma_a \propto \frac{1}{p}. \quad (4.38)$$

On retrouve la loi de Bethe en $1/\beta$, prédite en 1935, pour la diffusion inélastique de particules lentes où β est la vitesse relative des particules qui interagissent (dans cette même loi, la section efficace élastique est constante) [126].

Cas général avec interaction coulombienne

Lorsque l'on prend en compte l'interaction coulombienne, relation (4.34), le comportement de σ_a^l est plus complexe. Par exemple, pour l'onde $s(l = 0)$ et l'onde $p(l = 1)$, on a :

$$\begin{aligned} p^2 \sigma_a^0 &\xrightarrow{q \rightarrow 0} \frac{8\pi^2}{B} \text{Im}(-a_0^{sc}), \\ p^2 \sigma_a^1 &\xrightarrow{q \rightarrow 0} \frac{24\pi^2}{B^3} \text{Im}(-a_1^{sc}). \end{aligned} \quad (4.39)$$

A basse énergie, $p^2 \sigma_a^l$ tend vers une constante et non plus vers zéro, quelle que soit la valeur de l , à cause des termes $g^l(\eta)$ et $C_0^2(\eta)$. Le comportement (4.38) de σ_a devient :

$$\sigma_a \propto \frac{1}{p^2}. \quad (4.40)$$

Ce régime a été prédit pour la première fois par Wigner en 1948 [127].

Comparons l'amplitude des sections efficaces partielles à énergie nulle, les relations (4.39) nous donnent :

$$\frac{\sigma_a^1}{\sigma_a^0} \xrightarrow{p \rightarrow 0} \frac{3}{B^2} \frac{\text{Im}(-a_1^{sc})}{\text{Im}(-a_0^{sc})}. \quad (4.41)$$

Si l'on prend le cas de ${}^4\text{He}$ où nous connaissons expérimentalement la valeur de a_0^{sc} et de a_1^{sc} [119], nous avons $\text{Im}(-a_1^{sc})/\text{Im}(-a_0^{sc}) \approx 12 \text{ fm}^2$. Le rayon de Bohr du système $\bar{p}{}^4\text{He}$ vaut 18 fm, ce qui donne $\sigma_a^1 \approx 0.01\sigma_a^0$. Pour l' ${}^4\text{He}$, la section efficace partielle σ_a^0 est encore dominante à basse énergie (comme dans le cas sans interaction coulombienne). Pour les noyaux plus lourds, ce résultat n'est plus valable car le rayon de Bohr devient plus petit. Pour le ${}^{12}\text{C}$, le rayon de Bohr du système $\bar{p}{}^{12}\text{C}$ vaut 5.2 fm. Si on prend pour le rapport $\text{Im}(-a_1^{sc})/\text{Im}(-a_0^{sc})$ la même valeur que pour ${}^4\text{He}$, on obtient cette fois $\sigma_a^1 \approx 1.3\sigma_a^0$. Plus le noyau sera lourd et plus il y aura d'ondes partielles qui contribueront

à la section efficace d'annihilation à basse énergie. Ce comportement est très différent du cas sans interaction coulombienne.

Dans la relation (4.39), le facteur de Gamov, $C_0^2(\eta) = 2\pi\eta/(1 - \exp(-2\pi\eta))$, nous permet de prévoir le comportement de $p^2\sigma_a^l$. On doit s'attendre lorsque $2\pi = qB$ à une variation importante de $p^2\sigma_a^l$, il y a un changement de régime à cause du terme $\exp(-2\pi\eta)$. Pour le ^{12}C , $2\pi = pB$ correspond à $p \approx 240$ MeV/c. Pour un noyau plus lourd comme le ^{208}Pb , on a $p \approx 3500$ MeV/c. Ainsi, plus le noyau est lourd, plus le domaine de variation caractéristique de $p^2\sigma_a^l$ se décale vers les hautes énergies.

4.2.7 Résultats

Noyaux étudiés

Nous avons étudié les noyaux pour lesquels il existe des potentiels optiques relatifs à l'annihilation dans la littérature [121, 122]. Rappelons que ces potentiels sont déduits des expériences d'annihilation des antiprotons en vol et des expériences sur la désexcitation des atomes antiprotoniques. Le tableau 4.2 résume les caractéristiques des potentiels optiques suivants pour chaque noyau :

$$U_1(r) = -V_0 \frac{1 + w(r/c)^2}{1 + \exp\left[\frac{r-c}{a_v}\right]} - iW_0 \frac{1 + w(r/c)^2}{1 + \exp\left[\frac{r-c}{a_w}\right]} \quad \text{référence [121]}, \quad (4.42)$$

$$U_2(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{r-R_R}{a_R}\right]} - i\frac{W_0}{1 + \exp\left[\frac{r-R_I}{a_I}\right]} \quad \text{référence [122]}. \quad (4.43)$$

$U_1(r)$	^{16}O	^{32}S	^{89}Y	$U_2(r)$	^4He	^{12}C	^{27}Al	^{63}Cu	^{208}Pb
$c(\text{fm})$	2.60	3.46	4.86	$R_R(\text{fm}) = 1.3A^{1/3}$	2.06	2.98	3.90	5.17	7.70
w	-0.05	-0.21	0	$R_I(\text{fm}) = 1.1A^{1/3}$	1.75	2.52	3.30	4.38	6.52
$a_v(\text{fm})$	0.54	0.63	0.57	$a_R(\text{fm})$	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52
$a_w(\text{fm})$	0.52	0.61	0.55	$a_I(\text{fm})$	0.52	0.52	0.52	0.52	0.52
$V_0(\text{MeV})$	86	128	66	$V_0(\text{MeV})$	25	25	24	27	25
$W_0(\text{MeV})$	119	115	212	$W_0(\text{MeV})$	46	91	96	121	173

TAB. 4.2 – Caractéristiques des potentiels optiques (4.42) et (4.43) pour différents noyaux.

Les potentiels $U_1(r)$ et $U_2(r)$ ont quasiment la même forme et reproduisent la distribution de la densité de matière nucléaire des noyaux (le terme $w(r/c)^2$ dans $U_1(r)$ est faible par rapport à 1).

Dans [128], il est montré que la diffusivité a joue un rôle essentiel pour l'annihilation dans l'onde s à basse énergie. C'est à la queue du potentiel de Saxon-Woods qu'a lieu majoritairement le recouvrement avec la fonction d'onde de l'antiproton et donc l'annihilation. Ainsi, cette dernière a essentiellement lieu à la surface du noyau. C'est pourquoi le choix de la forme du potentiel coulombien à l'intérieur du noyau n'a pas beaucoup d'importance. Il est capital de remarquer que la diffusivité est quasi constante d'un noyau à l'autre. On s'attend donc à ce que $\sigma_a^{l=0}$ soit très proche d'un noyau à l'autre.

La diffusivité et le rayon moyen sont des grandeurs intrinsèques caractéristiques des noyaux alors que les paramètres $V_0(r)$ et $W_0(r)$ sont ajustés à partir des expériences pour reproduire les grandeurs

observables comme les sections efficaces.

Remarque : Le cas de l'hélium n'est pas étudié dans la référence [122]. En effet, l'hélium étant composé de seulement quatre nucléons, il est difficile dans ce cas de parler de matière nucléaire homogène comme pour le noyau de plomb par exemple. Le modèle optique, avec un potentiel de Woods-Saxon, ne semble donc pas très adapté pour ce cas (un potentiel de type gaussien serait plus approprié). Cependant, il sera instructif d'étudier ce noyau en utilisant la forme du potentiel optique de la référence [122], relation (4.43). Le paramètre $W_0(r)$ (qui gouverne l'absorption) a été ajusté de telle façon que la valeur de la section efficace calculée corresponde à la valeur de la section efficace expérimentale pour une quantité de mouvement dans le système du laboratoire de 306 MeV/c.

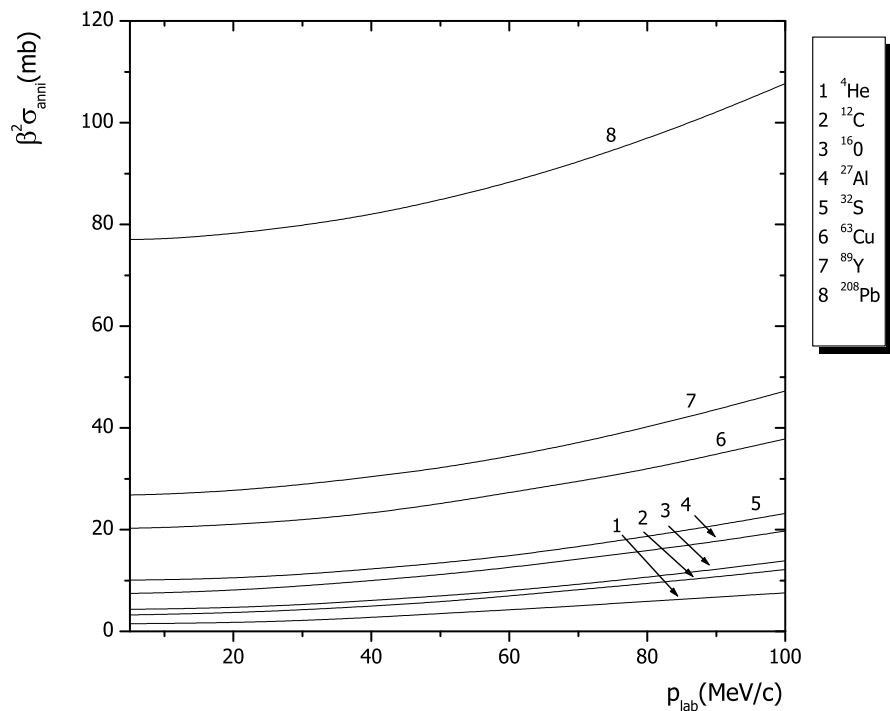


FIG. 4.3 – Evolution de $\beta^2\sigma_a$ en fonction de la quantité de mouvement de \bar{p} dans le système du laboratoire et pour différents noyaux de 5 à 600 MeV/c dans le cadre du modèle optique.

Comportement général de la section efficace d'annihilation

La figure 4.3 représente l'évolution de la section efficace d'annihilation multipliée par le carré de la vitesse du faisceau incident de \bar{p} , β , en fonction de la quantité de mouvement de \bar{p} dans le laboratoire, d'après nos calculs basés sur le modèle optique précédemment décrit. Pour chaque noyau, $\beta^2\sigma_a$ tend vers une constante à énergie nulle, conformément aux prédictions du calcul basé sur l'ALD. On retrouve le comportement de σ_a en $1/\beta^2$. Ce régime est caractéristique des systèmes attractifs coulombiens et est bien connu en physique atomique. Comme on l'a déjà noté, les mesures expérimentales entre 600

et 200 MeV/c environ montrent un comportement de la section efficace d'annihilation de la forme $\sigma = \sigma_0 A^{2/3}$. Ce comportement suggère une image géométrique simple de l'annihilation dont la probabilité est proportionnelle à la surface transverse du noyau. Cette image est bien reproduite par le modèle optique pour une quantité de mouvement de 600 MeV/c, figure 4.5. Cependant, à 5 MeV/c, figure 4.4 si le comportement géométrique est toujours valable pour les noyaux lourds, la situation semble plus complexe pour l' ${}^4\text{He}$. Pour mieux comprendre la situation, nous avons rajouté sur la figure 4.4 les points expérimentaux de [119] pour les noyaux de deuteron et d'hydrogène. On constate alors que pour les noyaux légers, $\beta^2\sigma_a$ ne semble dépendre que très faiblement de la masse du noyau. Nous allons voir par la suite l'origine de ce comportement.

Validité des calculs, comparaison avec les mesures expérimentales

Avant d'aller plus loin dans l'analyse des résultats, il est indispensable de confronter nos calculs aux valeurs expérimentales disponibles. Il existe peu de résultats expérimentaux à très basse énergie pour les noyaux excepté pour l' ${}^4\text{He}$.

D'après la figure 4.6, les calculs concordent avec les valeurs expérimentales (ces dernières sont issues de [129]). Cela n'a rien de surprenant car c'est justement grâce à ces points expérimentaux, compris dans une gamme de quantités de mouvement de 300 à 600 MeV/c environ, que les paramètres des potentiels optiques ont été déterminés. Pour le ${}^{208}\text{Pb}$, les résultats expérimentaux sont entachés d'une grande incertitude, d'où la difficulté d'ajuster correctement des paramètres du potentiel optique.

La question est de savoir si nos calculs sont toujours valables à plus basse énergie. Une première indication sur leur validité provient du fait que l'on reproduit correctement le comportement en $1/\beta^2$ à énergie nulle, conformément aux prévisions de l'ALD. De plus, dans le cas de l' ${}^4\text{He}$, nous avons vu qu'il existe des mesures de σ_a à très basse énergie ce qui nous fournit un moyen supplémentaire de tester nos résultats.

Sur la figure 4.7, dans le cas de l' ${}^4\text{He}$, les résultats expérimentaux aux énergies plus élevées sont en bon accord avec le calcul. Sur la figure 4.8, nous avons comparé le calcul avec les dernières valeurs expérimentales réalisées à très basse énergie. Notre calcul surestime légèrement les valeurs expérimentales de [117] mais reproduit parfaitement la valeur de [130]. Globalement les données expérimentales sont bien reproduites par le modèle optique dans la gamme 40–600 MeV/c ce qui nous donne confiance dans la validité du modèle à très basse énergie. On remarque clairement que $\beta^2\sigma_a$ tend vers une constante à énergie nulle.

Ces résultats sont encourageants d'autant plus que, comme nous l'avons déjà remarqué, la modélisation de l'interaction ${}^4\text{He}$ par un potentiel de Woods-Saxon est moins pertinente que pour les noyaux plus lourds.

Comportement des sections efficaces partielles d'annihilation

Pour mieux comprendre le comportement de la section efficace d'annihilation, nous avons tracé sur la figure 4.9, pour différents noyaux, l'évolution des sections efficaces partielles d'annihilation correspondant aux ondes s , p , d et f . On constate naturellement que le nombre d'ondes partielles qui contribuent de

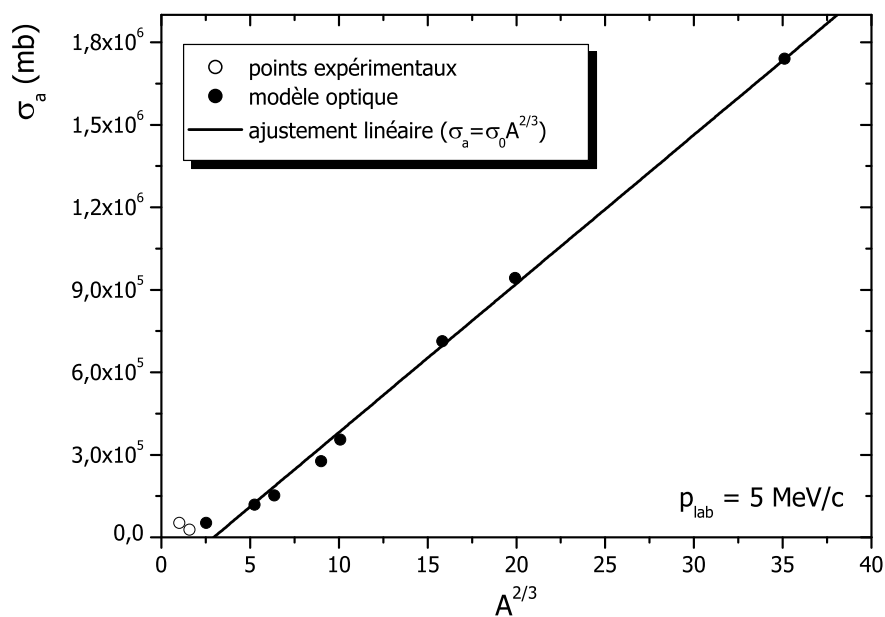


FIG. 4.4 – Evolution de σ_a en fonction de $A^{2/3}$ à $5 \text{ MeV}/c$. Les points noirs correspondent aux calculs et la ligne à l'ajustement linéaire de ces derniers. Les points expérimentaux blancs proviennent de [119].

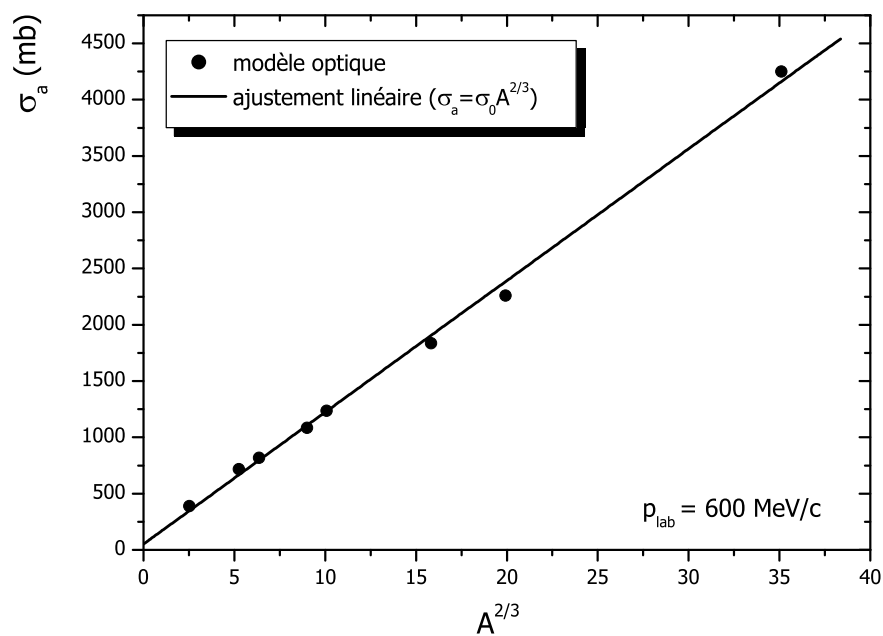


FIG. 4.5 – Evolution de σ_a en fonction de $A^{2/3}$ à $600 \text{ MeV}/c$. Les points correspondent aux calculs et la ligne à l'ajustement linéaire de ces derniers.

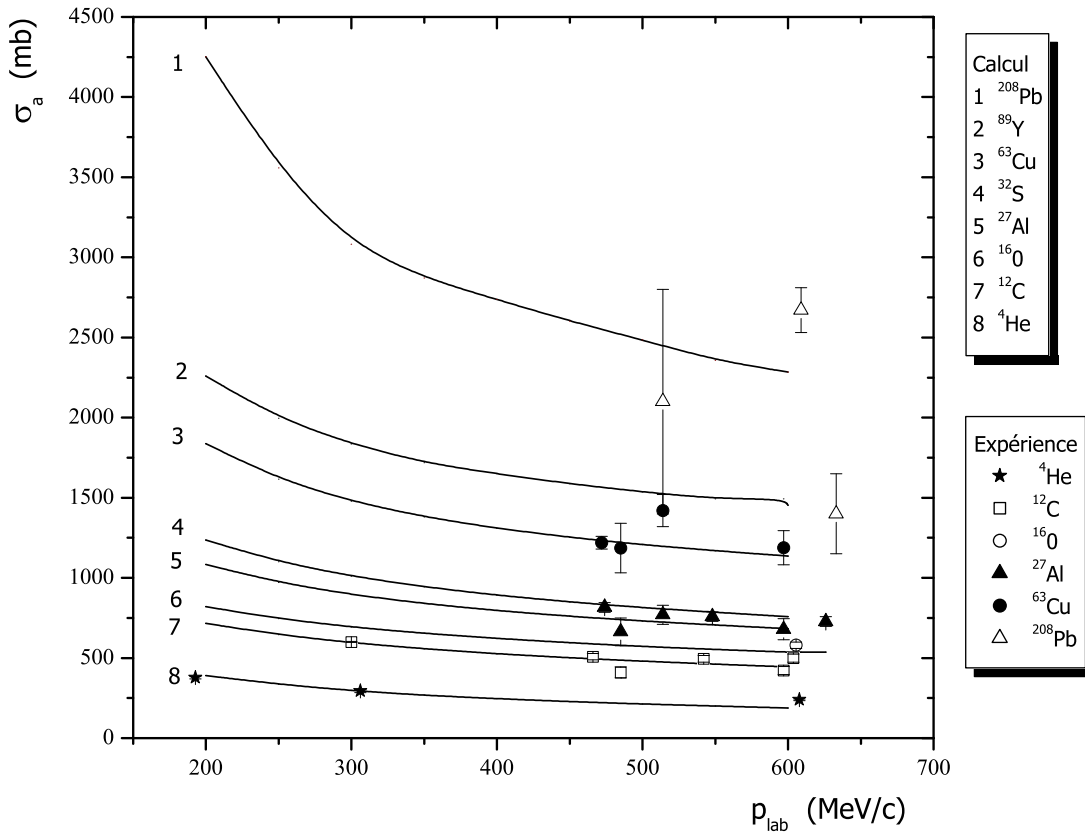


FIG. 4.6 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et les calculs pour différents noyaux. Les valeurs expérimentales proviennent de [129].

manière notable à la section efficace d'annihilation augmente avec la masse du noyau cible. Dans le cas de ^4He , seule l'onde s contribue à la section efficace d'annihilation pour $p_{\text{lab}} \leq 25 \text{ MeV}/c$, ce qui n'est déjà plus le cas pour le ^{12}C (où ^{16}O) où l'onde p domine l'onde s à énergie nulle. Pour le ^{208}Pb , le noyau le plus lourd, beaucoup de sections efficaces partielles sont déjà présentes à énergie nulle.

Le domaine d'énergie où les sections efficaces partielles changent de régime se déplace vers les hautes quantités de mouvement incidentes à mesure que la masse du noyau cible augmente. Par exemple, pour le ^{12}C , ce domaine de variation se situe entre 100 et 200 MeV/c alors que pour le ^{208}Pb , il se situe bien au-delà de 600 MeV/c et les sections efficaces partielles d'annihilation restent presque constantes. On retrouve le comportement prédit par l'ALD. Sur les figures 4.10 et 4.11, nous avons comparé les sections efficaces partielles d'annihilation pour différents noyaux pour l'onde s et p . On constate que pour l'onde s , quand $p_{\text{lab}} \rightarrow 0$, $\beta^2 \sigma_a^{l=0}$ est quasi constante d'un noyau à l'autre. On retrouve la prédiction de [128]. Cette situation n'est déjà plus vraie pour l'onde p . Par exemple, si nous comparons le ^{12}C et ^{208}Pb

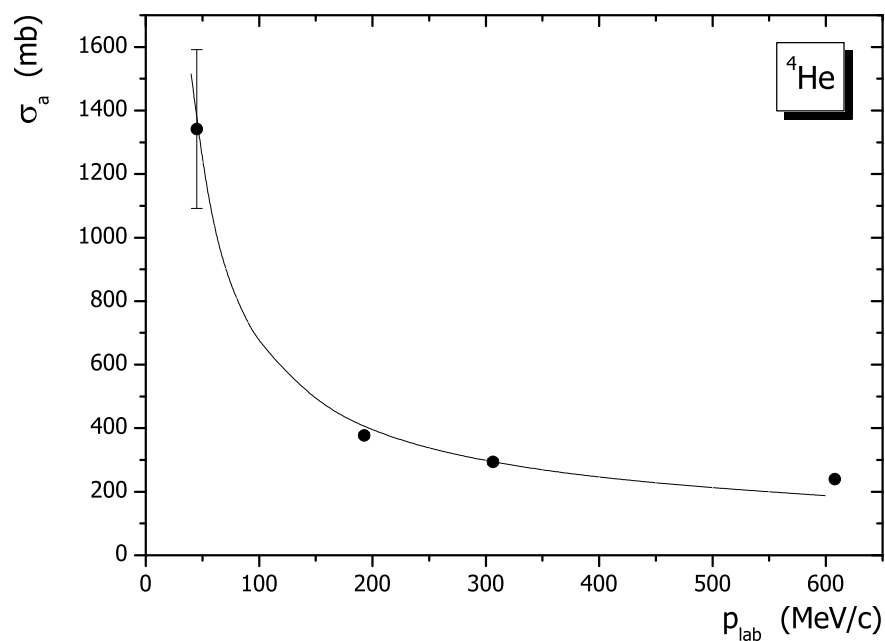


FIG. 4.7 – Comparaison de σ_a entre les données expérimentales et le calcul à partir du modèle optique pour l' ${}^4\text{He}$. Les valeurs expérimentales proviennent de [129].

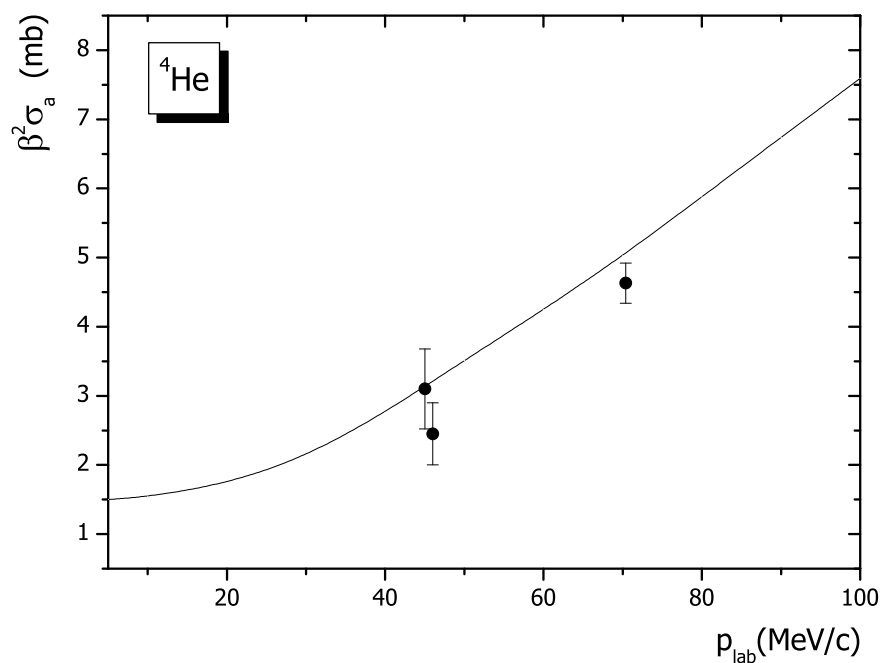


FIG. 4.8 – Comparaison de $\beta^2 \sigma_a$ entre les données expérimentales et le calcul à partir du modèle optique pour l' ${}^4\text{He}$. Les valeurs expérimentales proviennent de [117, 130].

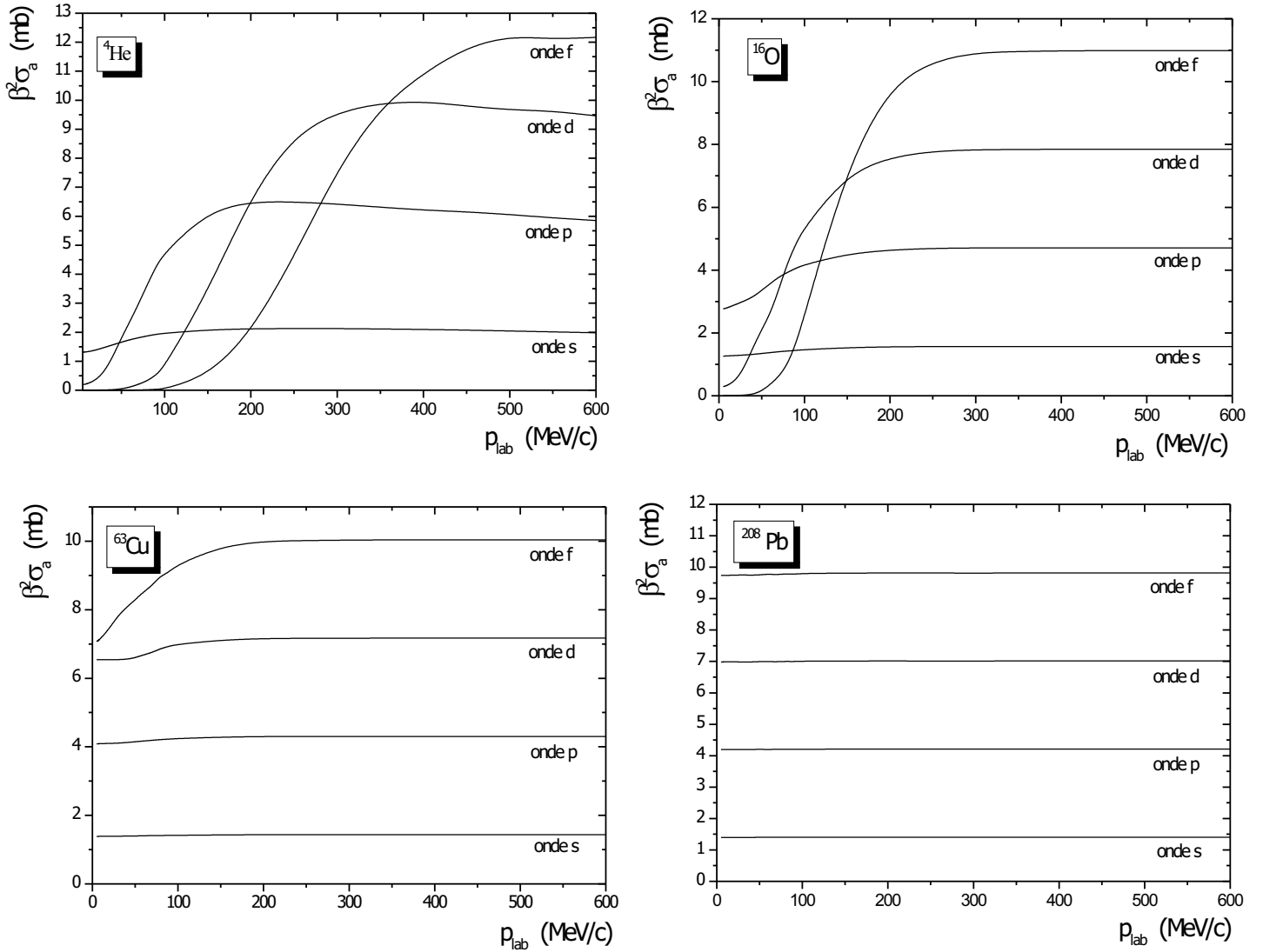


FIG. 4.9 – Evolution de $\beta^2 \sigma_a$ pour différentes ondes partielles et pour différents noyaux en fonction de la quantité de mouvement incidente.

pour une énergie de 5 MeV/c, nous avons :

$$\begin{aligned}
 \beta^2 \sigma_a^{l=0}(^{208}\text{Pb}) / \beta^2 \sigma_a^{l=0}(^{12}\text{C}) &= 1.06, \\
 \beta^2 \sigma_a^{l=1}(^{208}\text{Pb}) / \beta^2 \sigma_a^{l=1}(^{12}\text{C}) &= 2.33, \\
 \beta^2 \sigma_a^{l=2}(^{208}\text{Pb}) / \beta^2 \sigma_a^{l=2}(^{12}\text{C}) &= 4.65.
 \end{aligned}
 \tag{4.44}$$

On a déjà signalé que, pour les noyaux légers, seule l'onde s contribue à la section efficace d'annihilation quand $p_{lab} \rightarrow 0$. Etant donné la remarque précédente, on doit s'attendre, toujours pour les noyaux légers, à ce que σ_a ne dépende quasiment plus de la masse du noyau à énergie nulle mais dépende de la diffusivité du potentiel choisi conformément à [128]. Ces résultats semblent donc aller dans le même

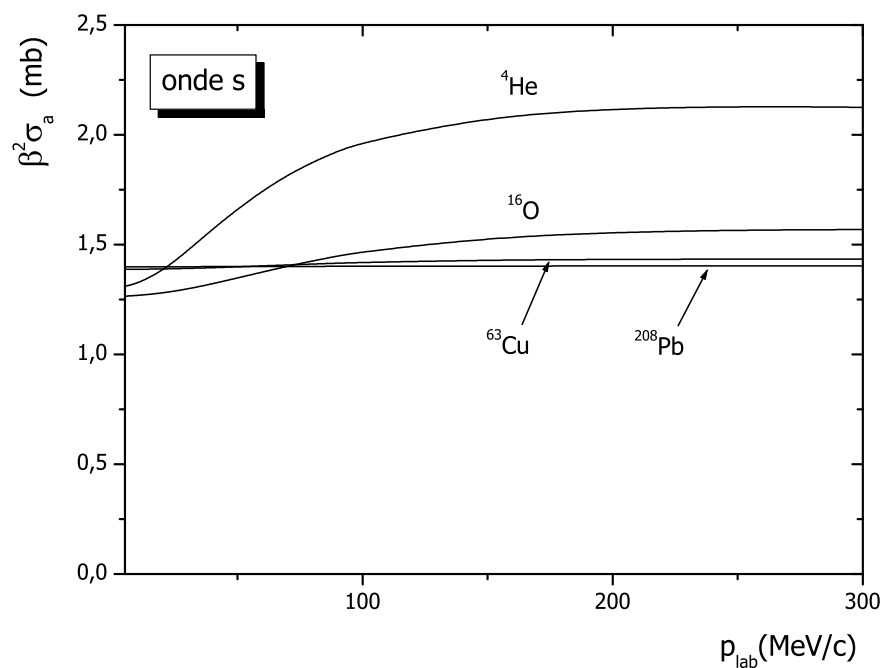


FIG. 4.10 – Comparaison de $\beta^2 \sigma_a$ dans l'onde s pour plusieurs noyaux cibles.

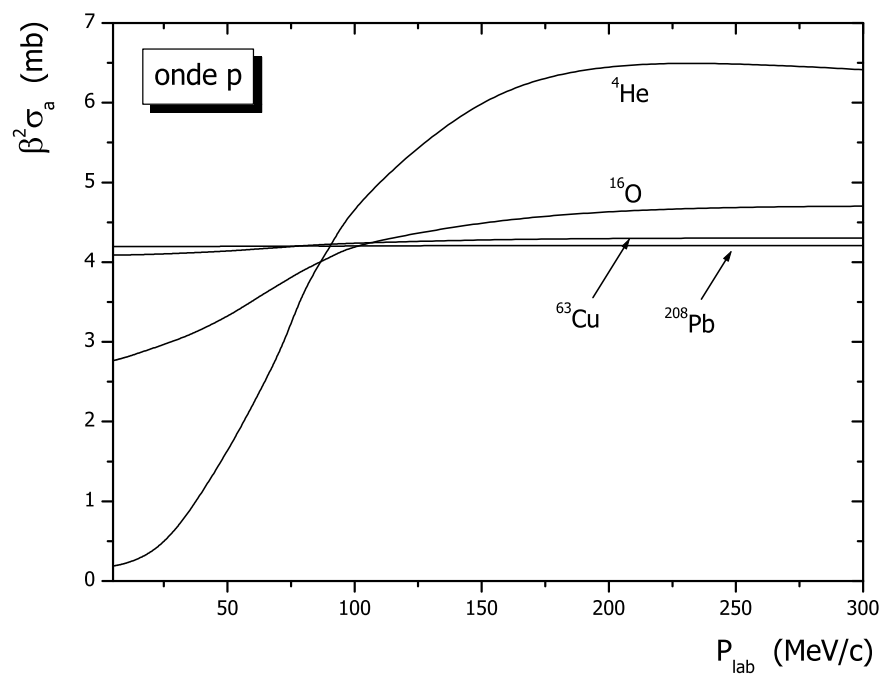


FIG. 4.11 – Comparaison de $\beta^2 \sigma_a$ dans l'onde p pour plusieurs noyaux cibles.

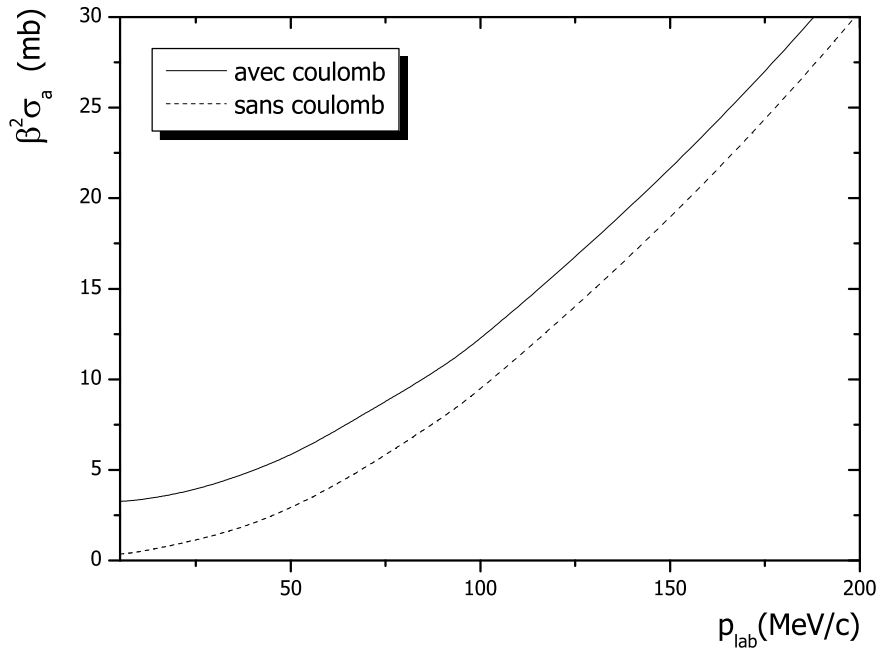


FIG. 4.12 – Calcul de $\beta^2 \sigma_a$ avec et sans interaction coulombienne pour ^{12}C .

sens que les résultats expérimentaux sur l'annihilation $\bar{p}d$ et \bar{p}^4He [117] (voir figure 5.8). Pour les noyaux plus lourds, où plusieurs ondes partielles contribuent à la section efficace d'annihilation à énergie nulle, σ_a redevient une fonction croissante de la masse du noyau.

Importance de l'interaction coulombienne

Pour caractériser le rôle joué par l'interaction coulombienne, nous avons comparé sur la figure 4.12 le calcul de la section efficace d'annihilation avec et sans interaction coulombienne dans le cas du ^{12}C . On constate que l'introduction de l'interaction coulombienne modifie de façon drastique le comportement de $\beta^2 \sigma_a$. Sans interaction coulombienne, $\beta^2 \sigma_a$ tend vers zéro à énergie nulle et non plus vers une constante. Cette différence de comportement sera d'autant plus marquée que le noyau sera lourd, à cause de l'augmentation de la charge Z . L'annihilation à basse énergie est principalement gouvernée par l'interaction coulombienne. Dans une première estimation, on peut penser que l'interaction coulombienne va commencer à jouer un rôle notable pour une quantité de mouvement de l'ordre de l'inverse du rayon de Bohr du système proton-antiproton soit $p \approx 1/B \approx 1/57 \text{ fm} \approx 4 \text{ MeV}/c$ (il s'agit là de la quantité de mouvement caractéristique du système proton-antiproton lié par l'interaction coulombienne). En réalité, l'approximation de l'ADL montre que cette quantité de mouvement caractéristique est donnée par $p \approx 2\pi/B \approx 24 \text{ MeV}/c$. Le passage dans le référentiel du laboratoire nous donne $p_{lab} \approx 40 \text{ MeV}/c$. L'effet de l'interaction coulombienne dans le processus de l'annihilation devient significatif pour des quantités de mouvement plus importantes que ce que l'on pourrait croire dans une première approche.

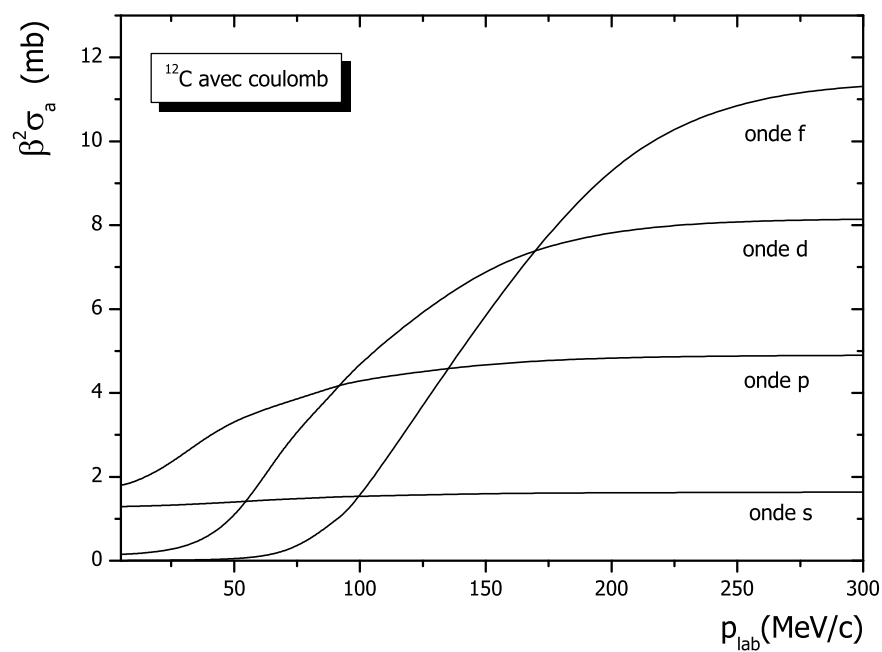


FIG. 4.13 – Comportement des sections efficaces partielles d'annihilation avec l'interaction coulombienne pour ^{12}C .

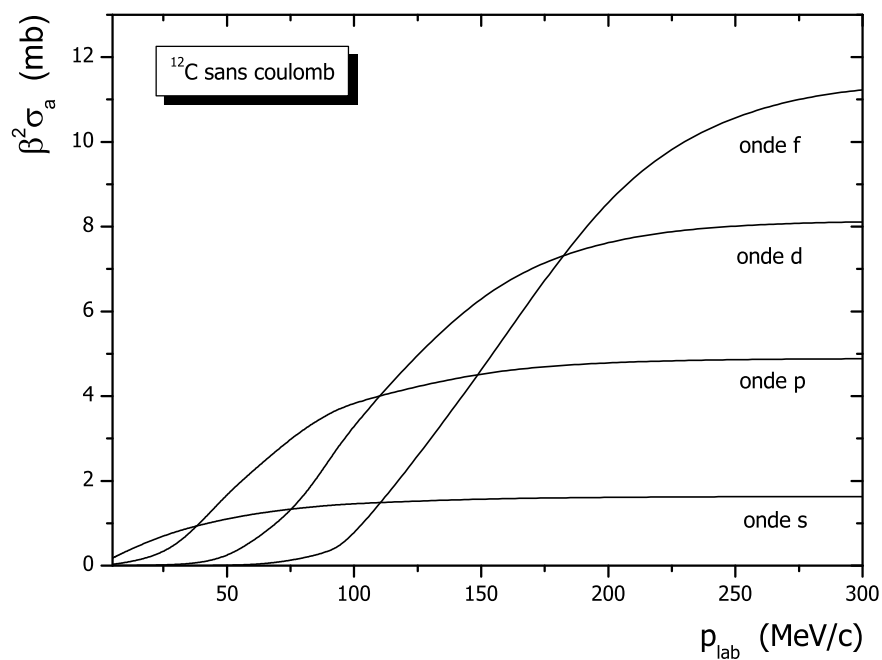


FIG. 4.14 – Comportement des sections efficaces partielles d'annihilation sans interaction coulombienne pour ^{12}C .

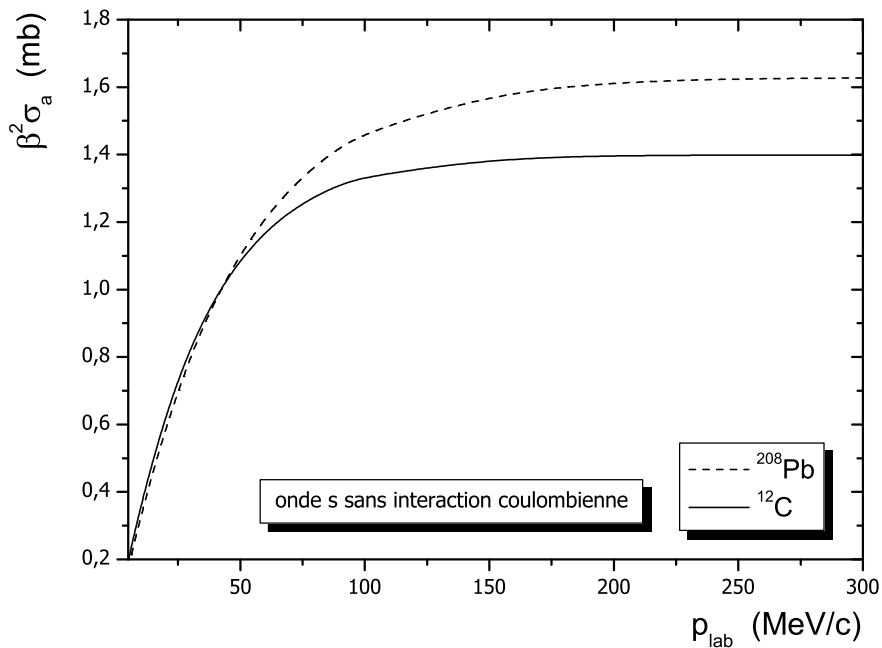


FIG. 4.15 – Comportement de $\beta^2\sigma_a$ pour l'onde s et pour ^{12}C et ^{208}Pb , sans interaction coulombienne.

C'est ce que confirment nos calculs.

Les sections efficaces partielles d'annihilation ont bien sûr un comportement très différent lorsque l'interaction coulombienne est prise en compte et lorsqu'elle ne l'est pas comme cela est illustré sur les figures 4.13 et 4.14 dans le cas du noyau ^{12}C . Sans interaction coulombienne, quand $p_{lab} \rightarrow 0$, on a $a_0^s > a_1^s/B^2 > a_2^s/B^5 \dots$, et c'est toujours l'onde s qui domine à énergie nulle. De plus, pour toutes les ondes partielles, $\beta^2\sigma_a^l$ tend vers zéro à énergie nulle. On retrouve le résultat prédit dans le cadre de l'ALD et σ_a suit la loi de Bethe en $1/\beta$ qui caractérise les processus inélastiques en présence d'un potentiel à courte portée [126].

Les conclusions précédentes permettent une prédiction forte sur l'annihilation antineutron-noyaux à basse énergie. Dans cette situation, l'interaction coulombienne est absente et seule l'onde s intervient alors dans l'annihilation. De plus $\beta^2\sigma_a^{l=0}$ ne dépend pas de la masse du noyau à basse énergie comme cela est illustré sur la figure 4.15 (cette propriété est toujours vraie, avec ou sans interaction coulombienne). Ainsi la section efficace d'annihilation antineutron-noyaux doit être approximativement identique pour tous les noyaux.

4.2.8 Bilan

Dans cette partie, nous avons calculé la section efficace d'annihilation antiproton-noyaux pour des quantités de mouvements de 600 MeV/c à quelques MeV/c. Pour ce faire, l'interaction $\bar{p}A$ a été modélisée de façon semi-phénoménologique par un potentiel caractérisant l'interaction d'origine

nucléaire, auquel nous avons rajouté l'interaction coulombienne en $1/r$ à l'extérieur du noyau.

Les résultats ont montré que pour chaque noyau, $\beta^2\sigma_a$ tend vers une constante à énergie nulle ce qui est caractéristique d'un comportement en $1/\beta^2$ pour la section efficace. Ce comportement est dicté par l'interaction coulombienne qui gouverne le processus d'annihilation à basse énergie. Le nombre d'ondes partielles qui contribuent à la section efficace d'annihilation à énergie nulle augmente avec la masse du noyau cible. L'onde s est dominante seulement pour les noyaux légers. De plus, pour l'onde s , la section efficace partielle d'annihilation est pratiquement indépendante de la masse du noyau à énergie nulle ce qui n'est plus le cas pour les ondes d'ordre supérieur.

On en conclut que pour les noyaux lourds, à énergie nulle, σ_a est une fonction croissante de la masse du noyau, alors que pour les noyaux légers, σ_a est quasi indépendant de la masse du noyau en accord avec les résultats expérimentaux [117].

4.3 Interaction de l'antimatière avec le milieu interstellaire

4.3.1 Problématique

Les antinoyaux, dont nous avons étudié la production dans le premier chapitre, vont interagir avec la matière du milieu interstellaire au cours de leur propagation dans la galaxie. Nous aurons donc besoin pour le chapitre sur le calcul des flux d'antimatière secondaire d'estimer les sections efficaces de réaction antimatière-matière pour des énergies du GeV à la centaine de GeV. Plus précisément, il faudra déterminer σ_r pour les réactions $\bar{A}p$ et $\bar{A}He$ avec $1 \leq \bar{A} \leq 4$.

La méthode des ondes partielles que nous avons utilisée précédemment est très utile à basse énergie car peu d'ondes partielles contribuent à la section efficace de réaction, relation (4.22). Quand l'énergie de la réaction augmente, beaucoup d'ondes partielles vont intervenir et l'utilisation de cette méthode, bien que toujours possible, est moins pertinente. Cependant, il existe une autre approche de la diffusion valable à haute énergie, l'approche de Glauber, bien adaptée à notre problématique.

4.3.2 Modèle de Glauber

Le modèle de Glauber a été développé dans le contexte des réactions nucléaires à haute énergie dans les années 50 [131]. Il permet de décrire l'amplitude de diffusion de systèmes composites à partir de l'amplitude de diffusion de leurs constituants. Dans ce travail, nous allons nous intéresser à la diffusion (anti)noyau-noyau comme système constitué d'(anti)nucléons¹. L'approche de Glauber, dont nous allons rappeler le formalisme, a aussi été utilisée avec succès pour décrire les diffusions hadron-hadron comme système constitué de partons [132, 133].

Formalisme élémentaire

Avant de décrire plus en détail le modèle de Glauber, il est intéressant de regarder ce que donne le développement en ondes partielles de l'amplitude de diffusion à haute énergie.

¹Dans la suite de cette section, le mot noyau pourra être remplacé par antinoyau et le mot nucléon par antinucléon .

Quand l'énergie de la collision augmente, un grand nombre d'ondes partielles sont nécessaires pour que les sommes (4.22) puissent converger. Par exemple, dans le cas de l'annihilation $\bar{p}^{208}Pb$, à 600 MeV/c, plus de 20 ondes partielles sont nécessaires pour calculer la section efficace. A haute énergie, il est alors possible, par passage à la limite semi-classique ($bk = l + 1/2$), de remplacer la somme discrète sur les l par une intégrale sur le paramètre d'impact b à l'aide des analogies suivantes (k étant le nombre d'ondes) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{k}(l + \frac{1}{2}) &\longleftrightarrow b, \\ e^{2i\delta_l} &\longleftrightarrow e^{i\chi(b)}, \\ 1 - e^{2i\delta_l} &\longleftrightarrow \Gamma(b), \\ P_l(\cos \theta) &\longleftrightarrow J_0(qb) + \frac{q^2}{16k^2}. \end{aligned} \quad (4.45)$$

$\hbar\mathbf{q}$ est toujours le moment transféré. Il est utile d'introduire le vecteur paramètre d'impact \mathbf{b} qui se trouve dans le plan perpendiculaire à \mathbf{k} (voir figure 4.16). A haute énergie, le terme $q^2/16k^2$ est négligeable. En effet, le moment transféré est très faible car à haute énergie la diffusion est très piquée vers l'avant. L'amplitude de diffusion s'écrit dans la représentation du paramètre d'impact

$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int \Gamma(b) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} d^2b = ik \int \Gamma(b) J_0(qb) b db, \quad (4.46)$$

où d^2b est l'élément de surface dans le plan du vecteur paramètre d'impact. On a utilisé, pour l'intégration, la relation

$$J_0(qb) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{iqb \cos \varphi} d\varphi, \quad (4.47)$$

en considérant que le potentiel optique est à symétrie sphérique. Dans ce cas l'amplitude de diffusion ne dépend plus que de θ ou bien, ce qui est équivalent de q . La fonction de profil $\Gamma(b)$ est proportionnelle à la transformée de Fourier à deux dimensions de l'amplitude de diffusion. Elle caractérise la diffusion par le potentiel pour l'onde sphérique sortante en fonction du paramètre d'impact, elle contient toute la dynamique de la collision. Elle s'écrit à l'aide de la fonction de déphasage $\chi(b)$,

$$\Gamma(b) = 1 - e^{i\chi(b)}. \quad (4.48)$$

Approche eikonale

Dans le modèle de Glauber [131], deux conditions doivent être remplies. Premièrement, l'énergie de la particule incidente E doit être très supérieure à l'amplitude du potentiel U ce qui se traduit par

$$\frac{U}{E} \ll 1. \quad (4.49)$$

De plus, la longueur d'onde de la particule incidente $2\pi/k$ doit être très petite par rapport à la portée du potentiel a , donc

$$ka \gg 1. \quad (4.50)$$

Ainsi, dans cette approche, les particules sont diffusées essentiellement vers l'avant (sous de petits angles), la rétrodiffusion est complètement ignorée. Les particules se propagent pratiquement en ligne droite d'où l'analogie avec l'approche eikonale en optique géométrique. Avec ces hypothèses, la fonction d'onde peut être approchée par

$$\Psi_{\mathbf{k}}^{\text{diff}} \approx e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}\Phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (4.51)$$

où $\Phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ est une fonction lentement variable avec la longueur d'onde. En utilisant les expressions (4.3) et (4.7) donnant respectivement la forme asymptotique de la fonction d'onde et l'amplitude de diffusion et en négligeant totalement la rétrodiffusion, on montre que :

$$\Phi_{\mathbf{k}}(x, y, z) = \exp \left[-\frac{i}{\hbar\beta} \int_{-\infty}^z U(x, y, z') dz' \right]. \quad (4.52)$$

β est la vitesse de la particule relative. En décomposant le rayon vecteur \mathbf{r} suivant le plan du paramètre d'impact orthogonal à \mathbf{k} , $\mathbf{r} = \mathbf{b} + \hat{\mathbf{k}}z$, et en ne considérant toujours que la diffusion aux petits angles, l'amplitude de diffusion s'écrit,

$$\begin{aligned} f(\mathbf{q}) &= \frac{ik}{2\pi} \int_0^{+\infty} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \left(1 - e^{i\chi(b)} \right) d^2b, \\ \chi(b) &= -\frac{1}{\hbar\beta} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\mathbf{b} + \hat{\mathbf{k}}z) dz. \end{aligned} \quad (4.53)$$

On retrouve la relation (4.46) obtenue comme limite à haute énergie de la méthode des ondes partielles. La particule, qui décrit une trajectoire linéaire suivant le paramètre d'impact b pendant l'interaction avec le potentiel, subit un déphasage complexe défini par la fonction de déphasage $\chi(b)$. Celle-ci est la valeur intégrée du potentiel le long de la trajectoire de la particule. Les sections efficaces s'obtiennent de façon analogue aux relations (4.22) :

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= 2 \int \left(1 - \text{Re}(e^{i\chi(b)}) \right) d^2b, \\ \sigma_{el} &= \int \left| e^{i\chi(b)} - 1 \right|^2 d^2b, \\ \sigma_r &= \int \left(1 - \left| e^{i\chi(b)} \right|^2 \right) d^2b. \end{aligned} \quad (4.54)$$

A titre d'illustration, prenons le cas d'un potentiel suffisamment absorbant pour être considéré comme opaque, confiné dans une sphère de rayon a . Dans ce cas,

$$\begin{aligned} e^{i\chi(b)} &= 0, \quad b < a \\ e^{i\chi(b)} &= 1, \quad b > a. \end{aligned} \quad (4.55)$$

En utilisant la relation (4.53), la section efficace différentielle de diffusion élastique est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = (ka^2)^2 \frac{J_1^2(qa)}{(qa)^2}, \quad (4.56)$$

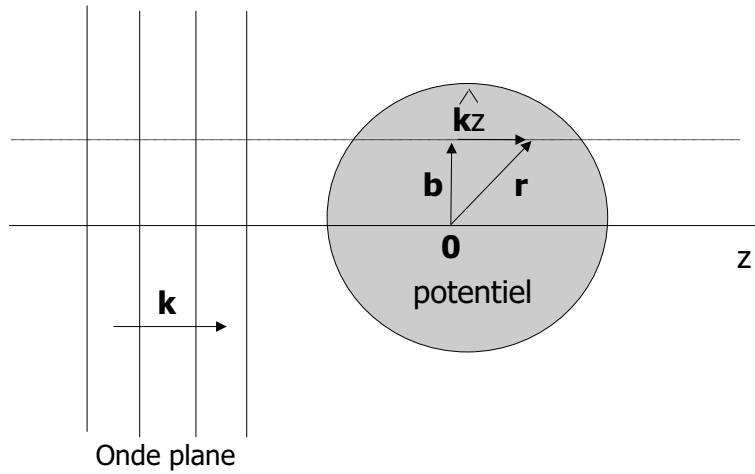


FIG. 4.16 – Diffusion par un potentiel dans l'approximation eikonale.

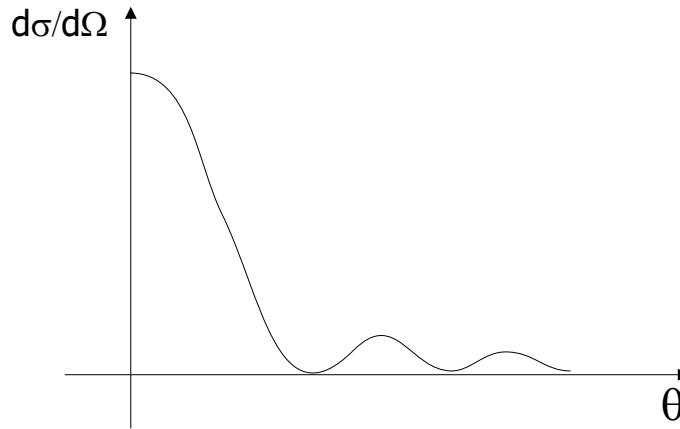


FIG. 4.17 – Diffraction par une sphère opaque.

avec $q = 2k \sin \theta/2$. Ceci correspond à la figure de diffraction de Fraunhofer d'une particule de courte longueur d'onde comme cela est illustré sur la figure 4.17. Les relations (4.54) donnent $\sigma_r = \sigma_{el} = \pi a^2$ et $\sigma_{tot} = 2\pi a^2$. Cette dernière est juste le double de ce que donne un calcul classique d'absorption. La diffusion à petit angle, c'est-à-dire l'intensité diffractée par les bords de la sphère, est l'effet non classique responsable du facteur 2.

Amplitude de diffusion de deux systèmes composites

Le problème de diffusion que nous avons regardé jusqu'à présent reste purement académique. Dans la réalité, nous avons affaire à la collision de systèmes composites possédant une structure interne qui peut être décrite par les fonctions d'onde Ψ_i et Ψ_f . L'amplitude de diffusion d'un état i vers un état f devient alors

$$f_{fi}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \int d^3r_i d^3r_f \Psi_f^*(\mathbf{r}_f) [1 - e^{i\chi(b)}] \Psi_i(\mathbf{r}_i). \quad (4.57)$$

Dans les collisions nucléaires, la description du noyau en terme de nucléons considère la diffusion de deux noyaux comme une combinaison des interactions élémentaires nucléon-nucléon. Dans cette représentation de la diffusion, chaque noyau est décrit par un ensemble de coordonnées $\{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{A_1}\}$ des A_1 nucléons constituant le noyau. La distribution des nucléons dans le noyau est représentée par la fonction d'onde $\Psi_{A_1}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{A_1})$ pour le premier noyau et par la fonction d'onde $\Psi_{A_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{A_2})$ pour le deuxième noyau.

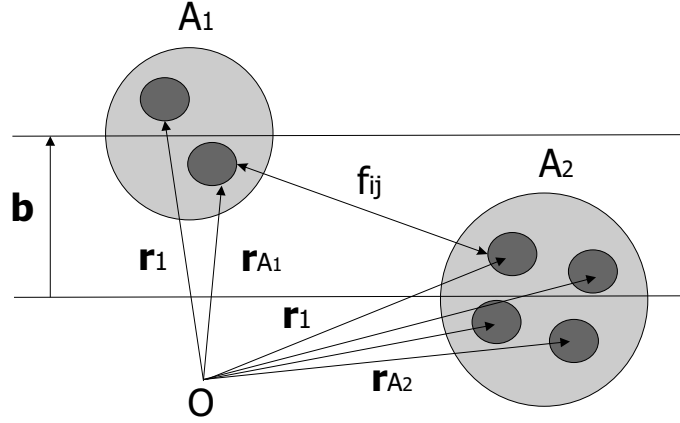


FIG. 4.18 – Diffusion de deux systèmes composites en fonction de l'amplitude élémentaire de diffusion de leurs constituants.

La fonction de déphasage $\chi(b, \{\mathbf{r}_i\}, \{\mathbf{r}_j\})$ décrit la dynamique du processus de diffusion. Cette dynamique est une fonction des interactions élémentaires entre les nucléons caractérisés par l'amplitude de diffusion élémentaire entre nucléons f_{ij} . L'approximation dynamique fondamentale de ce modèle nous dit que la fonction de déphasage total est égale à la somme des déphasages élémentaires [131]

$$\chi_{A_1 A_2}(b, \{\mathbf{r}_i\}, \{\mathbf{r}_j\}) = \sum_{i=1}^{A_1} \sum_{j=1}^{A_2} \chi_{ij}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i + \mathbf{s}_j), \quad (4.58)$$

où \mathbf{s}_i et \mathbf{s}_j sont les composantes des coordonnées $\{\mathbf{r}_i\}$ et $\{\mathbf{r}_j\}$ perpendiculaires à la direction \mathbf{k} (c'est-à-dire parallèles au plan du vecteur paramètre d'impact \mathbf{b}). Ainsi un problème dynamique à N corps est remplacé par une somme de problèmes à deux corps. L'amplitude de diffusion de deux noyaux dans un état initial $\Psi_{i,A_1}, \Psi_{i,A_2}$ vers un état final $\Psi_{f,A_1}, \Psi_{f,A_2}$ devient

$$f_{fi}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \int d^3r_1 \dots d^3r_{A_1} d^3r_1 \dots d^3r_{A_2} \Psi_{f,A_1}^*(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_{A_1}) \Psi_{f,A_2}^*(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_{A_2}) \left[1 - \exp\left(i \sum_{i=1}^{A_1} \sum_{j=1}^{A_2} \chi_{ij}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i + \mathbf{s}_j)\right) \right] \Psi_{i,A_1}(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_{A_1}) \Psi_{i,A_2}(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_{A_2}). \quad (4.59)$$

Approximation optique

L'approximation du modèle optique consiste à construire un potentiel qui décrit globalement la série complète du développement du terme exponentiel dans (4.56). La diffusion de deux systèmes composites

par la diffusion d'une particule sur un potentiel optique. L'amplitude de diffusion devient :

$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} (1 - e^{i\chi_{opt}(b)}) d^2b,$$

$$e^{i\chi_{opt}(b)} = \int d^3r_1 \dots d^3r_{A_1} d^3r_1 \dots d^3r_{A_2} |\Psi_{A_1}|^2 |\Psi_{A_2}|^2 \exp \left(i \sum_{i=1}^{A_1} \sum_{j=1}^{A_2} \chi_{ij}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i + \mathbf{s}_j) \right). \quad (4.60)$$

On montre que la fonction de déphasage optique peut s'écrire, en négligeant les diffusions doubles, triples ou supérieures (approximation du premier ordre de la diffusion multiple), sous la forme

$$\chi_{opt}(b) = \frac{1}{2\pi k} \sum_{i=1}^{A_1} \sum_{j=1}^{A_2} \int e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} G_{A_1}(q) f_{ij}(q) G_{A_2}(q) d^2q. \quad (4.61)$$

$f_{ij}(q)$ représente l'amplitude élémentaire nucléon-nucléon et $G_{A_i}(q)$ le facteur de forme du noyau considéré qui représente la transformée de Fourier de la distribution de nucléons à l'intérieur du noyau

$$G_{A_i}(q) = \int d^3r_1 \dots d^3r_{A_i} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} |\Psi_{A_i}(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_{A_i})|^2. \quad (4.62)$$

Conservation du centre de masse des deux noyaux

Nous avons considéré, jusqu'à présent, les fonctions d'ondes de deux objets composites décrits suivant leurs coordonnées par rapport à une origine commune aux deux noyaux, figure 4.18. Cette représentation est incompatible avec le fait que la diffusion (élastique) doit conserver les centres de masse des deux noyaux. Pour prendre en compte ce problème, il faut se placer dans le système de coordonnées $(\{\mathbf{r}_i^{int}\}, \{\mathbf{r}_j^{int}\})$ où $\mathbf{r}_i^{int} = \mathbf{r}_i - \mathbf{R}_i$, définissant explicitement les deux centres de masses, figure 4.19. On suppose que les fonctions d'onde des deux noyaux, écrites dans le nouveau référentiel, sont séparables suivant les coordonnées du centre de masse du noyau considéré et des coordonnées internes des constituants de ce dernier,

$$\Psi_{A_i}(\{\mathbf{r}_i\}) = R_{A_i}(\mathbf{R}_i) \Phi_{A_i}(\{\mathbf{r}_i^{int}\}). \quad (4.63)$$

On montre dans ce cas, [134], que la prise en compte de la conservation des centres de masse s'effectue en rajoutant dans la fonction de déphasage optique un terme de corrélation du centre de masse $K(q)$ décrit par la relation

$$K(q) = \langle R_{A_1} R_{A_2} | e^{i\mathbf{q}\cdot(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)} | R_{A_1} R_{A_2} \rangle = K_{A_1}(q) K_{A_2}(q). \quad (4.64)$$

La fonction de déphasage devient

$$\chi_{opt}(b) = \frac{1}{2\pi k} \sum_{i=1, j=1}^{A_1, A_2} \int e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} G_{A_1}(q) f_{ij}(q) G_{A_2}(q) K(q) d^2q. \quad (4.65)$$

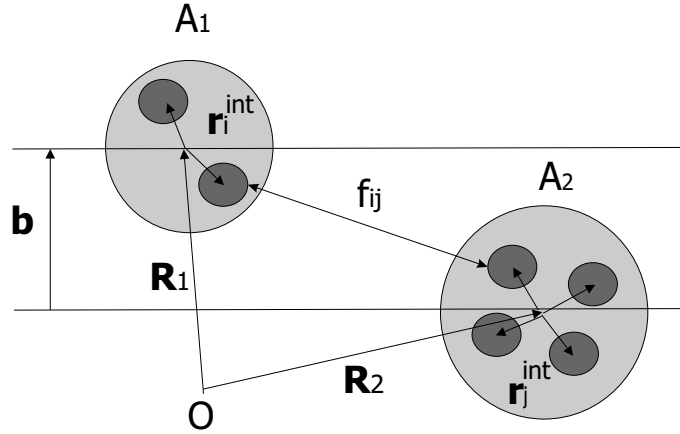


FIG. 4.19 – Les systèmes de référence $(\{r_i^{int}\}, \{r_j^{int}\})$ permettant de conserver les propriétés du centre de masse durant la diffusion.

Notation relativiste

L'amplitude de diffusion $f(\theta)$ (où $f(q)$) telle que nous l'avons écrite jusqu'à présent, relation (4.61), n'est pas un invariant relativiste. Si l'on introduit, dans le référentiel du centre de masse, le quadri-moment transféré t donné, pour la diffusion élastique, par la relation

$$t = -\mathbf{q}^2 = -4(\hbar k)^2 \sin^2(\theta/2), \quad (4.66)$$

l'amplitude de diffusion invariante sous une transformation de Lorentz s'écrit :

$$F(t) = \frac{1}{\hbar k} f(\theta). \quad (4.67)$$

Les sections efficaces totales et différentielles sont alors données par :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} &= \pi F(t) \\ \sigma_{tot} &= 4\pi \text{Im}(F(t)) \end{aligned} \quad (4.68)$$

4.3.3 Applications

Notre objectif est le calcul de la section efficace de réaction, σ_r , pour les collisions suivantes :

$$\begin{aligned} \bar{p} + {}^4\text{He} \\ \bar{d} + p, \quad \bar{d} + {}^4\text{He} \\ \bar{t}({}^3\bar{\text{He}}) + p, \quad \bar{t}({}^3\bar{\text{He}}) + {}^4\text{He} \\ {}^4\bar{\text{He}} + p, \quad {}^4\bar{\text{He}} + {}^4\text{He}. \end{aligned}$$

Dans l'approche de Glauber, dont nous venons de décrire les principales caractéristiques, rappelons que σ_r est donnée par la relation suivante :

$$\sigma_r = \int (1 - |e^{i\chi_{opt}(b)}|^2) d^2b. \quad (4.69)$$

noyaux	R_i (fm)	références
d	1.98	A.Hubert <i>et al</i> [135]
3He	1.56	G. Bendiscioli <i>et al</i> [136]
4He	1.37	G. Bendiscioli <i>et al</i> [137]

TAB. 4.3 – Rayon nucléaire des noyaux utilisés.

Elle est entièrement déterminée par le déphasage optique $\chi_{opt}(q)$ donné par la relation (4.62). Détaillons les ingrédients qui interviennent dans ce dernier :

- Le facteur de forme du noyau considéré $G_{A_i}(q)$. Nous prendrons pour notre étude le facteur de forme gaussien suivant :

$$G_{A_i}(q) = \exp\left(-q^2 \frac{R_i^2}{4}\right), \quad (4.70)$$

où R_i définit le rayon du noyau pour la distribution des nucléons. Ce facteur de forme est approprié pour les noyaux légers. Il est obtenu dans le cadre d'un modèle en couche du noyau basé sur des états individuels (des nucléons) plongés dans un potentiel d'oscillateur harmonique. Plus précisément, il s'agit du facteur de forme pour la couche s . Comme nous n'avons pas à prendre en compte des noyaux avec $A > 4$, il n'est pas nécessaire de considérer le facteur de forme de la couche p (qui garde une forme similaire). Le tableau 4.3 donne la valeur R_i que nous avons utilisée pour chaque noyau ainsi que la référence correspondante.

- Le terme de corrélation du centre de masse $K_{A_i}(q)$. Dans le cadre d'une description par un potentiel d'oscillateur harmonique on montre que

$$K_{A_i}(q) = \exp\left(q^2 \frac{R_i^2}{4A_i}\right). \quad (4.71)$$

A_i est le nombre de nucléons de la particule considérée.

- L'amplitude de diffusion élémentaire $f_{ij}(q)$. En toute rigueur, cette dernière est la somme de l'amplitude coulombienne et de l'amplitude nucléaire. Cependant, dans le domaine qui nous intéresse, l'interaction coulombienne joue un rôle négligeable. Dans la région de petit t , l'amplitude de diffusion nucléaire est généralement paramétrisée par la forme empirique suivante pour l'interaction nucléon-nucléon :

$$f_{\bar{p}p}(q) = \frac{k\sigma_{tot}(i + \alpha)}{4\pi} \exp\left(-\frac{1}{2}B^2q^2\right). \quad (4.72)$$

σ_{tot} est la section efficace totale $\bar{p}p$, α est le rapport $\text{Re}(f_{\bar{p}p}(0))/\text{Im}(f_{\bar{p}p}(0))$ et B^2 est le paramètre de pente. En réalité dans notre problématique, il y a 4 amplitudes élémentaires : $f_{\bar{p}p}$, $f_{\bar{p}n}$, $f_{\bar{n}p}$ et $f_{\bar{n}n}$. Nous allons toutes les considérer comme égales à $f_{\bar{p}p}$, qui est l'amplitude la mieux connue expérimentalement. Le tableau 4.4 résume les valeurs des paramètres de l'amplitude élémentaire $f_{\bar{p}p}$, B , α et σ_{tot} , dont nous nous sommes servis et qui proviennent de mesures expérimentales. Le domaine couvert va de 0.2 GeV/c à 200 GeV/c. La référence [139] donne une compilation de résultats sur la mesure de $f_{\bar{p}p}$. La référence [141] donne une compilation complète des mesures de α et de σ_{tot} . Pour les quantités de mouvement de 75, 125 et 175 GeV/c, nous n'avons pas la valeur du paramètre B . Cependant dans cette gamme d'énergie, cette dernière varie peu, nous l'avons

$p_{lab}(\text{GeV}/c)$	\sqrt{s}	$\sigma_{tot}(\text{mb})$	α	$B^2(\text{GeV}/c)^{-2}$	références
0.181	1.885	339.4	0.100	83.7	W.Brückner <i>et al</i> [138]
0.219	1.889	292.1	0.093	61.2	idem
0.239	1.891	261.2	-0.028	52.4	idem
0.261	1.894	252.4	-0.142	39.2	idem
0.287	1.897	229.3	-0.103	32.3	idem
0.505	1.94	162.7	-0.046	26.4	idem
0.590	1.95	140.0	0.203	22.8	idem
0.753	2.0	124.0	0.102	16.3	T.Lasinski <i>et al</i> [139]
1.77	2.3	95.3	0.040	16.5	idem
2.70	2.7	79.9	0.050	13.1	idem
5.7	3.6	57.9	0.015	12.1	idem
8.0	4.1	56.4	-0.014	12.66	idem
70.0	11.5	43.050	0.01		L.A. Fajardo <i>et al</i> [140]
125.0	15.4		0.012		idem
175.0	18.1	41.200	0.067		idem
200.0	19.4	41.5	0.029	13.27	idem

TAB. 4.4 – Paramètres de l'amplitude élémentaire $f_{\bar{p}p}$ utilisés dans ce travail.

prise égale à $12.5(\text{GeV}/c)^{-2}$. A $125\text{ GeV}/c$, pour σ_{tot} , on peut prendre la valeur correspondant à la paramétrisation donnée dans Review of Particle Physics [142].

A l'aide des ingrédients précédents, le déphasage optique s'écrit, pour la collision de deux (anti)noyaux A_1 et A_2 :

$$\chi_{opt}(b) = A_1 A_2 \frac{\sigma_{tot}(i + \alpha)}{4\pi} \int_0^\infty q J_0(qb) e^{-\left[\left(\frac{A_1-1}{4A_1}\right)R_{A_1}^2 + \left(\frac{A_2-1}{4A_2}\right)R_{A_2}^2 + \frac{1}{2}B^2\right]q^2} db. \quad (4.73)$$

Cette expression peut se calculer analytiquement grâce à la relation

$$\int_0^\infty q J_0(qb) e^{-\gamma^2 q^2} db = \frac{1}{2\gamma^2} e^{-\frac{b^2}{4\gamma^2}}, \quad (4.74)$$

ce qui nous donne pour la fonction de déphasage optique :

$$\begin{aligned} \chi_{opt}(b) &= A_1 A_2 \frac{\sigma_{tot}(i + \alpha)}{8\pi\gamma^2} e^{-\frac{b^2}{4\gamma^2}}, \\ \gamma^2 &= \left[\left(\frac{A_1 - 1}{4A_1} \right) R_{A_1}^2 + \left(\frac{A_2 - 1}{4A_2} \right) R_{A_2}^2 + \frac{1}{2} B^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.75)$$

Finalement, pour calculer les sections efficaces de réaction (mais aussi élastiques) des collisions du tableau 4.5, nous n'avons besoin que de trois paramètres : α , B et σ_{tot} qui sont mesurés de façon expérimentale. Il n'y a aucun paramètre libre. Pour chaque quantité de mouvement du tableau 4.4, où nous connaissons $f_{\bar{p}p}$, nous allons calculer σ_r et σ_{el} pour les collisions présentées dans le tableau 4.5, à la même quantité de mouvement par nucléon, à partir des relations (4.69) et (4.75). Ainsi, pour chaque

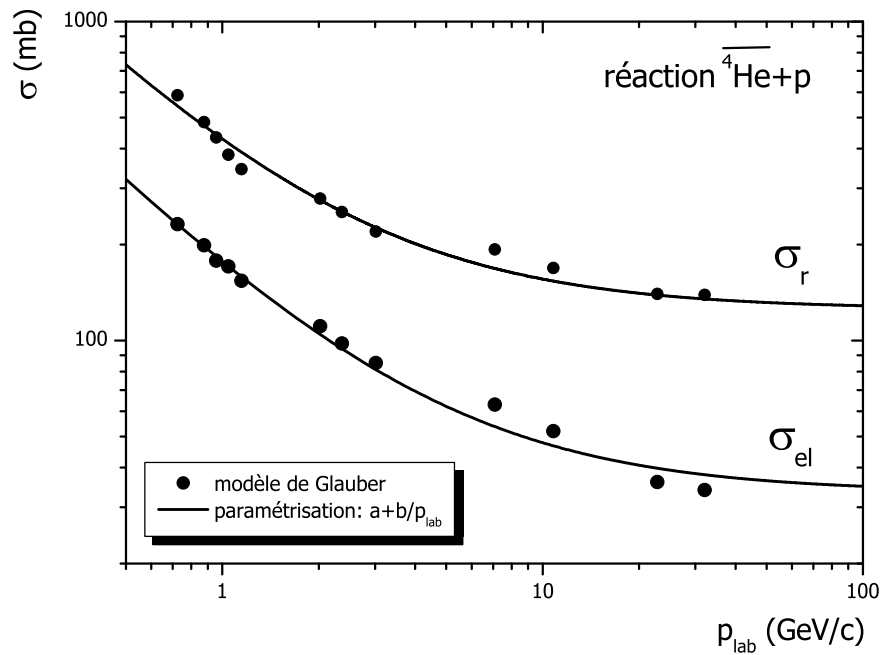


FIG. 4.20 – Les points représentent les valeurs de σ_r et σ_{el} calculées par le modèle de Glauber et les lignes les paramétrisations correspondantes de la forme $a + b/p_{lab}$. L'exemple considéré est la collision ${}^4\bar{\text{He}} + p$.

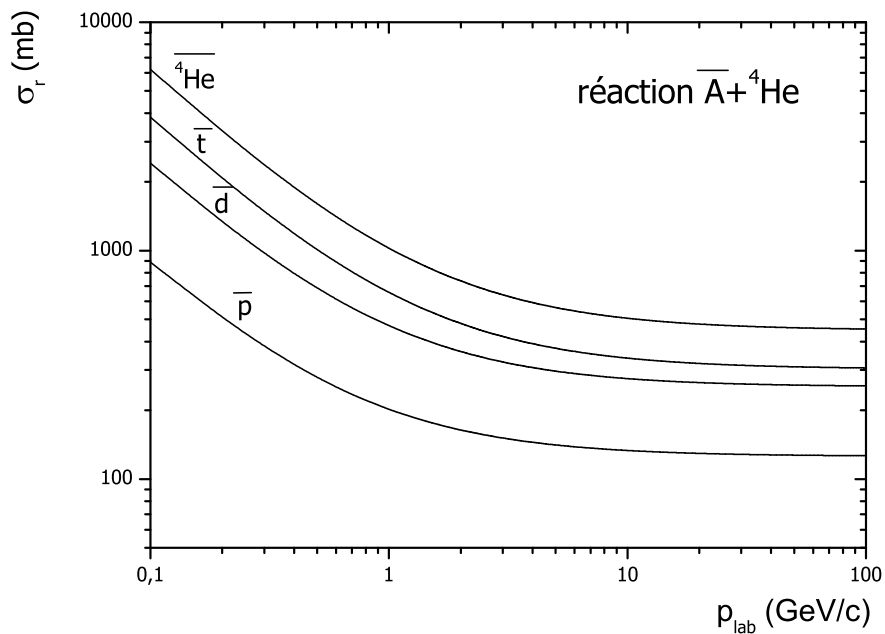


FIG. 4.21 – Comparaison de σ_r pour les collisions $\bar{A}{}^4\text{He}$ avec $1 \leq \bar{A} \leq 4$, calculée dans le cadre du modèle de Glauber.

projectile	cible	σ_r	σ_{el}
\bar{p}	4He	$125.7+76.5/p_{lab}$	$33.7+35.8/p_{lab}$
\bar{d}	p	$82.0+113.2/p_{lab}$	$11.4+34.4/p_{lab}$
\bar{d}	4He	$253.6+216.0/p_{lab}$	$72.2+130.4/p_{lab}$
$\bar{t}({}^3He)$	p	$106.0+203.1/p_{lab}$	$22.6+82.2/p_{lab}$
$\bar{t}({}^3He)$	4He	$303.0+353.6/p_{lab}$	$115.6+236.2/p_{lab}$
4He	p	$125.6+302.9/p_{lab}$	$33.5+143.6/p_{lab}$
4He	4He	$448.1+577.2/p_{lab}$	$159.3+411.3/p_{lab}$

TAB. 4.5 – Paramétrisation des sections efficaces sous la forme $a + b/p_{lab}$ d'après les résultats du modèle de Glauber. p_{lab} correspond à la quantité de mouvement du projectile dans le référentiel du laboratoire en GeV/c. Les sections efficaces sont données en mb.

réaction du tableau 4.5, nous avons obtenu une suite de valeurs, pour les sections efficaces, dans le domaine 0.2 GeV/c/n–200 GeV/c/n. Pour pouvoir utiliser ces résultats, nous avons paramétrisé les points obtenus par la forme $a + b/p_{lab}$ où a et b sont des constantes. La figure 4.20 montre les valeurs obtenues pour σ_r et σ_{el} par le modèle de Glauber, pour la réaction ${}^4\bar{H}e + p$, ainsi que les paramétrisations correspondantes. Le tableau 4.5 donne, pour chaque réaction, la paramétrisation correspondante. Ces dernières seront ensuite utilisées dans la partie propagation (chapitre 5) où il est nécessaire de connaître σ_r . Nous avons aussi comparé sur la figure 4.21, à titre d'illustration, la valeur de σ_r que nous avons obtenue dans le cas de la collision $\bar{A}{}^4He$ avec $1 \leq \bar{A} \leq 4$. A partir de 10 GeV/c environ, σ_r (mais aussi σ_{el}) varie très peu avec l'énergie. Il convient maintenant de regarder la validité de nos résultats. L'approche de Glauber se justifie à haute énergie, il faut donc savoir jusqu'à quelle énergie (pour la borne inférieure), on peut utiliser cette approche. De plus, nous n'avons pas pris en compte l'interaction coulombienne qui joue un rôle important à énergie nulle comme nous l'avons vu.

Dans [143], les données sur la diffusion $\bar{p}{}^{12}C$ à une énergie de 47 MeV ont été bien décrites par l'approximation de Glauber. Plus généralement, l'approche de Glauber permet de bien décrire la diffusion élastique d'ions à basse énergie (jusqu'à une énergie totale de 25 MeV par nucléon pour la diffusion ${}^{12}C{}^{12}C$ [144]). Il apparaît finalement que l'hypothèse "haute énergie" ne soit pas très restrictive dans notre situation.

Sur la figure 4.22, nous comparons la valeur de la section efficace de réaction pour la collision $\bar{p}{}^4He$ donnée par le modèle optique et par le modèle de Glauber. Nous avons déjà vu que le modèle optique reproduit bien les données expérimentales en dessous de 600 MeV/c. Il faut rappeler que dans ce domaine d'énergie, σ_r est complètement dominé par l'annihilation et $\sigma_r = \sigma_a$. On constate, sur la figure 4.22, que pour les derniers points expérimentaux $\sigma_r \gtrsim \sigma_a$. Quand l'énergie de la réaction augmente, c'est la diffusion inélastique (création de particules) qui va contribuer le plus à σ_r et σ_a va s'annuler. Le modèle de Glauber reproduit bien les points expérimentaux à 0.6 GeV/c ($T = 0.18$ GeV) et à 25 GeV/c mais surestime les autres points de 30% environ. Le point expérimental à 25 GeV/c provient de [145] où $\sigma_r(\bar{p}A)$ a été mesuré pour $A=Li, C, Al, Cu$ et Pb . Les auteurs de [145] ont proposé la paramétrisation $\sigma_r(\bar{p}A) = 52A^{0.67}$ mb pour décrire leurs mesures. Nous avons utilisé cette dernière relation avec $A = {}^4He$ pour le point expérimental à 25 GeV/c.

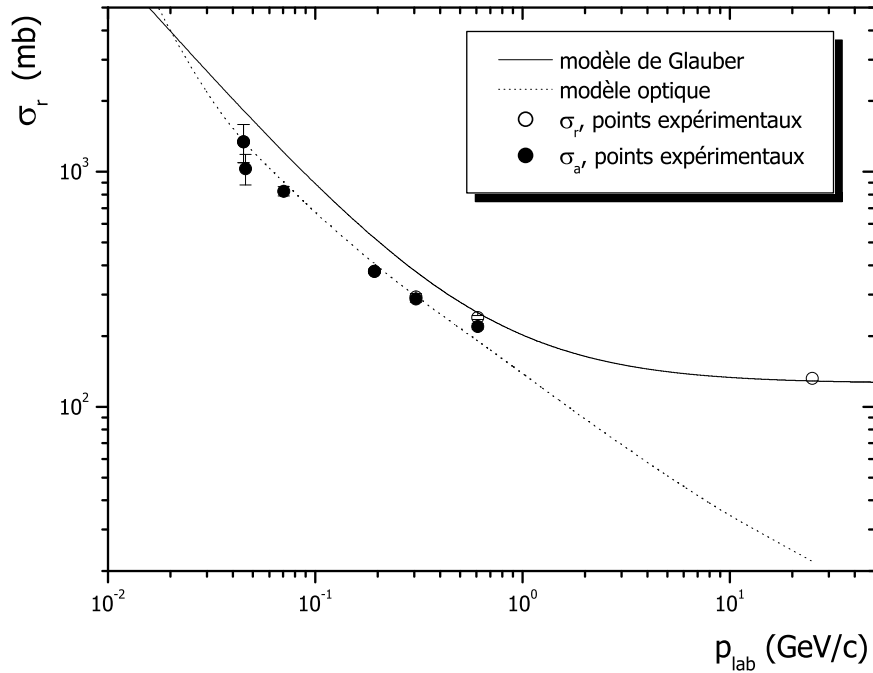


FIG. 4.22 – Calcul de σ_r pour la collision \bar{p}^4He dans l'approche de Glauber (ligne continue) et par le modèle optique (ligne tiretée). Les données expérimentales proviennent de [129, 119, 145].

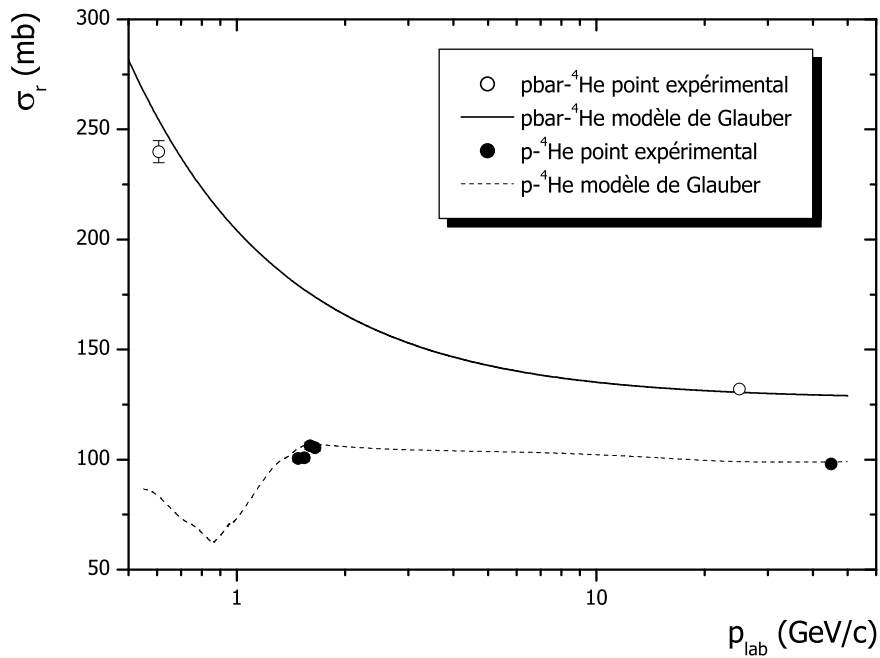


FIG. 4.23 – Calcul de σ_r par le modèle de Glauber pour les collisions \bar{p}^4He (ligne continue) et p^4He (ligne tiretée). Les points expérimentaux pour \bar{p}^4He (points blancs) proviennent de [129, 145] et pour p^4He (points noirs) de [146, 147].

L'interaction coulombienne ne peut être seule responsable de la différence de 30% observée. Sur la figure 4.12, pour un noyau de ^{12}C et à 150 MeV/c, le fait de prendre ou de ne pas prendre en compte l'interaction coulombienne se traduit par une différence de l'ordre de 10% dans la section efficace, ce qui doit faire une différence de 2.5% dans le cas de ^4He . Nous n'avons considéré que l'approximation du premier ordre de la diffusion multiple ce qui peut introduire une erreur supplémentaire. Une autre source d'erreur peut venir de l'incertitude sur la mesure de l'amplitude élémentaire $f_{\bar{p}p}$. Une étude plus détaillée reste nécessaire pour mieux comprendre l'écart observé. Cependant, pour notre problématique, cela n'est pas très important. On obtient de bons résultats à partir d'une énergie cinétique de 0.18 GeV ce qui correspond quasiment à la gamme d'énergie où nous allons calculer les flux d'antimatière (0.1-100 GeV).

Il est instructif, pour tester nos calculs, de regarder la réaction $p^4\text{He}$ qui a déjà été bien étudiée [148]. Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, il existe une mesure de σ_r à 45 GeV/c [146] et des mesures vers 1 GeV/c [147]. Par rapport à la collision $\bar{p}^4\text{He}$, il suffit de remplacer dans la relation (4.74), $f_{\bar{p}p}$ par f_{pp} qui est paramétrisé par la même forme analytique (4.67). Bien sûr, les valeurs de α , B et σ_{tot} ne seront pas les mêmes. Une compilation des valeurs de σ_{tot} et de α est fournie par [141] et une compilation des valeurs de B par [139].

Sur la figure 4.23, on constate que le modèle de Glauber reproduit bien les données expérimentales pour la collision $p^4\text{He}$. On voit aussi clairement la différence de comportement entre les collisions $\bar{p}^4\text{He}$ et $p^4\text{He}$ à basse énergie, qui est le reflet des différences entre $f_{\bar{p}p}$ par f_{pp} , donc entre les collisions $\bar{p}p$ par pp . L'annihilation n'est pas présente pour la collision $p^4\text{He}$. A haute énergie, il faut s'attendre à ce que σ_r devienne très proche pour les deux collisions.

Il existe une mesure expérimentale de σ_{tot} à 13.3 GeV/c pour la collision $\bar{d}p$, [149], qui est bien reproduite par le modèle de Glauber comme cela est illustré sur la figure 4.24.

Dans [145], $\sigma_r(\bar{d}A)$ a aussi été mesuré pour $A=Li, C, Al, Cu$ et Pb à 25 GeV/c. Les auteurs de [145] ont proposé la paramétrisation $\sigma_r(\bar{d}A) = 105A^{0.67}$ mb pour décrire leurs mesures. Nous avons utilisé cette dernière relation avec $A = ^4\text{He}$ pour le point expérimental à 25 GeV/c pour la réaction $\bar{d}A$. Ce point expérimental est bien reproduit par le modèle de Glauber comme le montre la figure 4.25.

4.3.4 Bilan

Après avoir comparé les calculs des sections efficaces pour les collisions $\bar{A}p$ et $\bar{A}^4\text{He}$, effectuées dans le cadre du modèle de Glauber, avec les données expérimentales existantes, il apparaît que les paramétrisations proposées, tableau 4.5, sont très satisfaisantes dans la gamme de quantités de mouvement de 0.6 GeV/c à 100 GeV/c au moins. Par la suite, nous allons calculer les flux d'antimatière dans la gamme d'énergie cinétique par nucléon 0.1-100 GeV/n par nucléon. Pour \bar{p} , cela correspond à une quantité de mouvement minimale de 0.44 GeV/c et pour \bar{d} de 0.89 GeV/c. On couvre donc bien le domaine d'énergie utile pour le calcul des flux. Insistons sur le fait que l'approche de Glauber que nous avons utilisée ne fait appel qu'à la connaissance de l'amplitude élémentaire $f_{\bar{p}p}$ caractérisée par seulement trois paramètres. Il s'agit d'une méthode élégante et puissante. Il n'y a aucun paramètre libre à ajuster pour reproduire les données expérimentales.

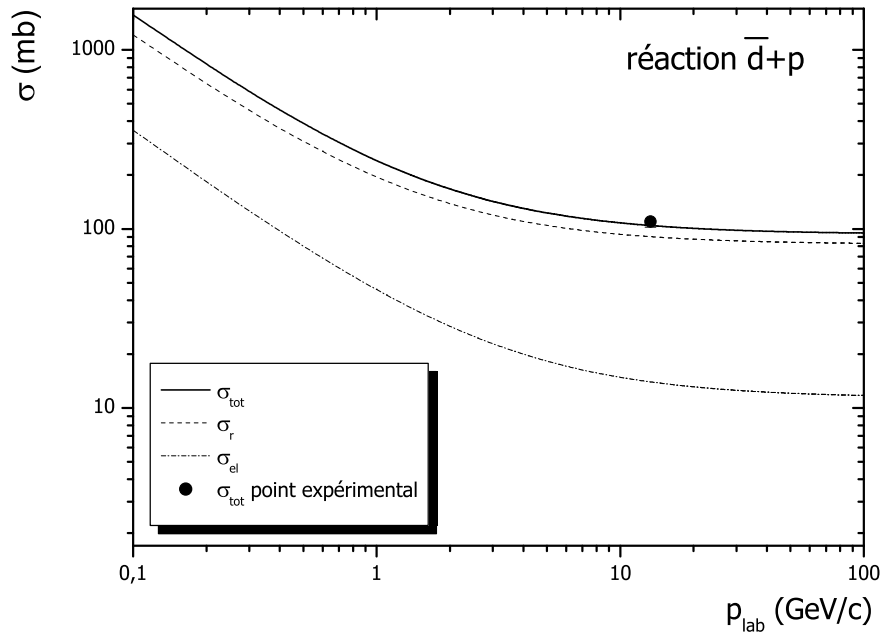


FIG. 4.24 – Calcul de σ_r , σ_{el} et σ_{tot} par le modèle de Glauber pour la collision $\bar{d}p$. Le point expérimental provient de [149].

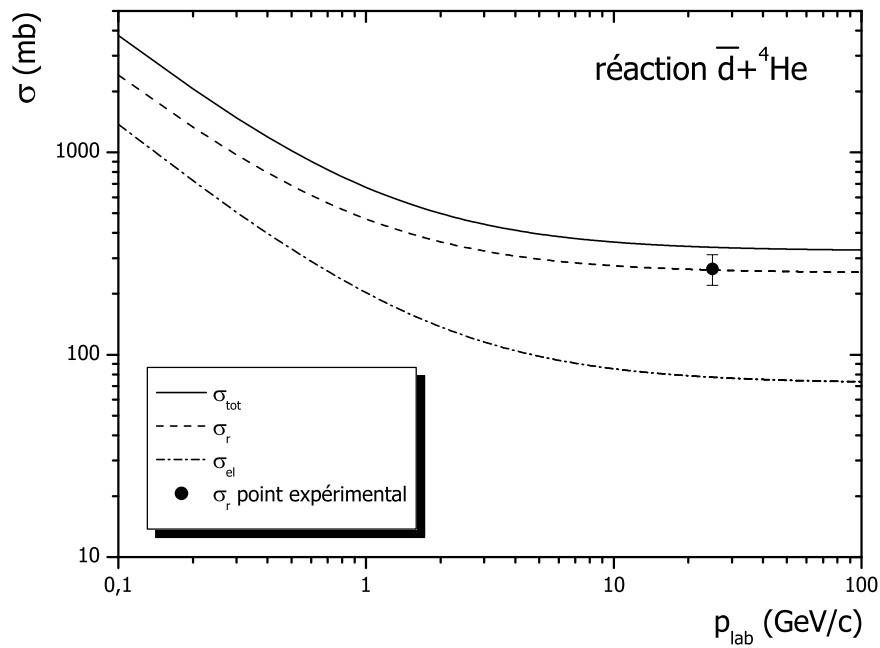


FIG. 4.25 – Calcul de σ_r , σ_{el} et σ_{tot} par le modèle de Glauber pour la collision $\bar{d}{}^A\text{He}$. Le point expérimental provient de [145].

4.4 Conclusion

La première partie de ce chapitre a été consacrée à l'analyse de l'annihilation antiproton-noyaux à basse énergie dans le cadre d'un modèle optique ce qui nous a éloignés temporairement de la ligne conductrice de cette thèse. Ce travail fait suite aux résultats de l'expérience OBELIX réalisée auprès de la machine LEAR du CERN. Cette étude a permis de confirmer que l'annihilation dans l'onde s est presque identique pour tous les noyaux. Il s'ensuit que les sections efficaces d'annihilation pour les noyaux légers : H , d , He , où seule l'onde s intervient, sont très proches. Pour les noyaux plus lourds, on retrouve une image géométrique de l'annihilation.

Nous avons ensuite calculé des sections efficaces d'interaction entre matière et antimatière pour des énergies plus élevées. Pour ce faire, nous nous sommes servis de l'approche de Glauber qui a été utilisée avec succès dans le contexte des réactions nucléaires à haute énergie. Cette approche s'est aussi révélée très pratique pour décrire les sections efficaces d'interaction entre matière et antimatière dont nous aurons besoin pour la partie propagation de ce travail. Nous avons ainsi pu évaluer, entre autres, la section efficace de réaction (et aussi élastique) pour la collision ${}^4He e^4 \overline{He}$.

Chapitre 5

Calcul des flux galactiques d'antimatière secondaire

“On ne voit bien qu'avec le coeur”

Saint-Exupéry

5.1 Introduction

Grâce au travail réalisé dans les précédents chapitres, nous allons maintenant pouvoir estimer le flux d'antimatière secondaire (\bar{p} , \bar{d} , ${}^3\overline{He}$ et ${}^4\overline{He}$) attendu au niveau de la Terre. Pour ce faire, nous allons utiliser le modèle de propagation de la boîte qui fuit (LBM pour Leaky Box Model). Ce modèle a été introduit dans les années 60. Il est largement utilisé dans la communauté des cosmiciens. Il s'agit d'un modèle très simple et très efficace quand on ne s'intéresse qu'à la prédiction des flux comme c'est le cas dans ce travail. En contre partie, il ne permet pas, contrairement à des modèles plus réalistes et plus élaborés, à partir de la connaissance des flux, de remonter à la valeur de paramètres astrophysiques. Cependant, le LBM fournit une voie directe et économique pour obtenir des résultats similaires. De plus, nous allons essentiellement regarder l'impact des paramètres nucléaires sur les flux et non les paramètres astrophysiques.

Le flux de \bar{p} secondaires a fait l'objet de nombreuses études depuis les années 80 et les calculs n'ont cessé de s'affiner depuis et reproduisent bien à l'heure actuelle les mesures expérimentales du flux de \bar{p} dans le RC. Le flux expérimental de \bar{p} secondaires sera un bon moyen de tester la validité de nos calculs. Nous allons cependant apporter quelques éléments nouveaux, en particulier dans le calcul des sections efficaces.

Nous pourrions ensuite aborder le calcul du flux de \bar{d} secondaires. Ce dernier a été peu étudié et beaucoup de choses n'ont pas été examinées en détail. Il faut rappeler qu'à l'heure actuelle, aucune trace de \bar{d} n'a encore été observée dans le RC. Nous terminerons par le calcul du flux de ${}^3\overline{He}$ et ${}^4\overline{He}$ secondaires. Nous verrons, comme cela a déjà été noté, que le passage d'un antinoyau de masse A à un antinoyau de masse $A + 1$ se traduit dans le RC par une diminution d'un facteur 10^4 au minimum dans les flux correspondants.

5.2 Propagation : modèle de la boîte qui fuit (LBM)

5.2.1 Equation de diffusion

Soit un noyau i du rayonnement cosmique, sa population dans la galaxie sera représentée, d'un point de vue statistique, par une fonction $N_i(\mathbf{r}, E, t)$ telle que $N_i(\mathbf{r}, E, t)d^3rdE$ soit le nombre de noyaux i à l'instant t dans ¹ :

- l'élément de volume d^3r autour de \mathbf{r}
- la bande d'énergie dE entourant l'énergie E .

$N_i(\mathbf{r}, E, t)$ est une fonction densité par rapport aux variables E et \mathbf{r} mais une vraie fonction par rapport à la variable t .

Si l'on se place dans un repère lié au centre de la galaxie (qui est généralement décrite par un disque fin contenant les étoiles entouré d'un halo) avec \mathbf{z} perpendiculaire au disque, la population de noyaux $N_i(\mathbf{r}, E, t)$ est décrite par l'équation de diffusion suivante [150, 151, 152] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} - \nabla \cdot (D \nabla N_i) + \nabla \cdot (N_i V_c \mathbf{z}) = q_i + \frac{\partial}{\partial E} \left[\left\langle \frac{\partial E}{\partial t} \right\rangle_i^{ion} \right] + \left(\sum_{j \neq i} nv \sigma_{ij} N_j - nv \sigma_i N_i \right) \\ + \left(\sum_{j \neq i} \frac{N_j}{\tau_j} - \frac{N_i}{\tau_i} \right) + \left(\frac{\partial}{\partial E} \left[\left\langle \frac{\partial E}{\partial t} \right\rangle_i^{reac} N_i \right] - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} \left[\frac{\Delta E^2}{\Delta t} N_i \right] \right). \end{aligned} \quad (5.1)$$

- $\frac{\partial N_i}{\partial t}$ représente la variation de la population N_i dans le temps.
- $-\nabla \cdot (D \nabla N_i)$ modélise la diffusion des RC dans le champ magnétique galactique. Le coefficient de diffusion D est dans le cas général un tenseur mais peut faire l'objet d'une approximation scalaire en supposant que la diffusion des RC soit isotrope dans la galaxie. D dépend principalement de l'énergie.
- $\nabla \cdot (N_i V_c \mathbf{z})$ est un terme de transport des ions par convection. L'orientation de la vitesse selon \mathbf{z} peut s'expliquer comme étant la résultante de la contribution individuelle de tous les vents stellaires sphériques distribués dans le plan galactique. Les observations majorent ce terme à $V_c \lesssim 20$ km/s. Ce terme n'est qu'une modélisation simple d'un phénomène général beaucoup plus complexe.
- $q_i(\mathbf{r}, E, t)$ est le terme source du RC primaire. Il peut s'agir de supernovæ, de trous noirs primordiaux... Pour les RC secondaires, ce terme est nul.
- $\frac{\partial}{\partial E} \left[\left\langle \frac{\partial E}{\partial t} \right\rangle_i^{ion} \right]$ représente les gains et les pertes d'énergie des ions dans la MIS dans la tranche d'énergie $[E, E + dE]$. Les deux contributions principales sont la perte par ionisation sur la matière neutre et les pertes par interaction coulombienne dans les régions ionisées. Ce terme est important à basse énergie et devient négligeable devant les autres pour $T \gtrsim 300-400$ MeV/A.
- $\left(\sum_{j \neq i} nv \sigma_{ij} N_j - nv \sigma_i N_i \right)$ modélise l'interaction du noyau i avec le MIS, il se compose d'un terme de production de N_i par fragmentation des éléments plus lourds avec le MIS et d'un terme

¹ N_i est aussi une fonction du vecteur unité Ω indiquant la direction de propagation du noyau mais on s'intéresse rarement à la distribution angulaire de ce dernier. On passe de $N_i(\mathbf{r}, E, \Omega, t)$ à $N_i(\mathbf{r}, E, t)$ en intégrant sur toutes les directions .

de disparition correspondant à la fragmentation du noyau N_i en noyaux plus légers. σ_i est la section efficace de fragmentation de l'élément i et n la densité de noyau du MIS (essentiellement des protons), $v(E)$ la vitesse de l'ion et σ_{ij} la section efficace de production de i par fragmentation de j .

- $\left(\sum_{j \neq i} \frac{N_j}{\tau_j} - \frac{N_i}{\tau_i}\right)$ concerne les noyaux radioactifs de durée de vie τ_j dans le référentiel de la galaxie ($\tau_j = \gamma(E)\Gamma_j$ où Γ_j est la demi-vie du noyau dans son référentiel propre). Il y a une source de production de la part des noyaux plus lourds, géniteurs de l'élément N_i , et un terme puits représentant la désintégration du noyau i .
- Le dernier terme permet de prendre en compte la réaccélération du RC dans les turbulences du champ magnétique galactique. C'est un processus dont les effets sont importants à basse énergie (en dessous d'une énergie cinétique totale de 400 MeV).

Il s'agit d'une équation extrêmement complexe à résoudre. Nous l'avons écrite à titre informatif mais aussi pour voir les approximations qui sont faites dans la pratique et dans le cadre particulier du LBM. Lorsque l'on se place dans un régime de haute énergie, le terme de convection, les termes de pertes d'énergie par ionisation et le terme de réaccélération peuvent être ignorés. De plus, si l'on ignore les noyaux radioactifs, l'équation (5.1) se simplifie grandement et s'écrit :

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \nabla \cdot (D \nabla N_i) + n v \sigma_i N_i = q_i + \sum_{j \neq i} n v \sigma_{ij} N_j. \quad (5.2)$$

C'est à partir de cette équation que nous allons maintenant nous pencher sur le modèle de la boîte qui fuit.

5.2.2 Approximations du LBM

Dans ce modèle, la galaxie est considérée comme une boîte où la distribution de matière est homogène et où le régime est stationnaire. Pour assurer un contenu physique à ce modèle, il faut confiner les noyaux dans un volume mais en permettant qu'ils s'échappent avec un certain temps caractéristique. Nous avons donc une boîte où les particules se propagent en ligne droite dans un milieu homogène et stationnaire, avec des sources uniformes, et qui ont une certaine probabilité de rebondir sur les bords.

Cela conduit, dans le modèle du LBM, à faire dans l'équation (5.1) la substitution

$$\nabla \cdot (D \nabla N_i) \longleftrightarrow \frac{N_i}{\tau_{esc}}, \quad (5.3)$$

où τ_{esc} est le temps caractéristique d'échappement de la boîte (commun à toutes les espèces). De plus toutes les quantités sont moyennées dans la boîte

$$\begin{aligned} n &\longleftrightarrow \langle n \rangle \\ N_i &\longleftrightarrow \langle N_i \rangle. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Sous ces conditions l'équation (5.2) prend la forme :

$$\frac{\langle N_i \rangle}{\tau_{esc}} + \langle n \rangle v \sigma_i \langle N_i \rangle = \langle q_i \rangle + \sum_{j \neq i} \langle n \rangle v \sigma_{ij} \langle N_j \rangle. \quad (5.5)$$

Si l'on considère un noyau primaire P_1 , le second terme du membre de droite de l'équation (5.5) est nul. Dans le cas d'un noyau secondaire S_1 , $q_{S_1} = 0$ seule la source par spallation $\langle n \rangle v \sigma_{P_1 S_1} P_1$ est non nulle, $\sigma_{P_1 S_1}$ est la section efficace de production de S_1 par fragmentation de P_1 sur le MIS. Si l'on introduit la quantité $\tilde{\lambda}_{esc} = \langle n \rangle v \tau_{esc}$, le rapport S_1/P_1 ne dépend que de $\tilde{\lambda}_{esc}$

$$\frac{S_1}{P_1} = \frac{\sigma_{P_1 S_1}}{\sigma_{S_1} + 1/\tilde{\lambda}_{esc}}. \quad (5.6)$$

σ_{S_1} est la section efficace de réaction de S_1 sur le MIS. L'inversion de cette relation et l'observation expérimentale du rapport S_1/P_1 , en général le rapport bore sur carbone dans le RC, noté B/C , fixe de manière univoque $\tilde{\lambda}_{esc}$ (il s'agit du rapport secondaire sur primaire le plus simple à mesurer car c'est le rapport le plus abondant dans le RC). Etant donné que le rapport B/C dépend de l'énergie et que les sections efficaces sont constantes au-delà de quelques centaines de MeV/n, cela implique que $\tilde{\lambda}_{esc}$ dépend de l'énergie. Le temps d'échappement τ_{esc} reste indéterminé puisque l'on ne connaît pas la densité moyenne $\langle n \rangle$ du modèle.

Considérons deux isotopes S_1 et S_2 qui sont secondaires et issus du même parent primaire P . Pour simplifier, nous supposons que $\sigma_{PS_1} = \sigma_{PS_2} = \sigma_{PS}$ et que $\sigma_{S_1} = \sigma_{S_2} = \sigma_S$. Si l'isotope S_1 est radioactif β , nous devons faire dans le dénominateur de l'équation (5.6) la substitution suivante [152] :

$$\left[\sigma_{S_1} + 1/\tilde{\lambda}_{esc} \right] \longleftrightarrow \left[\sigma_{S_1} + 1/\tilde{\lambda}_{esc} + 1/(\tau_{S_1}^\beta \langle n \rangle v) \right]. \quad (5.7)$$

Le rapport des deux isotopes dont l'un est radioactif est donné par :

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{\sigma_S + 1/\tilde{\lambda}_{esc}}{\sigma_S + 1/\tilde{\lambda}_{esc} + 1/(\tau_{S_1}^\beta \langle n \rangle v)}. \quad (5.8)$$

Avec la valeur de $\tilde{\lambda}_{esc}$ obtenue par la mesure du rapport B/C et l'observation de $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ (^{10}Be est l'isotope radioactif), il est possible d'évaluer $\langle n \rangle$ en inversant la relation (5.8). Plus $\langle n \rangle$ diminue et plus le rapport S_1/S_2 diminue aussi. A titre indicatif, avec le noyau de béryllium, on a environ $\langle n \rangle = 0.3 \text{ cm}^{-3}$ et $\tau_{esc} \sim 20 \text{ Myr}$ pour une énergie cinétique autour de la centaine de MeV/n.

5.2.3 LBM dans le cas de l'antimatière secondaire

Nous allons réécrire l'équation (5.5) dans le cas particulier qui nous intéresse, à savoir la production d'antimatière secondaire. Pour cela, nous allons suivre les notations de Simon *et al* [153].

Dans l'équation (5.5), les termes de gauche correspondent à la disparition du noyau i par fuite et par interaction avec le MIS et les termes de droite à la production du noyau i . Quand on s'intéresse à un antinoyau secondaire \bar{A} , les termes de droite sont remplacés par un terme de production par interaction du RC avec le MIS que l'on notera simplement Q et que l'on détaillera ultérieurement. L'équation (5.5) se réécrit :

$$\frac{N_{\bar{A}}(T_{\bar{A}})}{\tau_{esc}(T_{\bar{A}})} + \frac{N_{\bar{A}}(T_{\bar{A}})}{\tau_{int}(T_{\bar{A}})} = Q(T_{\bar{A}}), \quad (5.9)$$

où l'on a enlevé la notation valeur moyenne pour ne pas alourdir l'écriture. Nous prendrons par la suite comme variable énergétique l'énergie cinétique par nucléon $T_{\bar{A}}$. La dimension de Q est $(\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1})$,

cible	n_j (cm ⁻³)
H	1
He	0.1
C	5×10^{-4}
N	8×10^{-5}
O	8×10^{-4}

TAB. 5.1 – Composition du gaz interstellaire [153].

celle de $N_{\bar{A}}$ est (cm⁻³GeV⁻¹) et celle de τ_{esc} et τ_{int} (s). τ_{int} est le temps caractéristique d'interaction de \bar{A} avec le MIS (qui dans le cas de la relation (5.5) vaut $1/\langle n \rangle v \sigma_i$). En considérant que le flux de \bar{A} est isotrope, la densité $N_{\bar{A}}(T_{\bar{A}})$ est reliée au flux $\Phi_{\bar{A}}(T_{\bar{A}})$ (cm⁻²GeV⁻¹s⁻¹sr⁻¹) par :

$$N_{\bar{A}}(T_{\bar{A}}) = \frac{4\pi}{v} \Phi_{\bar{A}}(T_{\bar{A}}), \quad (5.10)$$

où v est la vitesse de \bar{A} . On peut remplacer τ_{esc} et τ_{int} par la distance d'échappement λ_{esc} et par la distance d'interaction λ_{int} ²

$$\lambda_{esc}(T_{\bar{A}}) = v \rho_{MIS} \tau_{esc}(T_{\bar{A}}), \quad (5.11)$$

$$\lambda_{int}(T_{\bar{A}}) = v \rho_{MIS} \tau_{int}(T_{\bar{A}}), \quad (5.12)$$

où ρ_{MIS} est la densité du MIS. La distance d'interaction s'exprime en g cm⁻². Quand on parle de disparition de \bar{A} , cela signifie qu'après l'interaction avec le MIS, il a soit disparu physiquement soit changé de gamme d'énergie. Pour les gammes d'énergie qui vont nous concerner, autour du GeV, le processus élastique est très inefficace pour modifier l'énergie du \bar{A} incident. Seuls les processus inélastiques vont intervenir dans la disparition de \bar{A} . L'expression de λ_{int} fait appel aux sections efficaces de réaction de la manière suivante :

$$\lambda_{int}(T_{\bar{A}}) = \frac{\langle m \rangle}{\langle \sigma_{r,MIS}^{\bar{A}}(T_{\bar{A}}) \rangle}, \quad (5.13)$$

où $\langle m \rangle$ est la masse moyenne du gaz cible interstellaire et $\langle \sigma_{r,MIS}^{\bar{A}}(T_{\bar{A}}) \rangle$ est la section efficace de réaction moyennée sur la composition du gaz interstellaire. La composition du MIS est donnée dans le tableau 5.1, normalisé à 1 atome d'hydrogène par cm⁻³ [153]. La densité moyenne du MIS correspondante est $\rho_{MIS} = 2.28 \times 10^{-24}$ g cm⁻³ et la masse moyenne est $\langle m \rangle = 2.05 \times 10^{-24}$ g. La composition du MIS ainsi que la densité moyenne de ce dernier ne sont pas parfaitement connues. L'obtention d'une paramétrisation donnée de λ_{esc} à partir de l'ajustement du rapport B/C dépend du choix de n_j et de ρ_{MIS} . Dans notre situation, il suffira de s'assurer que notre choix de ρ_{MIS} , $\langle m \rangle$ et λ_{esc} donne une normalisation correcte pour le flux d'antiprotons pour ensuite passer au calcul des autres flux. $\langle \sigma_{r,MIS}^{\bar{A}}(T_{\bar{A}}) \rangle$ sera donnée par

$$\langle \sigma_{r,MIS}^{\bar{A}}(T_{\bar{A}}) \rangle = \frac{n_p \sigma_r^{\bar{A}p}(T_{\bar{A}}) + n_{He} \sigma_r^{\bar{A}He}(T_{\bar{A}})}{n_p + n_{He}}. \quad (5.14)$$

²Nous avons utilisé précédemment $\tilde{\lambda}_{esc}$ qui a pour unité des cm⁻². On a $\lambda_{esc} = \langle m \rangle \tilde{\lambda}_{esc}$ où $\langle m \rangle$ est la masse moyenne du milieu interstellaire. λ_{esc} est appelé *grammage* de par sa dimension.

$\sigma_r^{\bar{A}p}$ et $\sigma_r^{\bar{A}He}$ sont respectivement les sections efficaces de réaction pour les collisions $\bar{A}p$ et $\bar{A}He$ et n_p et n_{He} les densités de proton et d'hélium dans le MIS (voir tableau 5.1). Nous avons négligé la présence de *CNO* dans le MIS étant donné leur faible abondance. Ces sections efficaces ont été calculées dans le cadre de l'approche de Glauber au chapitre 4 et leurs expressions sont données dans le tableau 4.5.

Il peut se produire une redistribution en énergie du flux de \bar{A} à cause des processus de diffusion inélastique non-annihilante $\bar{A} + \text{MIS} \rightarrow \bar{A} + X$. Il convient donc de rajouter un terme source, $Q^{ina}(T_{\bar{A}})$, à droite de l'équation (5.9). Dans la littérature, on fait souvent référence à ce terme en tant que composante tertiaire du flux considéré. Il est important de noter qu'il ne s'agit pas d'un terme de création net de \bar{A} , $Q^{ina}(T_{\bar{A}})$ a pour effet de transférer une partie de \bar{A} d'une gamme d'énergie vers une autre (plus basse). Avec ces modifications, et après arrangement, l'équation (5.9) s'écrit en terme de flux

$$\Phi_{\bar{A}}(T_{\bar{A}}) = \frac{\lambda_{esc}(T_{\bar{A}})\lambda_{int}(T_{\bar{A}})}{\varrho_{MIS}[\lambda_{esc}(T_{\bar{A}}) + \lambda_{int}(T_{\bar{A}})]} \frac{1}{4\pi} [Q(T_{\bar{A}}) + Q^{ina}(T_{\bar{A}})]. \quad (5.15)$$

Par rapport à l'équation de diffusion (5.1) de départ, cette équation va être infiniment plus simple à résoudre. En général, pour chaque énergie ($T_{\bar{A}}$), on doit résoudre l'équation (5.15) par itération étant donné que l'inconnu, $\Phi_{\bar{A}}(T_{\bar{A}})$, va apparaître dans $Q^{ina}(T_{\bar{A}})$.

Dans (5.15), le seul paramètre astrophysique qui intervient est la distance d'échappement λ_{esc} qui est en principe déterminée par l'expérience et est purement phénoménologique. C'est ce qui explique à la fois la simplicité et les limitations du LBM. Malgré tout, il s'agit d'un modèle dont le rapport "qualité/prix" reste inégalé. La figure 5.1 illustre de manière schématique les termes qui interviennent dans l'équation de propagation (5.15). Le modèle de diffusion plus physique nommé DHM (Diffusion Halo Model) permet de résoudre directement l'équation (5.2). Dans ce modèle, la galaxie est modélisée par un disque fin d'épaisseur h entouré d'un halo d'épaisseur $H > h$. Les sources du RC sont situées dans le disque fin où la plupart de la matière du MIS est localisée. Cependant, les particules du RC, en diffusant, peuvent passer une grande partie de leur vie dans le halo. L'équation du LBM est une approximation du DHM et c'est pourquoi le LBM donne des résultats similaires au DHM pour les noyaux stables du RC. Il est montré par M. Simon dans [154] que le LBM s'identifie au DHM si :

$$\lambda_{esc} = \frac{n_d \langle m \rangle hHv}{D}, \quad (5.16)$$

où n_d est une densité moyenne de 1 hydrogène par cm^3 dans le disque fin et 0 dans le halo. Dans cette vision, il faut noter que le LBM ne peut être utilisé avec succès pour interpréter les isotopes secondaires radioactifs du RC.

5.3 Calcul du flux d'antiprotons secondaires

Le flux d'antiprotons secondaires a déjà largement été étudié, néanmoins, ce calcul présente pour nous plusieurs intérêts. Premièrement, nous allons détailler les ingrédients qui interviennent dans le LBM, c'est-à-dire dans l'équation (5.15), et qui vont nous resservir quand nous étudierons le flux des autres antinoyaux. De plus, il s'agit d'un bon moyen de vérifier ce que l'on fait avant de passer à l'étape suivante. Enfin, nous allons apporter de nouveaux ingrédients, en particulier dans le domaine

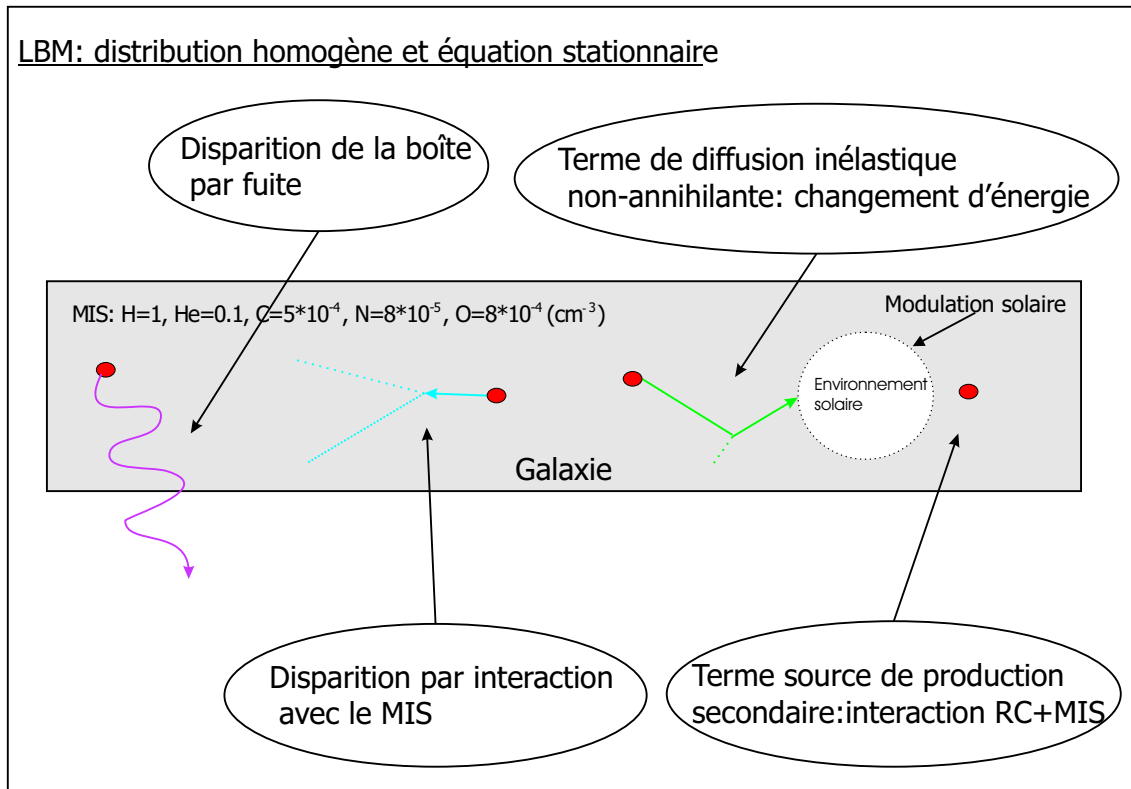


FIG. 5.1 – Représentation schématique des processus qui interviennent durant la propagation de l'antimatière secondaire.

des sections efficaces, en nous servant, entre autres, de ce qui a été fait sur la production d'antiprotons au chapitre 2.

Le tableau 5.2 résume les calculs les plus récents du flux de \bar{p} secondaires et les ingrédients utilisés pour ces derniers (qui seront explicités par la suite). La plupart des \bar{p} du RC observés près de la Terre sont produits par interaction du RC avec la matière du MIS. A cause de la cinématique de ce processus, le spectre de \bar{p} a une forme unique piquée autour de 2 GeV qui le distingue des autres constituants du RC.

Malgré de nombreux efforts et un accord général sur la nature secondaire de la majorité des \bar{p} observés, il existe des différences notables dans les estimations du flux attendu sur ces derniers. Estimer le flux de \bar{p} secondaires reste une tâche délicate. Les principales incertitudes qui interviennent dans le calcul sont :

- Une connaissance incomplète de la production de \bar{p} dans les collisions hadroniques ainsi que sur les processus de diffusion inélastique non-annihilante.
- Les paramètres et les modèles de propagation des particules dans la galaxie.
- La prise en compte de façon correcte de l'influence du vent solaire sur le flux de particules (il s'agit de la modulation solaire sur laquelle nous allons revenir).

Nous allons maintenant détailler notre calcul de \bar{p} secondaires et les ingrédients que nous avons utilisés.

modèle	production d'antiproton	spectre de RC primaire ambiant	modèle de propagation	réaccélération/ convection	modulation de l'héliosphère	antiproton tertiaire
Bottino <i>et al</i> [155] 1998	Tan et Ng	FLIS, dans toute la galaxie	diffusion à deux zones	non/non	champ de force	non
Simon <i>et al</i> [153] 1998	générateur DTUNUC	FLIS, dans toute la galaxie	LBM	non/non	champ de force	oui
Bergström <i>et al</i> [156] 1999	Tan et Ng	FLIS renormalisé à la galaxie	diffusion à deux zones	non/oui	champ de force	oui
Bieber <i>et al</i> [157] 1999	générateur DTUNUC	FLIS, dans toute la galaxie	LBM	non/non	état stationnaire de dérive	oui
Gaisser <i>et al</i> [158] 2001	générateur DTUNUC	FLIS, dans toute la galaxie	LBM	non/non	champ de force	oui
Donato <i>et al</i> [159] 2001	Tan et Ng DTUNUC	FLIS, dans toute la galaxie	diffusion à deux zones	oui/oui	champ de force	oui
Moskalenko <i>et al</i> [160] 2001	pp : Tan et Ng pA : DTUNUC	FLIS, propagé	diffusion à 3 dimensions	oui/oui	état stationnaire de dérive	oui
ce travail	relation (2.17) relation (2.20)	FLIS, dans toute la galaxie	LBM	non/non	champ de force	oui

TAB. 5.2 – Résumé de calculs récents du flux d'antiprotons secondaires. FLIS signifie Flux Local Inter-Stellaire.

5.3.1 Les ingrédients du calcul

La modulation solaire

La détection des particules du RC a lieu dans le voisinage de la Terre, en ballon à 40 km d'altitude environ pour BESS ou à 370 km pour AMS-01 à bord de la navette. Il est alors indispensable de prendre en compte la modulation solaire. La modulation solaire est liée au vent solaire. Bien que négligeable pour les énergies qui nous intéressent, le flux de particules émises par le soleil, essentiellement des protons, des électrons et des noyaux d'hélium, constitue un vent sous forme de plasma. Les cycles d'activités du soleil, de l'ordre de 11 ans, au cours desquels le champ magnétique solaire s'inverse puis revient à sa configuration d'origine, ont des répercussions sur le vent solaire qui, à son tour, va modifier localement le spectre interstellaire (IS).

La méthode la plus simple pour tenir compte de ce phénomène est l'approximation du champ de force (force-field approximation) [161]. La prise en compte de la modulation revient à atténuer le flux interstellaire de particules de charge Z , tout en le décalant vers des énergies plus faibles. Le flux au niveau de la Terre Φ^{TOA} (TOA pour Top Of the Atmosphere) s'exprime en fonction du flux interstellaire Φ^{IS} (à la limite de l'héliosphère), pour une particule de masse A et de charge Z , par la relation :

$$\begin{aligned} \Phi^{TOA}(T^{TOA}) &= \left[\frac{p^{TOA}}{p^{IS}} \right]^2 \Phi^{IS}(T^{IS}) \\ T^{TOA} &= T^{IS} - Ze\phi/A, \end{aligned} \quad (5.17)$$

où T est toujours l'énergie cinétique par nucléon et p la quantité de mouvement par nucléon associée à T . ϕ est le paramètre de modulation solaire qui s'exprime en MV (MégaVolt). Il dépend de l'activité

solaire et varie entre environ 250 MV au minimum et 1500 MV au maximum. La modulation solaire a des effets notables sur les spectres en dessous de 10 GeV environ. Au dessus, le spectre n'est pas perturbé et on a donc directement le spectre IS. La détermination du paramètre de modulation ϕ reste délicate et le phénomène de modulation n'est pas compris dans tous ses détails. De plus comme il est souligné dans [153], il existe des signes d'une dépendance en charge de la modulation solaire, un proton et un antiproton n'auraient alors pas le même comportement dans l'héliosphère.

Le terme source $Q(T_{\bar{p}})$

Il contient toute l'information sur l'interaction entre les particules du rayonnement cosmique et les cibles que constituent les particules du gaz interstellaire (MIS). Il s'écrit comme une somme double :

$$Q(T_{\bar{p}}) = 2 \sum_j^{MIS} \sum_i^{RC} 4\pi n_j \int_{T_{seuil}}^{\infty} \frac{d\sigma^{i,j}}{dT_{\bar{p}}}(T_{\bar{p}}, T_i) \Phi_i(T_i) dT_i. \quad (5.18)$$

L'indice j correspond aux particules cibles du MIS. L'indice i indique les particules projectiles du RC. $\Phi_i(T_i)$ est le flux de RC de la particule i d'énergie cinétique par nucléon T_i et la quantité n_j (cm^{-3}) est la densité de la particule cible j du MIS. Le facteur 2 a été introduit pour prendre en compte la production de \bar{p} par la désintégration de \bar{n} . Dans la relation (5.18), l'intégration sur l'énergie du projectile va du seuil, $6m_p$, jusqu'à 10 TeV/n en énergie cinétique par nucléon. Le terme source sera calculé pour la gamme 0.1–100 GeV/n.

L'expression $(d\sigma^{i,j}/dT_{\bar{p}})(T_{\bar{p}}, T_i)$ est la section efficace différentielle de production de \bar{p} pour une interaction mettant en jeu le projectile i d'énergie cinétique T_i et la cible j au repos dans le référentiel galactique et produisant un \bar{p} d'énergie cinétique $T_{\bar{p}}$. Au chapitre 2, nous avons proposé une paramétrisation pour la production de \bar{p} dans les collisions $p + p, A$ (relation (2.17)) et une paramétrisation pour la production de \bar{p} dans les collisions $p + p$ (relation (2.20))³. Nous allons évidemment utiliser ces paramétrisations pour la production de \bar{p} . Ce sont les collisions pp qui vont contribuer le plus à la production de \bar{p} . Il faut cependant considérer les autres réactions du type pA et AA qui sont résumées dans le tableau 5.3. Nos paramétrisations (2.17) et (2.20) ne peuvent décrire la production de \bar{p} que dans les collisions pp et pA . Pour pouvoir prendre en compte les collisions AA , nous allons suivre Gaisser et Schaefer [162] en renormalisant la section efficace de production de \bar{p} dans la collision pp par le facteur

$$F_{A_1 A_2 \rightarrow \bar{p} X} = \frac{1.2(A_1 \sigma_r^{pA_1} + A_2 \sigma_r^{pA_2})}{2\sigma_r^{pp}}, \quad (5.19)$$

où $A_{1,2}$ est le nombre de masse du noyau projectile et cible et $\sigma_r^{pA_{1,2}}$ et σ_r^{pp} les sections efficaces de réactions. Le facteur 1.2 a été rajouté par Moskalenko *et al* [160] pour être compatible avec les calculs de Simon *et al* [153].

³Le passage entre la section efficace différentielle qui figure dans (5.18) et la section inclusive et invariante s'effectue grâce à l'intégration suivante sur le domaine angulaire :

$$\frac{d\sigma}{dT} = 2\pi \int p \left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right) \sin\theta d\theta.$$

Pour les \bar{p} , nous aurons $dT_{\bar{p}} = dE_{\bar{p}}$. Par contre, pour des \bar{d} , nous aurons $2dT_{\bar{d}} = dE_{\bar{d}}$ puisque l'on travaille en énergie

cible	projectile
p	p
p	He
He	He
CNO	p
p	CNO

TAB. 5.3 – Réactions prises en compte pour la production de \bar{p} .

Le flux local interstellaire $\Phi_i(T_i)$

D'après la relation (5.18), nous voyons que le flux absolu de \bar{p} dépend directement du flux de RC primaire $\Phi_i(T_i)$. Dans ce contexte, les flux individuels incidents les plus importants sont ceux de protons et d'héliums. Une incertitude sur la connaissance de ces derniers va entraîner automatiquement une incertitude sur le calcul du spectre de \bar{p} . Heureusement, de nombreuses expériences ont permis, depuis plus de 10 ans, de bien contraindre ces flux primaires et de réduire de façon drastique l'incertitude sur leur connaissance, en particulier les expériences BESS [163] et AMS-01 [28]. Ces deux expériences ont donné des résultats totalement compatibles [159]. On peut considérer à présent que les flux primaires sont bien connus et ne représentent plus une source d'incertitude notable. Nous avons choisi de prendre les valeurs des flux primaires obtenues par AMS-01 au cours de son vol de 1998 [28] dont les résultats sont présentés sur la figure 5.2.

Au dessus de 10 GeV, la modulation solaire n'est plus présente et les mesures expérimentales nous donnent directement accès aux flux IS. La partie haute énergie du flux de proton et du flux d'hélium mesurés par AMS-01 a été paramétrisée de la manière suivante [28] :

$$\Phi_p^{IS}(\text{cm}^{-2}(\text{GV})^{-1}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}) = 1.7R^{-2.78}, \quad (5.20)$$

$$\Phi_{He}^{IS}(\text{cm}^{-2}(\text{GV})^{-1}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}) = 0.126R^{-2.74}. \quad (5.21)$$

où R est la rigidité (p/Z), exprimée en GV, des particules considérées dans le repère de la galaxie. Comme nous travaillons toujours en unité d'énergie cinétique par nucléon, il faut transformer ces expressions qui deviennent ⁴ :

$$\Phi_p^{IS}(\text{cm}^{-2}(\text{GeV}/n)^{-1}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}) = \frac{1.7}{\beta} \left(\sqrt{T^2 + 2m_p T} \right)^{-2.78}, \quad (5.22)$$

$$\Phi_{He}^{IS}(\text{cm}^{-2}(\text{GeV}/n)^{-1}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}) = \frac{4 \cdot 0.126}{2 \cdot \beta} \left(\frac{4}{2} \sqrt{T^2 + 2m_p T} \right)^{-2.74}, \quad (5.23)$$

où T est l'énergie cinétique par nucléon (en GeV/n) et m_p la masse du proton. Sur la figure 5.2, il s'agit des flux par énergie cinétique totale (en MeV) (et non par nucléon) en fonction de l'énergie cinétique totale (en GeV). Il faut souligner que le flux de RC primaire mesuré près de la Terre est supposé être le même que celui qui règne dans toute la galaxie.

cinétique par nucléon et ainsi de suite.

⁴On utilise $\frac{d\Phi}{dT} = \frac{A}{Z\beta} \frac{d\Phi}{dR}$ et $R = \frac{A}{Z} \sqrt{T^2 + 2m_p T}$ où $\beta = \frac{v}{c}$ est la vitesse de la particule.

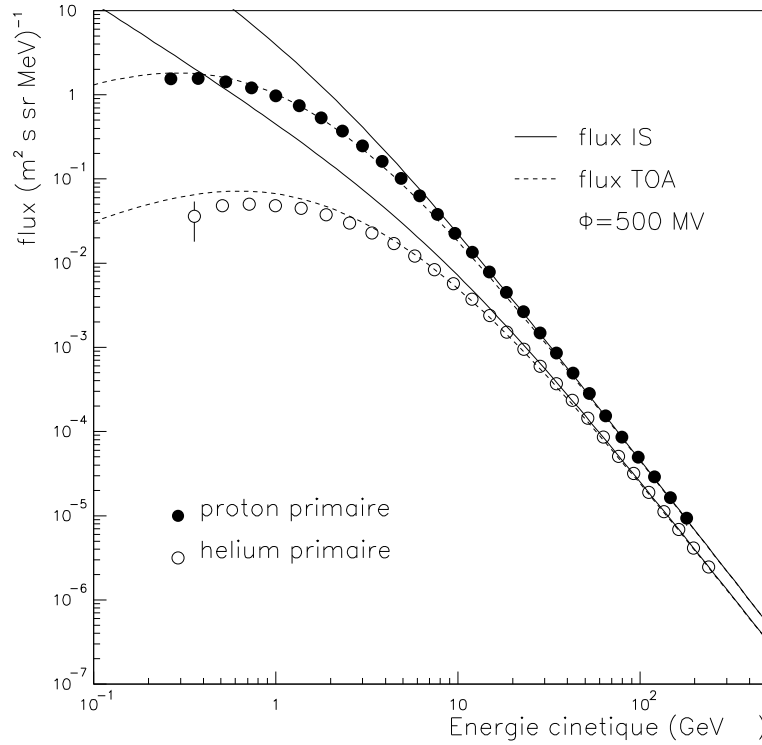


FIG. 5.2 – Flux primaire interstellaire de protons (points-noirs) et d'hélium (points-ouverts) mesuré par AMS-01 [28] en fonction de l'énergie cinétique totale. La ligne noire représente le flux IS et la ligne tiretée ce flux modulé avec $\phi = 500$ MV.

Les vols d'AMS-01 et aussi de BESS95-97 ont eu lieu durant une période d'activité solaire minimale. La modulation solaire pour ces expériences est en général prise par les auteurs à $\phi = 500$ MV. Pour vérifier cette valeur, il suffit d'appliquer les relations (5.30) de l'approximation du champ de force aux flux (5.22) et (5.23). Le résultat est illustré sur la figure 5.2. Le flux modulé avec $\phi = 500$ MV (ligne tiretée) reproduit bien les flux mesurés même si à basse énergie le flux d'hélium est un peu surestimé (ce dernier est mieux reproduit si l'on module avec $\phi = 550$ MV mais dans ce cas, le flux de protons l'est moins bien). Il faut garder en mémoire que cette valeur de la modulation solaire n'est qu'un simple ajustement et que sa détermination exacte est une chose délicate. Certains auteurs, en particulier Bottino *et al* [155], trouvent une modulation solaire plus faible, $\phi = 370$ MV pour BESS95-97 et $\phi = 340$ MV pour AMS-01. La figure 5.3 montre l'évolution du paramètre ϕ (noté Δ sur la figure) au cours des années tel qu'il a été déterminé par Bottino *et al*. Selon la manière dont la partie IS des flux de RC primaire a été paramétrisée, il est possible de reproduire les flux TOA avec des valeurs de modulation solaire différente.

Comme l'on souhaite prendre en compte la réaction $CNO + p \longrightarrow \bar{p} + X$ dans le terme source (5.18), il faut connaître le flux primaire de C, N et O . Pour cela, nous allons suivre Gaisser *et al* [162]. Le rapport entre le flux d'un noyau donné et le flux de protons dans le RC est relativement constant au dessus de quelques GeV par nucléon, domaine important pour la production de \bar{p} . Le flux incident d'une espèce donnée du RC peut s'écrire approximativement comme étant proportionnelle au flux de

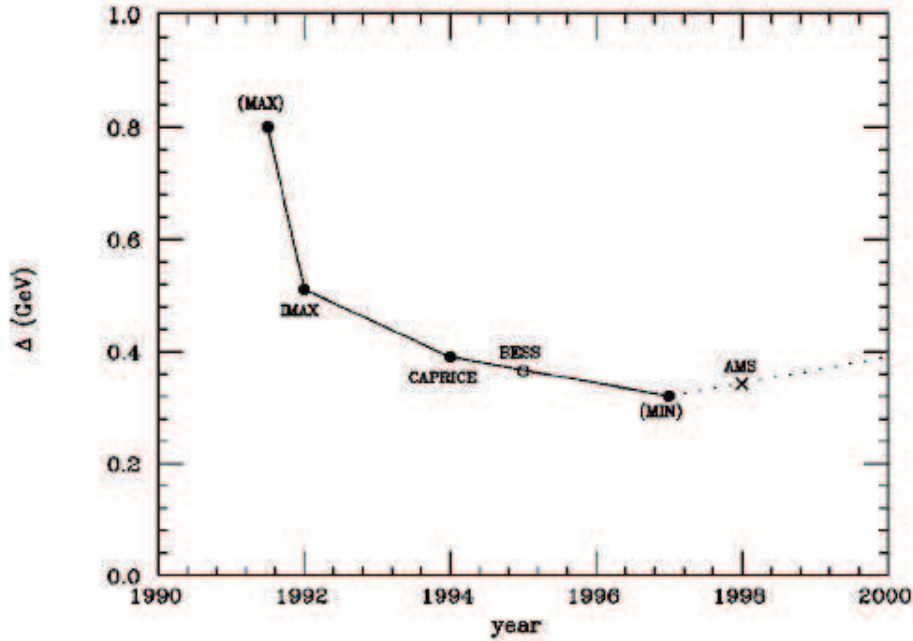


FIG. 5.3 – Evolution du paramètre ϕ (noté Δ sur la figure) en fonction des années, d'après Bottino *et al* [155].

protons incidents pour une énergie cinétique par nucléon donnée :

$$\Phi_i(T_i) = \left[\frac{n_i(T_i)}{n_p(T_p)} \right]_{RC} \Phi_p(T_p). \quad (5.24)$$

L'indice RC indique qu'il s'agit des abondances dans le RC et non dans le MIS. Dans [162], on trouve $n_C/n_p = 1.2 \times 10^{-3}$, $n_N/n_p = 3.2 \times 10^{-4}$ et $n_O/n_p = 1.0 \times 10^{-3}$.

La distance d'échappement $\lambda_{esc}(T_{\bar{A}})$

Un ingrédient très controversé qui intervient dans la relation (5.18) est la quantité de matière traversée par la particule avant qu'elle ne s'échappe de la galaxie, $\lambda_{esc}(T_{\bar{A}})$, noté PLD (Path-Length Distribution). Rappelons que le PLD est généralement obtenu par la mesure du rapport entre noyau primaire et secondaire du RC (c'est-à-dire B/C , ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ et sous- Fe/Fe). Un grand nombre de groupes ont déterminé de façon indépendante le PLD dans le cadre du LBM. Une compilation des PLD publiés avant 1990 est donnée dans [162]. La figure 5.4, issue de [153], regroupe des PLD publiés plus récemment (celui de Garcia-Munoz *et al* (1987) est compatible avec les mesures plus récentes).

On constate qu'il existe des différences notables entre les PLD, en particulier à basse énergie. Nous prendrons comme PLD de référence celui de Webber *et al* [164] puisqu'il s'agit d'un PLD assez récent et qu'il est au milieu de la gamme possible des PLD ⁵. Il faut garder à l'esprit qu'un choix différent du PLD va changer globalement la normalisation du flux d'antiprotons que nous allons obtenir. L'objectif

⁵La difficulté dans le choix du PLD, c'est que pratiquement chaque année, une nouvelle estimation est publiée.

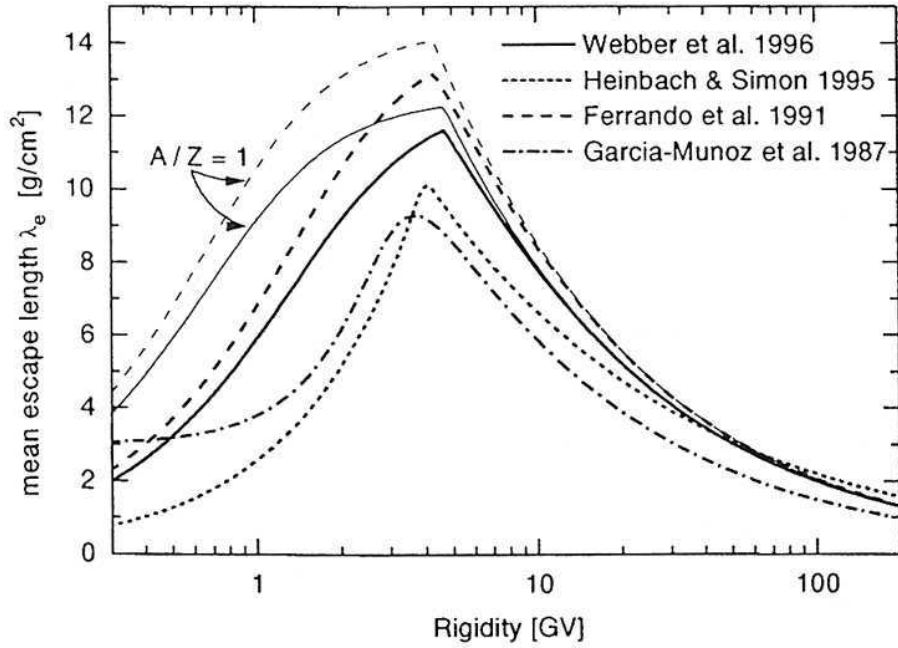


FIG. 5.4 – Les quatre lignes en traits épais correspondent aux PLD de Webber *et al* [164], Heinbach et Simon [165], Ferrando *et al* [165] et Garcia-Munoz *et al* [166]. Ces PLD sont obtenus à partir de la mesure du rapport secondaire/primaire pour des noyaux du RC et pour $A/Z \approx 2$. Les deux lignes les plus hautes en traits fins sont les PLD dérivés de Webber *et al* [164] et Ferrando *et al* [167] pour $A/Z = 1$ (voir texte).

de ce travail n'est pas de discuter l'incertitude sur la valeur du PLD, c'est pourquoi il suffira de s'assurer que notre choix du PLD donne des résultats cohérents pour notre détermination du flux d'antiprotons par comparaison avec les travaux antérieurs. Nous garderons ensuite la même valeur du PLD pour le calcul des autres flux d'antinoyaux légers.

Dans [153], Simon *et al* ont fait remarquer que les PLD sont obtenus à partir de noyaux du RC tels que $A/Z \approx 2$. Si le PLD ne dépend que de la rigidité, les quatre PLD en traits épais de la figure 5.4 (obtenus pour $A/Z \approx 2$) s'appliquent directement au cas des antiprotons. Le PLD de Webber *et al* dépend de la vitesse à cause de la présence de β . Pour une même rigidité, un noyau plus léger a une vitesse plus rapide qu'un noyau plus lourd. Si l'on considère un noyau de masse A et de charge Z avec une rigidité R , sa vitesse est :

$$\beta = \frac{(A/Z)^{-1}R}{\sqrt{(A/Z)^{-2}R^2 + m_p^2}}, \quad (5.25)$$

où m_p est la masse du proton. Si l'on prend $A/Z = 1$ dans cette relation, le PLD de Webber *et al* et celui de Ferrando *et al* sont modifiés de façon notable, en particulier à basse énergie, et on obtient les lignes en traits fins sur la figure 5.4. La quantité de matière traversée par les antiprotons va augmenter à basse énergie.

Le terme de diffusion inélastique non-annihilante $Q^{ina}(T_{\bar{p}})$

Une fois que l'antiproton a été produit, il va interagir avec le MIS, essentiellement des protons et des noyaux d'hélium. Si l'on se réfère au tableau 4.1 du chapitre 4 et en ne prenant pas en compte le processus d'échange de charge qui est faible, nous avons trois processus principaux :

- La diffusion élastique (σ_{el}). La section efficace pour cette réaction est très piquée vers l'avant, le moment transféré est très faible. L'antiproton n'est pratiquement pas perturbé par cette réaction et va survivre avec presque la même énergie cinétique. Finalement la diffusion élastique change très peu la situation cinématique de départ.
- L'annihilation (σ_a). Dans ce processus dominant à basse énergie, l'antiproton disparaît dans l'état final.
- La diffusion inélastique (σ_{in}). Dans ce processus l'antiproton survit mais il cède une partie significative de son énergie, soit pour exciter la cible, résonances (N^* , Δ , états nucléaires), soit pour créer d'autres particules.

Ce dernier processus est particulièrement intéressant puisqu'il va modifier le spectre de \bar{p} en peuplant la partie basse énergie. Ce processus a été introduit pour la première fois par Tan et Ng [82]. Avant cela, les calculs donnaient à basse énergie un flux de \bar{p} secondaires plus bas que les données expérimentales, ce qui laissait espérer la présence d'une composante exotique dans cette gamme d'énergie. L'introduction du terme de diffusion inélastique non-annihilante semble avoir fermé cette fenêtre.

Avant d'aller plus loin, il faut faire un point sur les notations des sections efficaces que nous avons employées (tableau 4.1) et celles utilisées dans la littérature. La section efficace de réaction, $\sigma_r = \sigma_a + \sigma_{in}$ (en négligeant σ_{ceex}) est en général notée comme la section efficace de diffusion inélastique. Cela provient du fait que dans le cas d'interaction matière-matière, l'annihilation n'existe pas et $\sigma_r = \sigma_{in}$. La section efficace de diffusion inélastique, telle que nous l'avons définie, correspond, dans cette problématique, à ce que l'on appelle la section efficace de diffusion inélastique non-annihilante notée $\sigma_{ina} = \sigma_{in} = \sigma_r - \sigma_a$. Nous garderons cette notation par la suite.

Nous allons considérer pour l'instant que le MIS est constitué uniquement de protons. Le terme de diffusion inélastique non-annihilante $Q^{ina}(T_{\bar{p}})$ s'écrit :

$$Q^{ina}(T_{\bar{p}}) = 2n_p 4\pi \left[\int_{T_{\bar{p}}}^{\infty} \frac{d\sigma^{\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X}}{dT_{\bar{p}}} (T'_{\bar{p}}, T_{\bar{p}}) \Phi_{\bar{p}}(T'_{\bar{p}}) dT'_{\bar{p}} - \sigma_{ina}^{\bar{p}p}(T_{\bar{p}}) \Phi_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}) \right]. \quad (5.26)$$

n_p est la densité de protons du MIS en cm^{-3} . $d\sigma^{\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X} / dT_{\bar{p}}(T'_{\bar{p}}, T_{\bar{p}})$ est la section efficace différentielle de diffusion inélastique non-annihilante pour qu'un \bar{p} incident d'énergie $T'_{\bar{p}}$ émerge de sa collision sur le MIS avec une énergie $T_{\bar{p}} < T'_{\bar{p}}$. Le premier terme de (5.26) est la somme sur toutes les collisions qui vont aboutir à un \bar{p} d'énergie finale $T_{\bar{p}}$. Il convient ensuite de retirer de la population de \bar{p} à l'énergie $T_{\bar{p}}$ ceux qui vont faire une interaction de diffusion inélastique non-annihilante. Le facteur 2 provient de la prise en compte des antineutrons.

Pour déterminer $\sigma_{ina}^{\bar{p}p} = \sigma_r^{\bar{p}p} - \sigma_a^{\bar{p}p}$, nous allons utiliser les paramétrisations de $\sigma_r^{\bar{p}p}$ et $\sigma_a^{\bar{p}p}$ proposées par Tan et Ng [82], construites à partir des données expérimentales et largement utilisées dans la

littérature. La section efficace de réaction s'écrit :

$$\sigma_r^{\bar{p}p} = 24.7 [1 + 0.584T_{\bar{p}}^{-0.115} + 0.856T_{\bar{p}}^{-0.566}] \text{ (mb) pour } T_{\bar{p}} \geq 0.05 \text{ GeV.} \quad (5.27)$$

$T_{\bar{p}}$ est toujours l'énergie cinétique exprimée en GeV. La section efficace d'annihilation s'écrit :

$$\sigma_a^{\bar{p}p} = 661 [1 + 0.0115T_{\bar{p}}^{-0.774} - 0.948T_{\bar{p}}^{-0.0151}] \text{ (mb) pour } 0.1 \leq T_{\bar{p}} < 12 \text{ GeV.} \quad (5.28)$$

Pour $T_{\bar{p}} \geq 12 \text{ GeV}$, $\sigma_a^{\bar{p}p}$ devient très faible et $\sigma_{ina}^{\bar{p}p} = \sigma_r^{\bar{p}p}$. De plus, $\sigma_r^{\bar{p}p}$ devient très proche de la section efficace de réaction σ_r^{pp} . Nous prendrons donc à haute énergie comme il est d'usage

$$\sigma_{ina}^{\bar{p}p} \equiv \sigma_r^{pp}. \quad (5.29)$$

Tan et Ng proposent aussi une paramétrisation pour σ_r^{pp} , que nous avons utilisée, et qui est donnée par :

$$\begin{aligned} \sigma_r^{pp} &= f(E_p) = 32.2 [1 + 0.0273U - 0.01U^2\theta(U)] \text{ (mb) pour } T_{\bar{p}} \geq 3 \text{ GeV} \\ \sigma_r^{pp} &= f(E_p) / [1 + 2.62 \times 10^{-3}T_{\bar{p}}^{-C_p}] \text{ (mb) pour } 0.3 \leq T_{\bar{p}} < 3 \text{ GeV,} \end{aligned} \quad (5.30)$$

où $U(E_p) = \ln(E_p/200)$ et $C(T_p) = 17.9 + 13.8 \ln T_p + 4.41 \ln^2 T_p$. $\theta(U)$ est la fonction échelon d'Heaviside.

Il est plus délicat de déterminer la distribution en énergie de \bar{p} après qu'il ait subi une interaction de diffusion inélastique non-annihilante, c'est-à-dire la section efficace différentielle $d\sigma_{ina}^{\bar{p}p}/dT_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}', T_{\bar{p}})$. Cette dernière n'a pratiquement pas été étudiée expérimentalement. Nous n'avons trouvé qu'un seul article où cette réaction a été partiellement regardée, celui de Brenner *et al* [168], et pour des quantités de mouvement comprises entre 100 et 175 GeV/c alors que le domaine d'énergie utile pour nous démarre à quelques GeV comme nous le verrons. De plus, les auteurs de [168] ne donnent pas de paramétrisation que l'on pourrait facilement utiliser. On pourrait (et on devrait) envisager de faire une étude similaire à celle menée pour paramétriser la réaction $pp \rightarrow \bar{p}X$ au chapitre 2 mais avec seulement quelques points expérimentaux et dans un domaine d'énergie peu approprié, cela s'avère délicat. Par méconnaissance de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X$ et depuis Tan et Ng [82], les auteurs supposent que le \bar{p} émergent suit la même distribution en énergie qu'un proton émergent lors d'une réaction inélastique $pp \rightarrow pX$. Il s'agit du choix le plus raisonnable en l'absence d'informations plus précises. Pour la distribution en énergie du proton, Tan et Ng utilisent l'approximation suivante, reprise depuis par tous les auteurs :

$$\frac{dN_p}{dE_p}(E_p', E_p) = \frac{1}{T_p'}. \quad (5.31)$$

Il s'agit d'une distribution plate puisque qu'elle ne dépend que de l'énergie du proton incident mais pas de l'énergie du proton qui émerge. Dans ce cas, la section efficace différentielle de diffusion inélastique non-annihilante devient :

$$\frac{d\sigma^{\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X}}{dT_{\bar{p}}} = \frac{\sigma_{ina}^{\bar{p}p}}{T_p'}. \quad (5.32)$$

Lorsque nous utiliserons cette section efficace, nous noterons $Q_{1/T}^{ina}$ le terme de diffusion inélastique non-annihilante correspondant dans l'équation (5.15). Dans [82], Tan et Ng donnent des références

pour justifier la relation (5.31) à partir de divers modèles phénoménologiques. Nous avons préféré nous appuyer sur les études expérimentales de la réaction $pp \rightarrow pX$ où le spectre en énergie du proton émergent a été mesuré.

Ce sont les \bar{p} appartenant à la gamme d'énergie cinétique comprise approximativement entre 1 GeV et 5 GeV, où le flux de \bar{p} est maximum, qui vont contribuer le plus au terme $Q^{ina}(T_{\bar{p}})$ en peuplant la partie basse énergie du spectre. Il faut donc trouver des données expérimentales pour la réaction inclusive $pp \rightarrow pX$ dans cette gamme d'énergie. La plupart des expériences ont été effectuées pour des énergies supérieures à 10 GeV. Toutefois, Abolins *et al* [169] ont étudié le spectre du proton émergent pour une quantité de mouvement du proton incident de 6 GeV/c (nous n'avons pas trouvé de données à plus basse énergie). Ils ont mesuré $d^2\sigma/dpd\Omega$ et ont observé que dans le c.m., $d^2\sigma/dp_{\perp}^* dp_{\parallel}^*$ est largement indépendante de p_{\parallel} à p_{\perp} fixé. Les mêmes conclusions ont été obtenues par Anderson *et al* [170] mais pour des quantités de mouvement incidentes de 10, 20 et 30 GeV/c. Ils ont en outre proposé une paramétrisation pour la section efficace différentielle dans le référentiel du laboratoire :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right)^{Anderson} = \frac{p_p^2}{2\pi p_{\perp}} \frac{\gamma(E - \beta p \cos\theta)}{E} 610 p_{\perp}^2 e\left(-\frac{p_{\perp}}{0.166}\right). \quad (5.33)$$

γ et β sont les facteurs usuels de la transformée de Lorentz. Puisque les données de Anderson et de Abolins décrivent la même physique, nous allons utiliser la relation (5.33) pour décrire la réaction $pp \rightarrow pX$. Notre section efficace différentielle de diffusion inélastique non-annihilante de \bar{p} va s'écrire :

$$\frac{d\sigma_{ina}^{\bar{p}p}}{dT_{\bar{p}}} = \frac{\sigma_{ina}^{\bar{p}p}}{\sigma_r^{\bar{p}p}} \frac{E_{\bar{p}}}{p_{\bar{p}}} 2\pi \int \left(\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right)^{Anderson} (-d \cos\theta). \quad (5.34)$$

où le facteur de normalisation, $\sigma_{ina}^{\bar{p}p}/\sigma_r^{\bar{p}p}$ permet de passer de la réaction $pp \rightarrow pX$ à la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X$. Lorsque nous utiliserons cette section efficace, nous noterons Q_{exp}^{ina} (pour expérimentale) le terme de diffusion inélastique non-annihilante correspondant dans l'équation (5.15).

La figure 5.5 illustre la différence de comportement entre la relation (5.32) et la relation (5.34). Pour un \bar{p} d'énergie cinétique initiale T_i , avec la relation (5.32), l'énergie cinétique finale de \bar{p} , T_f va être distribuée de manière uniforme dans la gamme d'énergie $[0-T_i]$. Avec la relation (5.34), ce sont les basses énergies qui seront favorisées. De plus, quand T_i augmente, la section efficace (5.32) diminue alors que la section efficace (5.34) augmente.

La relation (5.33) est valable jusqu'à une énergie de 30 GeV/c ce qui est largement suffisant puisqu'à cette énergie, le flux de \bar{p} est déjà très faible et le terme Q^{ina} sera quasi nul. A haute énergie la distribution en énergie du proton après avoir subi une réaction inélastique est assez bien connue; il existe des données expérimentales sur la mesure inclusive de la réaction $pp \rightarrow pX$. Dans le domaine qui nous intéresse, centré sur une énergie cinétique de 1-2 GeV, cela est moins vrai, les données de Abolins correspondent à une énergie cinétique de 5 GeV, ce qui est déjà un peu haut. N'oublions pas non plus que les auteurs supposent tous que la distribution en énergie du \bar{p} est la même que celle de p (même si elles doivent être très proches).

Nous n'avons pas encore considéré la présence d'hélium dans le MIS avec lesquels les antiprotons vont aussi interagir. Pour les incorporer dans le terme de diffusion inélastique non-annihilante, nous

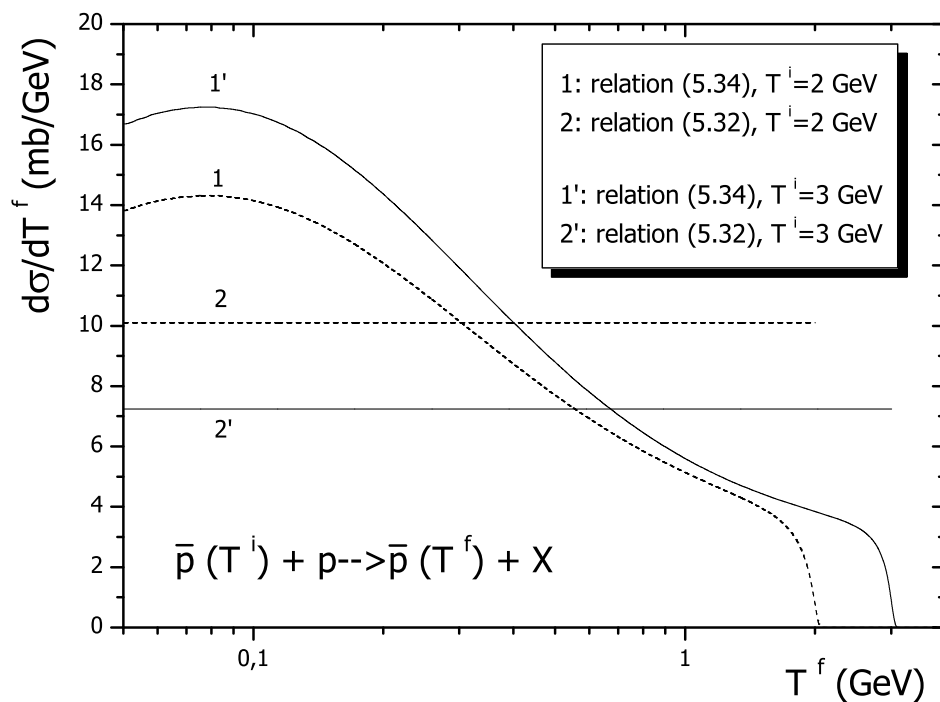


FIG. 5.5 – Section efficace différentielle de diffusion inélastique non-annihilante pour qu'un \bar{p} d'énergie cinétique initiale T_i émerge de sa collision avec un p avec une énergie cinétique finale T_f .

allons suivre Donato *et al* [159] en effectuant dans la relation (5.30) la substitution suivante pour la densité de p dans le MIS :

$$n_p \longleftrightarrow n_p + 4^{2/3} n_{He} \quad (5.35)$$

Il s'agit simplement d'un facteur géométrique supplémentaire.

5.3.2 Résultats

Pour obtenir le flux IS d'antiprotons secondaires, nous avons dû résoudre de façon itérative l'équation (5.15) en utilisant les ingrédients présentés dans la section précédente.

Il est important de signaler que dans l'équation (5.15) nous n'avons pas pris en compte les processus de perte d'énergie (par ionisation sur la matière neutre et par interaction coulombienne sur la matière ionisée) ainsi que les processus de réaccélération dans les turbulences du champ magnétique. Ces effets ont pour conséquences d'aplanir globalement la forme du flux et de peupler la partie basse énergie du flux, principalement pour ce dernier effet à cause des processus de perte d'énergie. Dans une première approximation, ces effets ne seront pas très importants. C'est le processus de diffusion inélastique non-annihilante qui va essentiellement contribuer à peupler la partie basse énergie. Contrairement à l'estimation plus réaliste de [159], où les processus précédemment discutés ont été considérés, on doit s'attendre à avoir un flux moins lisse.

Contribution des différents termes sources.

Sur la figure 5.6, nous avons tracé la contribution de chaque réaction, indiquée dans le tableau 5.3, au flux d'antiprotons IS. La contribution tertiaire Q^{ina} n'a pas encore été prise en compte. La ligne 1 représente le flux total lorsque pour la production de \bar{p} dans la collision pp nous avons pris la paramétrisation 2.17 pour $A = 1$. La ligne 2 représente la même situation mais avec la paramétrisation (2.20). La différence entre les deux lignes, au maximum du spectre, est de 24%. Ceci illustre la différence entre les deux paramétrisations sur la production de \bar{p} obtenue au chapitre 2.

Si l'on se réfère à la ligne 2, la réaction pp contribue pour 56% à la production de \bar{p} , la réaction pHe pour 24%, la réaction $He p$ pour 12% et la réaction $HeHe$ pour 6%. Les réactions avec CNO contribuent pour 2% environ ⁶. L'ensemble des réactions, à l'exception de pp , contribue pour presque la moitié au flux de \bar{p} , il est donc indispensable de les considérer.

Sur la figure 5.7, nous avons tracé le flux IS de \bar{p} lorsque seule la réaction pp est prise en compte. L'objectif est d'illustrer la différence dans le flux de \bar{p} résultats des choix suivants pour la paramétrisation de la section efficace de production : Tan et Ng [52] (ligne tiretée), la relation (2.17) pour $A = 1$ (ligne pointillée) et relation (2.20) (ligne continue). Sauf à basse énergie, on trouve des résultats assez proches. Au maximum du flux, la différence entre la paramétrisation de Tan et Ng et la paramétrisation (2.17) (avec $A = 1$) est d'environ 23 %. La différence entre la paramétrisation de Tan et Ng et la paramétrisation (2.20) est d'environ 14 %. La différence devient plus marquée à basse énergie. Cela n'est pas très surprenant. En effet, comme on l'a déjà noté au chapitre 2, dans les expériences inclusives, les \bar{p} avec une quantité de mouvement inférieure au GeV/c (0.4 GeV en énergie cinétique) sont rarement détectés. Ainsi, la région où les \bar{p} sont émis avec une faible quantité de mouvement est mal contrainte. Dans nos paramétrisations, on a supposé une symétrie avant-arrière dans la production.

Le peuplement à basse énergie, terme de diffusion inélastique non-annihilante.

La figure 5.8 illustre l'importance du terme de diffusion inélastique non-annihilante Q^{ina} qui a pour effet de peupler la partie basse énergie du spectre et ainsi d'aplanir globalement le spectre en dessous de 1 GeV environ. La ligne tiretée correspond au cas où ce dernier n'a pas été considéré et la ligne continue au cas où il a été pris en compte. Dans ce dernier cas, la section efficace différentielle de diffusion inélastique non-annihilante (redistribution en énergie) est donnée par la relation (5.34) (relation de Anderson *et al*).

Les lignes A et B indiquent la contribution du terme respectivement $Q_{1/T}^{ina}$ seul et Q_{exp}^{ina} seul. Rappelons que pour la ligne B, la section efficace différentielle de diffusion inélastique non-annihilante est toujours donnée par la relation (5.34) (relation de Anderson *et al*). Dans le cas de la ligne A, elle est donnée par la relation usuelle en $1/T_f$, relation (5.32). La différence entre les lignes A et B devient notable en dessous de 1 GeV (un facteur 2 environ). Notre manière de considérer la diffusion inélastique non-annihilante (Q_{exp}^{ina}) conduit à un peuplement plus important à très basse énergie et à un spectre plus plat que dans le cas habituel. Ce résultat reflète la différence entre les sections efficaces correspondantes (voir figure 5.5). Cette différence met en évidence la méconnaissance de la réaction inclusive

⁶Nous avons négligé les collisions $He - CNO$ et $CNO - He$

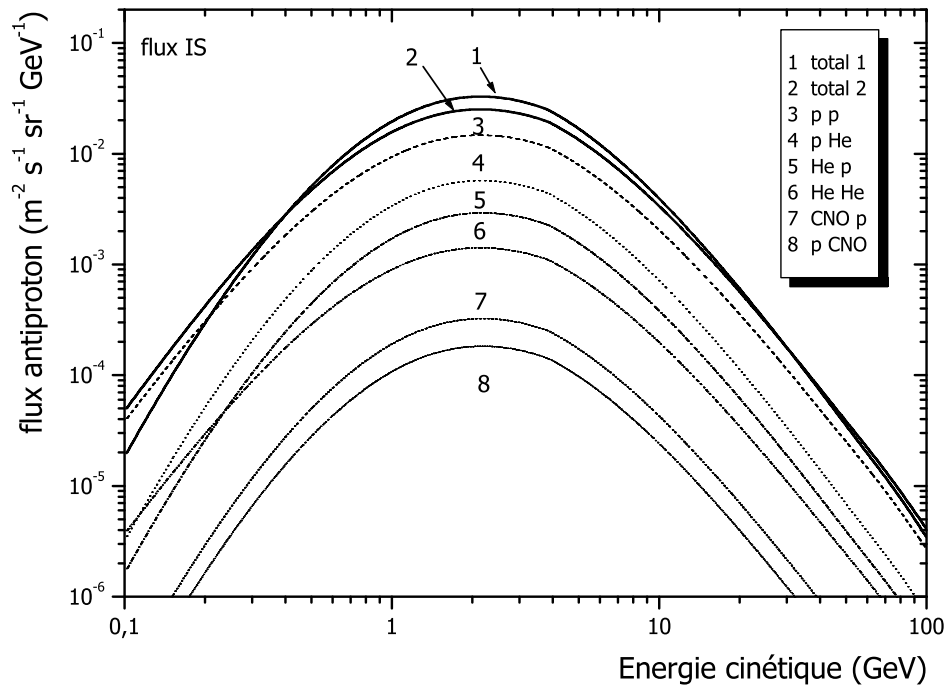


FIG. 5.6 – Contribution des différentes réactions entre les particules du RC et les cibles du MIS dans le flux de \bar{p} secondaires (voir texte).

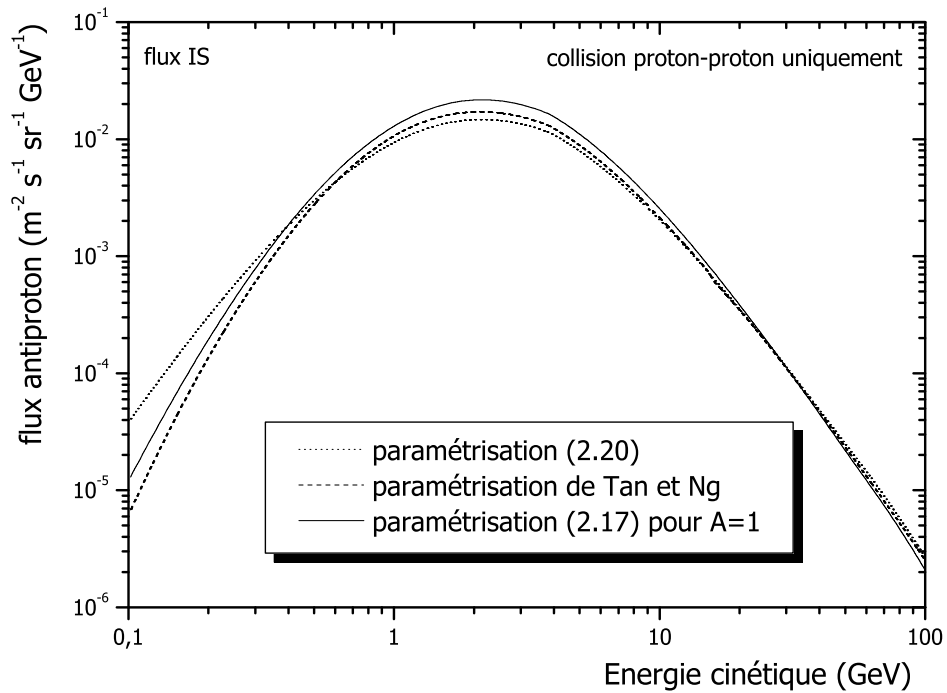


FIG. 5.7 – Comparaison de la contribution de la collision pp au flux de \bar{p} pour différentes paramétrisations de la section efficace de production.

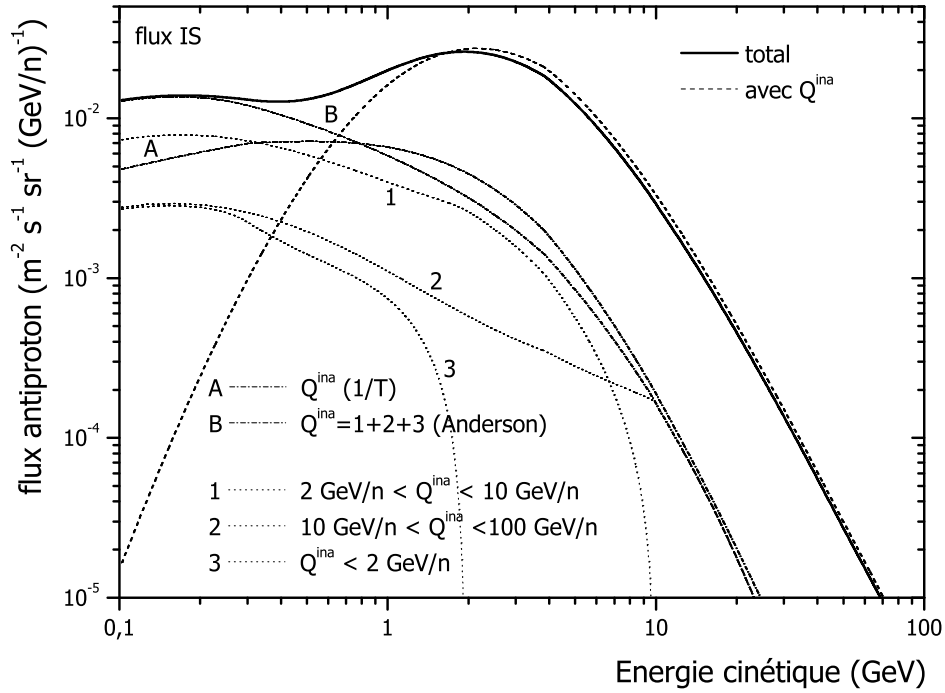


FIG. 5.8 – Flux de \bar{p} secondaires avec la prise en compte du terme tertiaire de diffusion inélastique non-annihilante, Q^{ina} . La contribution de différents domaines d'énergie au terme Q^{ina} a été tracée. Pour la production de \bar{p} dans la collision pp , nous avons pris la paramétrisation (2.20). Voir le texte pour plus de détails.

$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X$ qui n'a pratiquement pas été étudiée expérimentalement. Ceci illustre une fois de plus qu'une connaissance précise des processus nucléaires dans la physique du RC est indispensable.

Les lignes 1, 2 et 3 montrent quelle gamme d'énergie du flux à l'équilibre contribue le plus au peuplement à basse énergie. C'est la partie comprise entre 2 GeV et 10 GeV qui peuple majoritairement le spectre à basse énergie.

Comparaison avec les travaux antérieurs.

Sur la figure 5.9, nous avons comparé nos résultats (lignes continues) avec d'autres calculs récents (voir tableau 5.2).

La ligne supérieure continue correspond à la situation où pour la production de \bar{p} dans la collision pp , nous avons pris la paramétrisation 2.17 avec $A = 1$ et la ligne inférieure au cas où nous avons pris la paramétrisation 2.20. La bande que l'on obtient indique le domaine d'incertitude sur les sections efficaces de production d'antiprotons données par les paramétrisations présentées au chapitre 2. En ce qui concerne la diffusion inélastique non-annihilante, c'est le terme $Q_{1/T}^{ina}$ qui a été utilisé comme pour les autres calculs présentés sur la figure 5.9.

Nos résultats sont assez proches de celui de Gaisser *et al* qui est le calcul dans le cadre du LBM le plus récent. On retrouve le même ordre de grandeur que le calcul plus réaliste de Donato *et al* mais

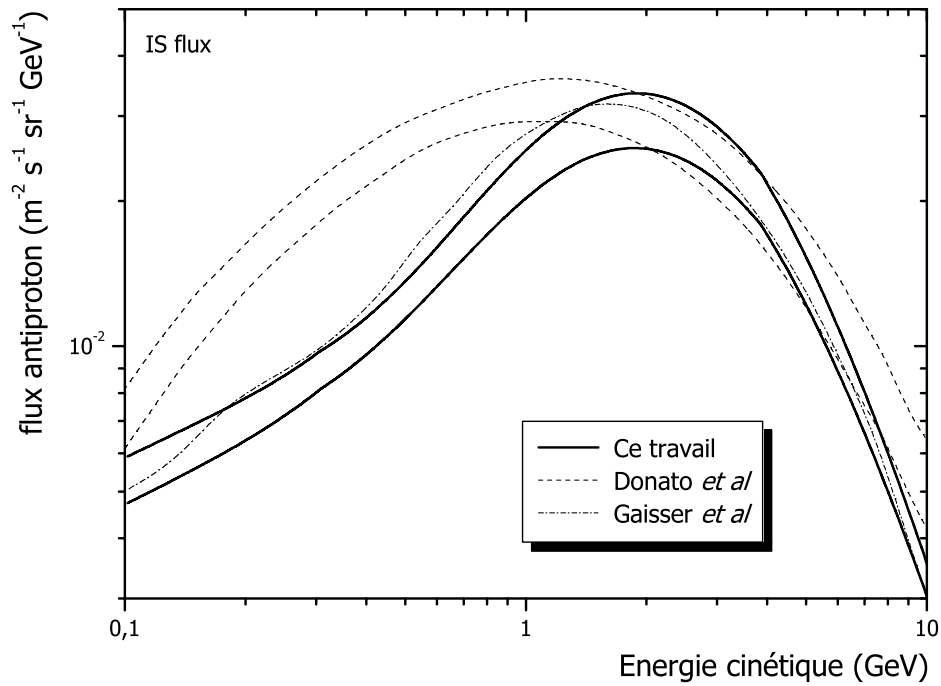


FIG. 5.9 – Comparaison de ce travail (lignes continues) avec les résultats récents d'autres auteurs : lignes tiretées, Donato *et al* [159] et ligne tiretée-pointillée, Gaisser *et al* [158]. Les résultats de Donato *et al* sont très similaires à ceux de Moskalenko *et al*, c'est pourquoi ces derniers ne sont pas reportés sur la figure. Pour le terme Q^{ina} , nous avons pris la section efficace usuelle en $1/T_f$ (5.32).

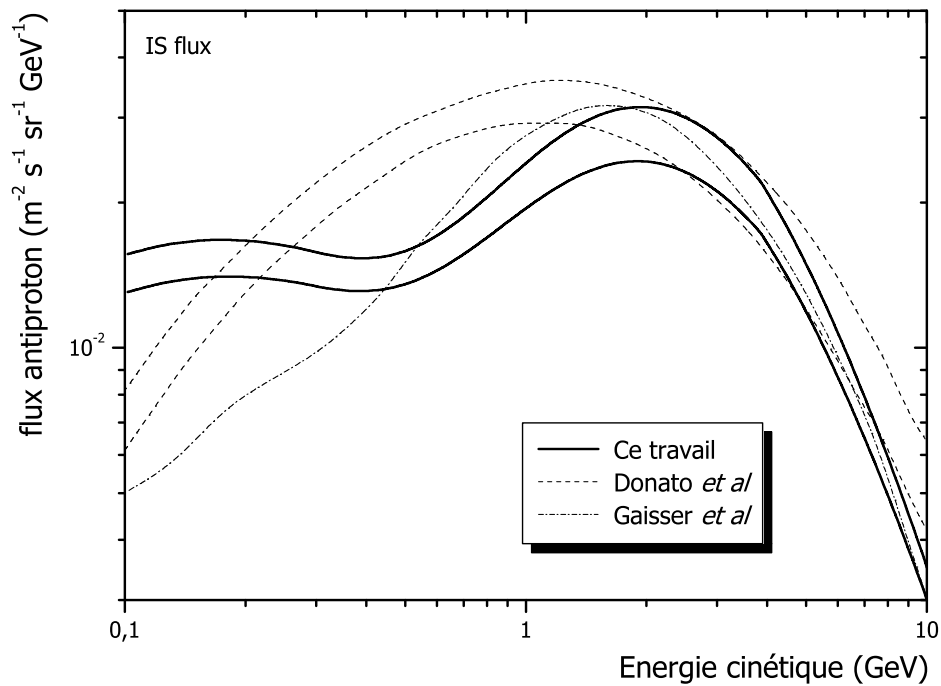


FIG. 5.10 – Il s'agit de la même situation que précédemment mis à part que pour le terme Q^{ina} , nous avons pris la section efficace de Anderson *et al* (5.34).

avec une forme du spectre assez différente en particulier en dessous de 1 GeV où leur flux est plus important que le nôtre. Comme on l'a déjà remarqué, les processus de pertes d'énergie par ionisation et de réaccélération dans les turbulences du champ magnétique (pris en compte par Donato *et al*) ont tendance à lisser le flux. Nous n'avons pas considéré ces effets dans notre calcul.

Cependant, il est probable que cette différence à basse énergie provienne principalement de valeurs distinctes pour la section efficace de production de \bar{p} . Pour les collisions pp , Donato *et al* ont utilisé la paramétrisation de Tan et Ng et pour les collisions pA , le générateur d'événements Monte-Carlo DTUNUC [159]. Sur la figure 5.11, nous avons comparé nos termes sources de production de \bar{p} avec ceux obtenus en considérant les sections efficaces de production de \bar{p} utilisées par Donato *et al*. Dans les deux cas, il s'agit du même flux primaire interstellaire (celui d'AMS-01) ce qui permet de comparer uniquement les sections efficaces.

La différence observée entre notre résultat et celui de Donato *et al* pour la réaction pp provient de la différence entre notre paramétrisation (2.20) et celle de Tan et Ng [52] que l'on a déjà signalée (voir figure 5.7). Le plus spectaculaire concerne la réaction pHe , la version DTUNUC utilisée par Donato *et al* donne des valeurs plus élevées que notre paramétrisation (2.17) et particulièrement en dessous du GeV, à 0.1 GeV, l'écart est de deux ordres de grandeur ce qui peut laisser perplexe. Il est important de souligner que d'un point de vue expérimental, il n'existe pas de mesures sur la production de \bar{p} dans les collisions pHe (mais aussi $HeHe$, il est difficile de faire des expériences sur des cibles gazeuses). Le noyau cible le plus léger pour lequel on a regardé la production de \bar{p} est le béryllium, mise à part une expérience sur une cible de deuteron mais à grand p_{\perp} (voir le tableau 2.1 au chapitre 2). De plus, les \bar{p} sont très rarement mesurés pour une quantité de mouvement inférieure à 1 GeV/ c . Ainsi, les réactions avec un He ne peuvent être décrites que par extrapolation à partir d'autres mesures expérimentales et de modèles phénoménologiques pour les collisions hadroniques, c'est le cas de notre paramétrisation (2.17) mais aussi du générateur DTUNUC. Il faut rappeler que, par construction, notre paramétrisation (2.17) possède une symétrie avant-arrière dans la production de \bar{p} ce qui n'est qu'une approximation (voir chapitre 2). Dans le cas de la réaction pHe et en dessous du GeV, notre paramétrisation sous-estime sans doute la production de \bar{p} mais pas de deux ordres de grandeur étant donné que l'on reproduit correctement un grand nombre de données expérimentales. Gaisser *et al* ont aussi utilisé DTUNUC et leurs résultats sont assez proches des nôtres. Ils ont probablement des valeurs de sections efficaces assez similaires aux nôtres. Dans l'utilisation de DTUNUC, il y a beaucoup de paramètres à régler ce qui implique que suivant les auteurs, les résultats obtenus sur les sections efficaces peuvent être assez différents. Cette difficulté dans l'utilisation de DTUNUC était une de nos motivations pour construire une paramétrisation qui soit simple d'utilisation. Finalement, il faut garder à l'esprit que suivant les approches, on peut obtenir des résultats très différents pour la production d'antiprotons de basse énergie dans des collisions avec un He . Ces différences vont toutefois s'atténuer, un fois les flux modulés.

La figure 5.10 correspond à la même situation que la précédente mis à part le choix de la section efficace de diffusion non-annihilante ; le terme $Q_{1/T}^{ina}$ a été remplacé par le terme Q_{exp}^{ina} . Ainsi, en dessous de 0.5 GeV environ, nos flux sont beaucoup plus plats que ceux obtenus habituellement. D'un point de vue expérimental, cette différence de comportement serait importante si l'on pouvait mesurer les flux au-delà de l'héliosphère mais ils sont toujours mesurés au niveau de la Terre et l'indispensable prise en

compte de la modulation solaire va faire disparaître cette différence de comportement.

Comparaison avec les mesures expérimentales.

Il reste maintenant à comparer les flux obtenus avec les mesures expérimentales TOA de \bar{p} . Pour cela, nos résultats présentés sur la figure 5.9 et 5.10 ont été modulés avec $\phi = 500$ MV (conditions d'AMS-01). Nous obtenons respectivement les deux lignes continues et les deux lignes pointillées. Nous constatons que la modulation solaire a pour effet d'effacer la différence notable qui existait dans le flux IS (figures 5.9 et 5.10). Finalement dans les flux modulés, le choix de la section efficace de non-annihilation (plus précisément le choix de la dépendance en énergie du \bar{p} émergent) n'est pas primordial. La normalisation est beaucoup plus importante (c'est-à-dire la valeur de $\sigma_{ina}^{\bar{p}p}$).

Nos résultats s'accordent avec les données d'AMS-01. Par rapport aux données de BESS95-97, on sous-estime les points de plus basse énergie. Au-dessus de 10 GeV environ, où la modulation solaire n'intervient plus, les lignes de la figure 5.12 sous-estiment les points expérimentaux qui semblent tendre vers une pente logarithme moins grande. On retrouve cette tendance dans la plupart des calculs de \bar{p} secondaires (sauf pour les calculs de Donato *et al*). Dans cette gamme d'énergie les mesures sont peu nombreuses et entachées de grandes incertitudes. Pour pouvoir affirmer si il existe ou non une source autre que secondaire de \bar{p} , il est indispensable de disposer de données expérimentales plus nombreuses et précises. AMS devra nous fournir de telles données.

Par comparaison, nous avons reproduit les résultats de Donato *et al* (lignes tiretées). Leur bande correspond, pour un jeu de paramètres astrophysiques le plus réaliste (obtenu par comparaison avec plusieurs flux de particules du RC), aux incertitudes sur leur section efficace de production de \bar{p} . Par rapport à notre estimation, leur flux est plus important, cela est dû principalement à leurs sections efficaces de production de \bar{p} plus importantes que les nôtres (voir la discussion de la section précédente) sans oublier qu'ils ont pris en compte les processus de réaccélération et de pertes d'énergie.

Dans le cadre du modèle simple de la "boîte qui fuit", le flux de \bar{p} secondaires que nous avons obtenu semble conforme aux précédents résultats sur le sujet (même si des différences apparaissent) et s'accorde avec les mesures expérimentales. Cela valide en partie notre approche et nous donne confiance pour l'étape suivante, à savoir le calcul du flux de \bar{d} secondaires.

5.3.3 Bilan

Par rapport aux calculs antérieurs du flux de \bar{p} secondaires, nous avons introduit les nouveautés suivantes :

- Les flux de proton et d'hélium primaires mesurés avec une grande précision par l'expérience AMS-01.
- Une bonne description des sections efficaces de production de \bar{p} dans les collisions pp et pA avec les paramétrisations (2.17) et (2.20), faciles d'utilisation.
- Une estimation plus réaliste de la section efficace différentielle de diffusion inélastique non-annihilante responsable du changement d'énergie au cours de la propagation de \bar{p} .

Les principales sources d'incertitude concernant le flux \bar{p} sont :

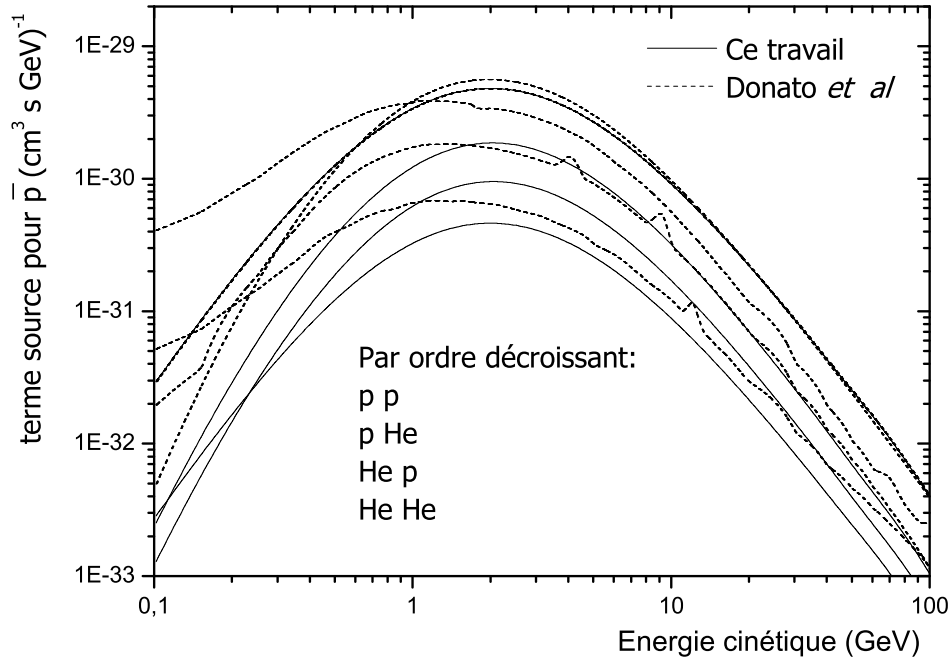


FIG. 5.11 – Termes sources de production de \bar{p} dans les collisions pp , pHe , $He p$ et $HeHe$: pour des sections efficaces fournies par la paramétrisation (2.20) pour la collision pp et par la paramétrisation (2.17) pour les autres collisions (lignes continues) et par la paramétrisation de Tang et Ng [52] pour la collision pp et par le générateur Monte-Carlo DTUNUC tel que les a déterminées Donato *et al* [159] pour les autres collisions (lignes tiretées).

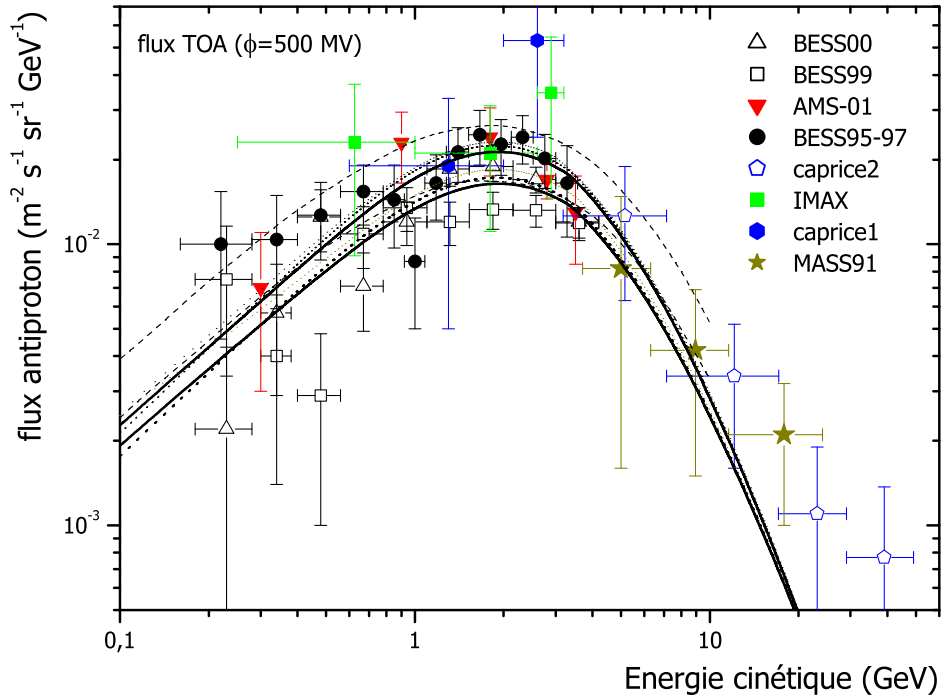


FIG. 5.12 – Comparaison des mesures du flux de \bar{p} au niveau de la Terre (TOA) avec nos résultats. Les deux lignes continues correspondent à la même situation que celles de la figure 5.9 mais modulée avec $\phi = 500$ MV. De même, les deux lignes pointillées correspondent à la même situation que celles de la figure 5.10 mais modulée avec $\phi = 500$ MV. Les deux lignes tiretées correspondent aux résultats de Donato *et al*, toujours avec $\phi = 500$ MV.

- La différence entre les PLD publiés dans la littérature dont la normalisation respective peut varier de façon notable.
- La production de \bar{p} de basse énergie dans les collisions où intervient un He .
- La section efficace différentielle de diffusion inélastique non-annihilante. Ce qui a été considéré jusqu'à présent (ainsi que notre façon de faire) n'est pas très satisfaisant. La réaction $\bar{p}+p \rightarrow \bar{p}+X$ est mal connue expérimentalement.

Comme les travaux antérieurs, nos résultats sont en bon accord avec les mesures expérimentales du flux de \bar{p} . Aucune source exotique n'est nécessaire à l'heure actuelle pour expliquer la situation expérimentale. Cependant, les données expérimentales sont entachées d'importantes incertitudes et sont peu nombreuses au-dessus de 10 GeV. C'est pourquoi il est difficile de discriminer des estimations assez proches du flux d'antiprotons secondaires par confrontation aux mesures expérimentales. AMS devrait remédier à cette situation en réduisant de façon significative les incertitudes sur la mesure du flux d'antiprotons dans toute la gamme 0.1 GeV–100 GeV au cours de 3 ans de prise de données. Si l'on se rappelle que la principale incertitude dans l'estimation du flux d'antiprotons secondaires est due aux incertitudes sur la connaissance des sections efficaces de production d'antiprotons (en particulier dans la réaction pHe), il est amusant de remarquer qu'une mesure du flux d'antiprotons cosmiques peut conduire de manière indirecte à une mesure des sections efficaces de production d'antiprotons.

5.4 Calcul du flux d'antideuteron secondaires

L'approche utilisée précédemment pour le calcul du flux de \bar{p} a donné de bons résultats. La même démarche va être suivie pour estimer le flux de \bar{d} secondaires. Nous allons détailler les ingrédients que l'on va utiliser en insistant sur ce qui est distinct du cas des \bar{p} .

5.4.1 Les ingrédients du calcul

Les ingrédients qui ne vont pas changer (ou peu) par rapport au calcul des \bar{p} sont les suivants :

- La prise en compte de la modulation solaire.
- Le PLD, ingrédient essentiel du LBM. Nous prendrons par la suite le PLD de Webber *et al* puisqu'il s'agit d'une détermination assez récente et parce que sa valeur est située au milieu de la gamme possible des PLD. Il faut garder présentes à l'esprit les incertitudes inhérentes à la différence entre les PLD publiés.
- Les flux de RC primaires de proton et d'hélium, ils proviennent toujours des mesures d'AMS-01 et sont paramétrisés par les relations (5.22) et (5.23).

Regardons à présent dans le détail ce qui va changer.

Le terme source $Q^{mat}(T_{\bar{d}})$

Formellement, il est toujours donné par la relation (5.18) où il faut enlever le facteur 2 (il n'y a plus le problème de la prise en compte des antineutrons). Ce qui va changer c'est la section efficace de production de \bar{d} . Dans le chapitre 3, nous avons étudié la production de \bar{d} dans le cadre général de la

coalescence suivant deux approches; une approche standard (notée par la suite CS pour Coalescence Standard) et une approche par diagramme (notée par la suite CD pour Coalescence par Diagramme). Les sections efficaces de production correspondantes sont données respectivement par la relation (3.21) pour la version CS et par la relation (3.41) pour la version CD. Ces deux relations font appel à la section efficace de production de \bar{p} qui sera donnée par la paramétrisation (2.20) pour les collisions pp et par la paramétrisation (2.17) pour les collisions pA .

Nous considérons la production de \bar{d} dans les collisions pp , pHe et Hep . Dans le cas de \bar{p} , les autres réactions contribuent pour 8 % environ au flux ($HeHe$, $CNOp$ et $pCNO$, voir tableau 5.3). Nous verrons que cette valeur est faible par rapport à l'incertitude qui existe sur la production de \bar{d} dans les collisions pp , pHe et Hep . Ces trois réactions seront regroupées sous le terme source noté $Q^{mat}(T_{\bar{d}})$.

Le terme source $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$

Nous avons aussi entrepris d'évaluer la production de \bar{d} dans la collision $\bar{p}p$. Dans [26], les auteurs négligent totalement cette réaction en affirmant que l'antiproton va la plupart du temps s'annihiler sur le proton et ainsi ne pas participer à une réaction inélastique qui est indispensable pour que l'antiproton survive. Cette affirmation n'est pas correcte. Le seuil de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{d}pn$ est de $6m_p$ en énergie cinétique et à cette énergie $\sigma_a^{\bar{p}p} \approx 20$ mb et $\sigma_{in}^{\bar{p}p} \approx 50$ mb. De plus, quand l'énergie va augmenter, $\sigma_a^{\bar{p}p}$ va décroître très rapidement et $\sigma_{in}^{\bar{p}p} > \sigma_a^{\bar{p}p}$ [82]. Il convient donc de calculer cette section efficace.

Le terme source correspondant va s'écrire :

$$Q^{\bar{p}p}(T_{\bar{d}}) = 4\pi n_p \int_{6m_p}^{\infty} \frac{d\sigma^{\bar{p}p \rightarrow \bar{d}X}}{dT_{\bar{d}}}(T_{\bar{p}}, T_{\bar{d}}) \Phi_{\bar{p}}(T_{\bar{p}}) dT_{\bar{p}}. \quad (5.36)$$

Le flux de \bar{p} , $\Phi_{\bar{p}}(T_{\bar{p}})$ est de 10^{-4} à 10^{-5} plus faible que le flux de p mais cela pourrait être en partie compensé par une section efficace de production de \bar{d} plus grande. Dans cette réaction, seule une paire (\bar{N}, N) doit être créée au minimum pour former un \bar{d} et non deux comme c'est le cas dans la collision pp . Nous allons donc gagner un facteur 10^4 approximativement sur la section efficace de production. C'est ce que l'on observe à chaque fois que l'on passe de la production d'un antinoyau \bar{A} à l'antinoyau $\bar{A}+1$ qui nécessite la production d'une paire supplémentaire (\bar{N}, N) . Le seuil de production est ainsi plus faible, $6m_p$ en énergie cinétique au lieu de $16m_p$. Cette réaction peut contribuer de façon notable au flux à basse énergie, région sensible pour la recherche de \bar{d} issue de sources astrophysiques exotiques, c'est pourquoi il est important d'évaluer la contribution de cette dernière. Pour déterminer $d\sigma^{\bar{p}p \rightarrow \bar{d}X}/dT_{\bar{d}}$, nous sommes partis de la version CD de la coalescence dont la section efficace de production de \bar{d} dans les collisions $pp(A)$ est donnée, rappelons-le, par :

$$E_{\bar{d}} \frac{d^3\sigma_{\bar{d}}}{dp_{\bar{d}}^3} = R(x, 4) \left(\frac{m_d}{m_p^2} \right) \frac{6\pi^3}{\sigma_r} \left| \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} M_{\bar{1}}(\mathbf{p}_{\bar{1}}) M_{\bar{2}}(\mathbf{p}_{\bar{2}}) \varphi_d(\mathbf{q}) \right|^2, \quad (5.37)$$

avec

$$|M_{\bar{1}}(\mathbf{p}_{\bar{1}})|^2 = |M_{\bar{2}}(\mathbf{p}_{\bar{2}})|^2 = E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(p + p(A) \rightarrow \bar{p} + X). \quad (5.38)$$

Dans le cas de la collision $\bar{p}p$, le seuil est plus bas et $R(x, 4)$ doit être remplacé par $R(x, 2)$ où $x = \sqrt{s + m_d^2 - 2\sqrt{s}E_{\bar{d}}}$ (voir relation (3.20)). La section σ_r est cette fois calculée pour la collision $\bar{p}p$. Enfin, nous devons connaître $E d^3\sigma/dp^3(\bar{p}p(A) \rightarrow \bar{p}X)$. Il s'agit de la même réaction que celle qui intervient dans la contribution tertiaire du spectre de \bar{p} secondaires (terme de diffusion inélastique non-annihilante). Les mêmes conclusions restent valables, à savoir que cette réaction n'est pratiquement pas connue, expérimentalement et théoriquement.

Pour remédier à cette situation, il faut remarquer que dans la collision $\bar{p}p \rightarrow \bar{d}X$, une nouvelle antiparticule, un antineutron, doit être produite pour coalescer avec l'antiparticule préexistante, l'antiproton, pour former un antideuteron. Cela nous conduit à faire les hypothèses suivantes :

1. La probabilité de produire une antiparticule "additionnelle" dans la collision antiproton-proton, $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}X$, est identique à celle de produire un antiproton dans la collision proton-proton, $pp \rightarrow \bar{p}X$:

$$|M_{\bar{1}}(\mathbf{p}_{\bar{1}})|^2 = E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\bar{p}p \rightarrow \bar{n}X) = E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(pp \rightarrow \bar{p}X). \quad (5.39)$$

Pour $pp \rightarrow \bar{p}X$, nous allons une fois de plus prendre la paramétrisation (2.20).

2. La probabilité de mesurer l'antiparticule "préexistante" dans la collision antiproton-proton, $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X$, est identique à celle de mesurer un proton dans la collision proton-proton, $pp \rightarrow pX$:

$$|M_{\bar{2}}(\mathbf{p}_{\bar{2}})|^2 = E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X) = E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(pp \rightarrow pX). \quad (5.40)$$

La réaction $pp(A) \rightarrow pX$ a été paramétrisée par KMN [53]. Nous pourrions aussi prendre la relation (5.34) de Anderson *et al* [170] que nous avons déjà utilisée. La paramétrisation de KMN est valable dans un domaine d'énergie plus grand. Cependant, dans les deux cas, les résultats obtenus sont très proches.

3. La relation (5.39) telle qu'elle est écrite n'est pas entièrement correcte. La section invariante $E d^3\sigma/dp^3(pp \rightarrow \bar{p}X)$, donnée par la paramétrisation (2.20), contient de façon implicite le seuil de production de \bar{p} . L'élément matriciel $|M_{\bar{2}}(\mathbf{p}_{\bar{2}})|$ ne doit pas contenir ce dernier. Une manière de procéder consiste à diviser la section invariante $E d^3\sigma/dp^3(pp \rightarrow \bar{p}X)$ par le facteur $R(x', 3)$ avec cette fois $x' = \sqrt{s + m_p^2 - 2\sqrt{s}E_{\bar{p}}}$.

Avec ces hypothèses, nous avons reporté sur la figure 5.13 la section efficace différentielle $d\sigma/dE$ de production de \bar{d} dans le référentiel du laboratoire, avec E l'énergie de \bar{d} , en fonction de l'énergie cinétique par nucléon de \bar{d} , pour les collisions pp et $\bar{p}p$. Pour chacune de ces collisions, l'énergie cinétique du projectile, p ou \bar{p} , est respectivement de 17 GeV et de 7 GeV, valeurs légèrement supérieures au seuil de production. On constate bien une différence de 4 ordres de grandeur environ entre les deux sections efficaces.

Il est aussi possible d'évaluer la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{d}X$ en partant de la version CD de la coalescence. Dans ce cas la section efficace de production de \bar{d} s'écrit :

$$E_{\bar{d}} \frac{d^3\sigma_{\bar{d}}}{dp_{\bar{d}}^3} = R(x, 2) \sigma_r^{-1} \left(\frac{m_d}{m_p} \right) \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right) (|M_{\bar{1}}(\mathbf{p}_{\bar{1}})|^2 |M_{\bar{2}}(\mathbf{p}_{\bar{2}})|^2). \quad (5.41)$$

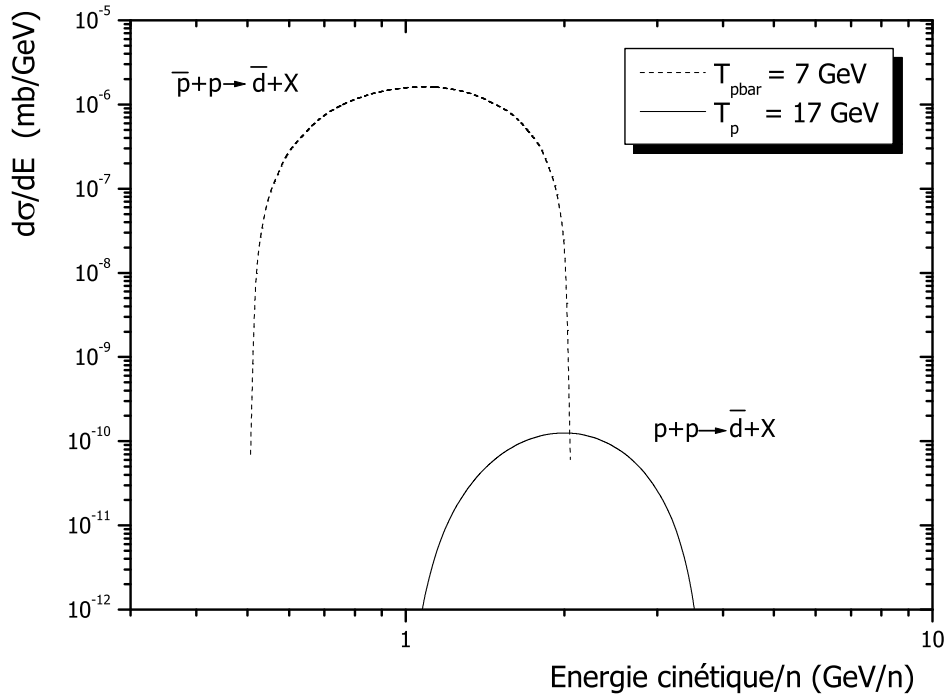


FIG. 5.13 – Section efficace différentielle de production de \bar{d} en fonction de l'énergie cinétique par nucléon de ce dernier; pour la collision $\bar{p}p$ avec une énergie cinétique du projectile de 7 GeV (ligne tiretée) et pour la collision pp avec une énergie cinétique de 17 GeV (ligne-pleine).

où les amplitudes $M_{\bar{1}}$ et $M_{\bar{2}}$ sont données, comme pour la version CD, par les relations (5.39) et (5.40), en tenant compte de la remarque 3. De plus, on a comme d'habitude $\mathbf{p}_{\bar{1}}(\equiv \mathbf{p}_{\bar{p}}) = \mathbf{p}_{\bar{2}}(\equiv \mathbf{p}_p) = \mathbf{p}_{\bar{d}}/2$. Le problème, dans cette situation, c'est que l'on ne connaît pas la valeur de p_0 . Le mieux que l'on puisse faire est de supposer qu'elle conserve la même valeur que dans le cas de la production de \bar{d} dans les collisions $pp(A)$, à savoir 79 MeV.

Le terme Q^{pMIS} , (5.36), fait appel au flux d'antiprotons dans le RC. Plusieurs options sont possibles, on peut ajuster le flux expérimental d'antiprotons (figure 5.12) ou prendre un flux calculé. Nous avons décidé de prendre notre estimation la plus faible du flux d'antiprotons secondaires (ligne continue inférieure de la figure 5.10). En outre, comme ce dernier n'a été déterminé que jusqu'à 100 GeV, l'intégrale de la relation (5.36) n'est effectuée que jusqu'à cette valeur. Nous restons donc conservatifs sur notre évaluation de Q^{pMIS} .

Notre manière d'évaluer la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{d}X$ reste très grossière mais cette dernière n'a jamais été étudiée, que ce soit de façon expérimentale ou théorique. Nous ne disposons d'aucun point de repère. Notre objectif est avant tout de donner une estimation de la contribution de cette réaction au flux de \bar{d} et de mettre en exergue ce processus qui peut jouer un rôle non négligeable et qui n'a jamais été considéré jusqu'à présent.

De façon similaire, nous avons aussi considéré la production de \bar{d} dans la réaction $\bar{p}He \rightarrow \bar{d}X$.

L'amplitude pour la réaction $pp \rightarrow pX$ a été remplacée par l'amplitude pour la réaction $pHe \rightarrow pX$ (paramétrisation de KMN [53]) et celle pour la réaction $pp \rightarrow \bar{p}X$ par celle de la réaction $pHe \rightarrow \bar{p}X$ (paramétrisation (2.20)).

La production de \bar{d} dans les deux réactions précédemment citées sera, par la suite, identifiée par le terme source $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$.

Le terme de diffusion inélastique non-annihilante $Q^{ina}(T_{\bar{d}})$

De manière similaire au cas des \bar{p} , les \bar{d} peuvent, durant la propagation, perdre de façon significative une partie de leur impulsion-énergie au cours des réactions de diffusion inélastique non-annihilante avec le MIS, $\bar{d}p(He) \rightarrow \bar{d}X$. Encore une fois, ce processus va contribuer à peupler la partie basse énergie du flux de \bar{d} .

Jusqu'à présent, il a été considéré qu'un \bar{d} (ou de façon symétrique d) doit avoir une très faible section efficace de réaction non-annihilante sur un nucléon, ou noyau, cible à cause de sa fragilité. L'énergie de liaison du deuteron est de seulement 2.2 MeV et peut donc se dissocier très facilement au cours de la collision et ainsi n'être plus présente dans l'état final. Cet argument est en contradiction avec les données expérimentales qui montrent qu'un deuteron peut induire des excitations dans le nucléon et ainsi perdre une partie de son énergie-impulsion [171, 172].

D'un point de vue pratique, il va falloir déterminer le terme de diffusion inélastique non-annihilante donné par la relation (5.26) où le facteur 2 introduit pour prendre en compte les \bar{n} n'est plus nécessaire, et évaluer la section efficace différentielle $d\sigma_{ina}^{\bar{d}p}/dT_{\bar{d}}$. Comme nous n'avons aucune connaissance sur la forme de la distribution du \bar{d} émergent de la collision diffusion inélastique non-annihilante, nous allons, comme dans le cas des \bar{p} , supposer que cette dernière est identique à celle du proton émergent de la collision $pp \rightarrow pX$. Nous prendrons une fois de plus la section efficace différentielle de Anderson *et al* [170]. La section efficace de diffusion inélastique non-annihilante sera toujours donnée par (5.34) où $\sigma_{ina}^{\bar{p}p}$ doit être remplacée par $\sigma_{ina}^{\bar{d}p}$.

A présent le problème est l'évaluation de $\sigma_{ina}^{\bar{d}p}$ dont la valeur va déterminer l'intensité du peuplement à basse énergie. Pour cela, nous allons utiliser les données expérimentales sur les sections efficaces intégrées correspondant aux réactions $\bar{p}d \rightarrow dX_i$ que l'on suppose être identiques aux sections efficaces de la réaction symétrique $\bar{d}p \rightarrow \bar{d}X_i$. L'indice i correspond aux différents canaux possibles, $\sum_i \sigma(\bar{p}d \rightarrow dX_i) = \sigma(\bar{p}d \rightarrow dX)$. $\sigma_{ina}^{\bar{d}p}$ a été obtenu en sommant les différentes sections efficaces intégrées pour chaque réaction $\bar{p}d \rightarrow dX_i$ connue expérimentalement [173], avec $X_i = (n\pi)\bar{p}$ en général. Le fait même que ces réactions aient été mesurées montre qu'un \bar{d} peut subir une réaction non-annihilante.

Ces réactions, ainsi que la valeur des sections efficaces intégrées correspondantes, sont indiquées sur la figure 5.14. En terme d'énergie cinétique par nucléon, la figure 5.14 couvre le domaine 0.4-20 GeV qui englobe la gamme d'énergie où le flux de \bar{d} va être maximum, donc la gamme d'énergie qui va contribuer le plus au peuplement de la partie basse énergie du flux. La somme des sections efficaces dans cette gamme d'énergie nous donne $\sigma_{ina}^{\bar{d}p} \approx 3 - 4$ mb. Il s'agit d'une valeur minimale car d'autres canaux, non mesurés expérimentalement, contribuent à l'inélasticité de la réaction $\bar{d}p$. Pour comparer, on a aussi reporté sur la figure 5.14 $\sigma_{ina}^{\bar{p}p}$ (et σ_r^{pp}). On a $\sigma_{ina}^{\bar{p}p} \approx 20 - 30$ mb (entre 1 et 20 GeV/c) soit

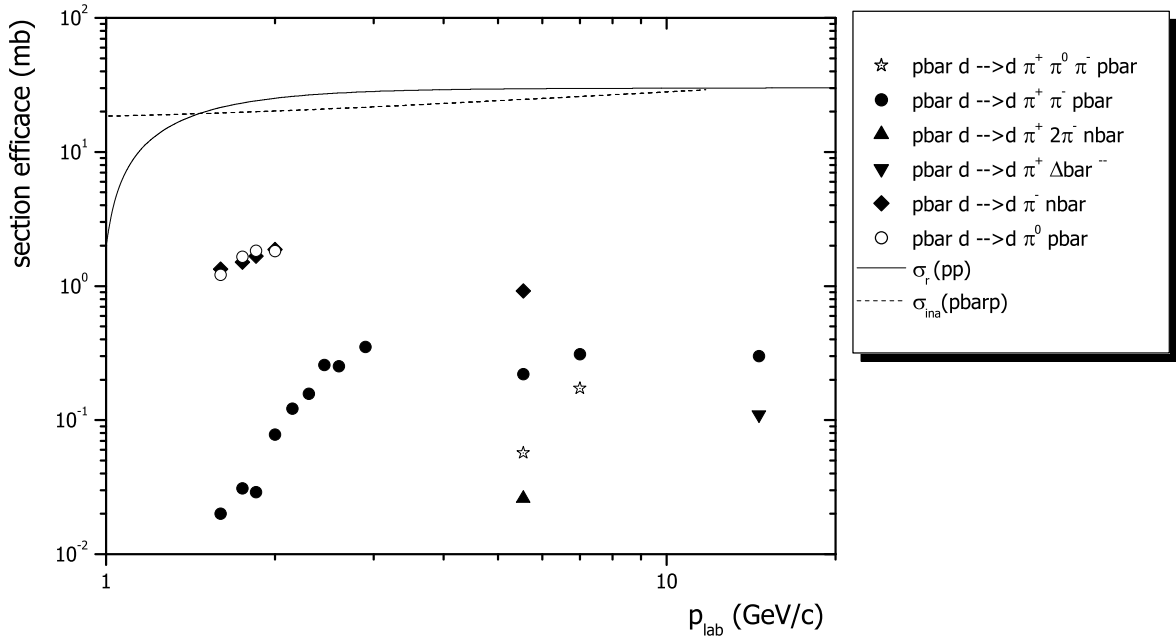


FIG. 5.14 – Sections efficaces partielles pour les réactions $\bar{p}d \rightarrow dX$ utilisées pour évaluer $\sigma_{ina}^{\bar{d}p}$. Les données proviennent de [173].

environ un ordre de grandeur au-dessus de $\sigma_{ina}^{\bar{p}p}$. Il faut donc s'attendre à ce que par rapport au cas du flux de \bar{p} , l'écart entre le maximum du flux de \bar{d} et le plateau de peuplement à basse énergie soit plus important d'au moins un facteur 10.

La prise en compte de la présence d'hélium dans le MIS va s'effectuer de la même façon que dans le cas du flux de \bar{p} en effectuant la substitution indiquée par la relation (5.37).

5.4.2 Résultats

Le flux de \bar{d} secondaires s'obtient en résolvant l'équation (5.15) par itération en utilisant les ingrédients décrits précédemment.

Contribution des différents termes sources.

La figure 5.18 illustre la contribution des différents termes sources au flux total de \bar{d} lorsque les sections efficaces sont évaluées au moyen de l'approche CS avec $p_0 = 79$ MeV/c.

On a détaillé les composantes du terme source principal $Q^{mat}(T_{\bar{d}})$. La production de \bar{d} dans la réaction pp est environ 3 fois plus importante que dans la réaction pHe , qui contribue elle-même au flux environ 2 fois plus que la réaction Hep .

Le terme source $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$ (réactions $\bar{p}p$ et $\bar{p}He$) contribue de façon notable au flux à basse énergie, grâce essentiellement à la réaction $\bar{p}p$, étant donné un seuil de production plus faible. Le rapport entre

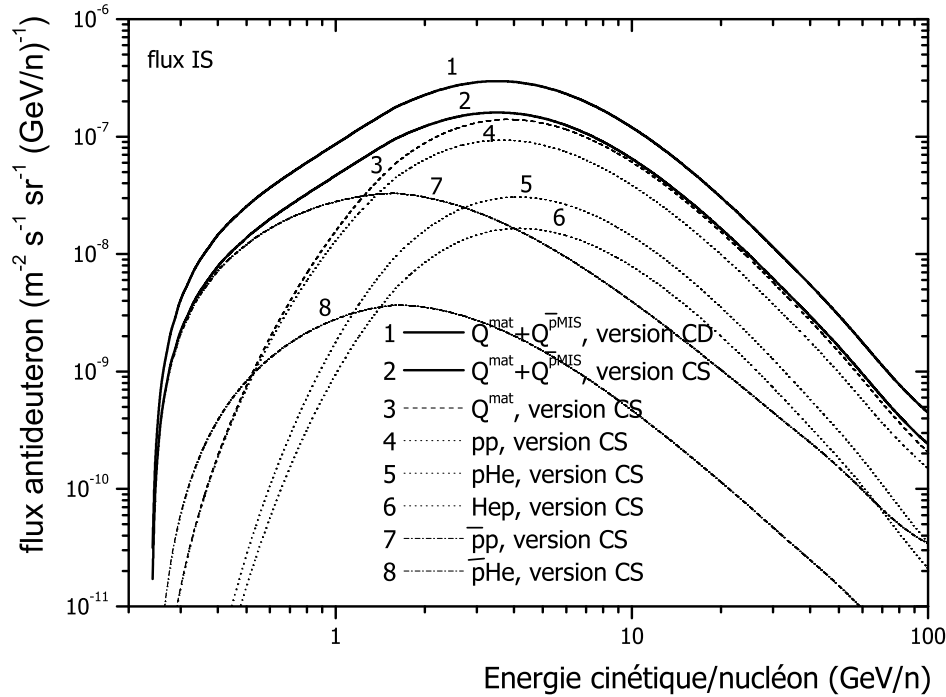


FIG. 5.15 – Contribution des divers termes sources au flux de \bar{d} secondaires IS. Pour la signification des termes, voir le texte.

le maximum de la contribution du terme $Q^{mat}(T_{\bar{d}})$ et celle du terme $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$ est d'un facteur 6 environ, ce qui est dans l'ordre de grandeur attendu (rapport section efficace de production sur flux de \bar{p}). La valeur non négligeable du terme $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$, que donne notre estimation, met en lumière l'importance de connaître précisément la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{d}X$ pour une détermination fiable du flux de \bar{d} secondaires. Cela montre l'intérêt que l'on aurait à étudier expérimentalement cette réaction.

La ligne 1 correspond à la somme des termes $Q^{mat}(T_{\bar{d}})$ et $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$ lorsque les sections efficaces sont déterminées au moyen de l'approche CD. On retrouve, par rapport à la ligne 2, la différence d'un facteur légèrement inférieur à 2 déjà constaté au chapitre 3. Cette différence illustre l'incertitude que nous avons sur la détermination des sections efficaces. Si l'on se réfère aux figures 3.12 et 3.19, un facteur 2 d'incertitude sur la mesure des sections efficaces de production de \bar{d} ou \bar{t} est fréquent. Cependant, pour une expérience de mesure du flux de RC, un facteur 2 peut avoir des conséquences notables.

Le peuplement à basse énergie, terme de diffusion inélastique non-annihilante.

Sur la figure 5.16, le terme de diffusion inélastique non-annihilante $Q^{ina}(T_{\bar{d}})$ a été rajouté. Il a pour effet de conduire à un aplatissement du flux en dessous de 0.3 GeV/c. Le rapport entre la valeur maximale du flux et la valeur du plateau à basse énergie est d'environ 60, ce rapport est plus important que celui

concernant le flux de \bar{p} qui vaut dans ce cas environ 3. Comme on l'a déjà souligné, cette différence provient des écarts entre la valeur des sections efficaces de diffusion inélastique non-annihilante : $\sigma_{ina}^{\bar{p}p} = 20 - 30$ mb et $\sigma_{ina}^{\bar{d}p} = 3 - 4$ mb (pour $p_{lab} > 1$ GeV/c).

Pour comprendre la rupture de pente brutale provoquée par le terme de diffusion inélastique non-annihilante, nous avons tracé la contribution du terme $Q^{ina}(T_{\bar{d}})$ seul, ligne 3. Les lignes 4, 5, 6 montrent quelle gamme d'énergie du flux à l'équilibre contribue le plus au peuplement à basse énergie. On constate clairement que c'est la partie comprise entre 2 GeV/n et 10 GeV/n qui va peupler majoritairement le flux à basse énergie. De plus, la valeur de $\sigma_{ina}^{\bar{d}p}$ étant faible (par rapport à celle de $\sigma_{ina}^{\bar{p}p}$), un \bar{d} ne va subir en moyenne qu'une seule interaction de diffusion inélastique non-annihilante pour atteindre l'équilibre. Dans le cas des \bar{p} , 2 à 3 interactions non-annihilantes vont être nécessaires pour atteindre l'équilibre, ce qui va conduire à un flux plus lisse.

La forme des lignes 3 à 6 reflète la forme de la section efficace que nous avons choisie pour la redistribution en énergie du proton final dans la réaction $pp \rightarrow pX$, c'est-à-dire la section efficace de Anderson *et al* [170], voir figure 5.5. Si l'on prend la forme en $1/T_f$ habituellement considérée, on obtient la ligne 1 sur la figure 5.16 (terme de diffusion inélastique non-annihilante Q_{1/T_f}^{ina} par opposition au terme diffusion inélastique non-annihilante Q_{exp}^{ina} dans le cas du choix de la forme de Anderson *et al*). Au final, la différence entre les deux terme est minime. Dans le cas du flux de \bar{p} , cette différence est plus importante car encore une fois, $\sigma_{ina}^{\bar{p}p}$ est plus grande que $\sigma_{ina}^{\bar{d}p}$.

Comparaison avec le flux de Donato *et al*.

Sur la figure 5.18, les résultats sont comparés à l'étude antérieure de Donato *et al* [35] (ligne tiretée). Dans ce dernier, les auteurs ont utilisé un modèle de propagation plus physique que le LBM qui est basé sur la résolution de l'équation de diffusion dans un modèle géométrique à deux dimensions. La production de \bar{d} a été considérée dans le cadre de la coalescence standard avec $p_0 = 58$ MeV/c où le spectre de production de \bar{p} provient de Tan et Ng [52] (voir chapitre 3). Les trois autres lignes, correspondant à ce travail, sont associées aux situations suivantes :

- ligne pointillée : les termes $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$ et $Q^{ina}(T_{\bar{d}})$ n'ont pas été pris en compte et la production de \bar{d} est donnée par l'approche CS avec $p_0 = 58$ MeV/c pour pouvoir comparer facilement ce travail avec les résultats de Donato *et al*. Le maximum du flux de \bar{d} obtenu dans cette situation est similaire à celui de Donato *et al*, ce qui montre que l'approximation du LBM est pertinente pour la description des flux d'antimatière. La différence à haute énergie provient essentiellement d'un choix différent des flux primaires de protons et d'héliums et la différence à basse énergie, d'un choix de la paramétrisation de la section efficace de production de \bar{p} distincte (Tan et Ng contre les relations (2.17) et (2.20) [35]) et d'une façon différente de tenir compte des limites cinématiques pour la production de \bar{d} (voir chapitre 3).
- ligne continue 2 : les termes $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$ et $Q^{ina}(T_{\bar{d}})$ ont été pris en compte et la production de \bar{d} est donnée par l'approche CS avec $p_0 = 79$ MeV/c. L'essentiel de la différence entre le maximum de notre flux et le maximum du flux de Donato *et al* provient du choix différent de la valeur de p_0 ; en effet $(79/58)^3 = 2.5$. Les termes $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$ et $Q^{ina}(T_{\bar{d}})$ ont pour effet de peupler la

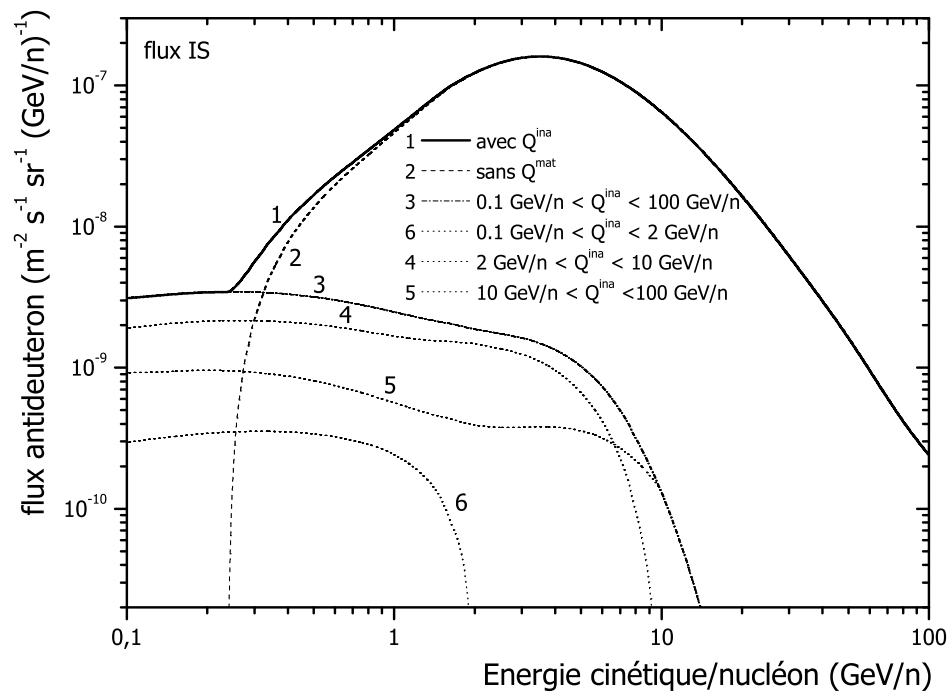


FIG. 5.16 – Peuplement à basse énergie du flux de \bar{d} secondaires à cause du terme de diffusion inélastique non-annihilante. Les calculs sont effectués dans le cadre de la coalescence standard. Pour la signification des termes, voir le texte.

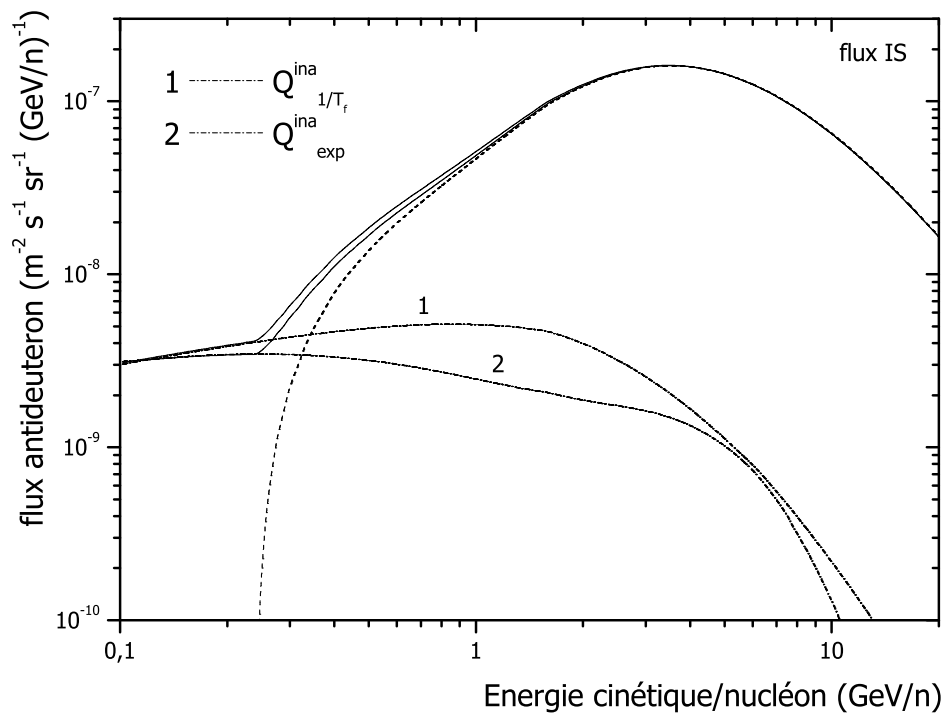


FIG. 5.17 – Différence de comportement du terme de diffusion inélastique non-annihilante selon le choix de la section efficace de redistribution en énergie, Anderson *et al* [170] (Q_{exp}^{ina}) et forme usuelle en $1/T_f$ (Q_{1/T_f}^{ina}). Les calculs sont effectués dans le cadre de la coalescence standard.

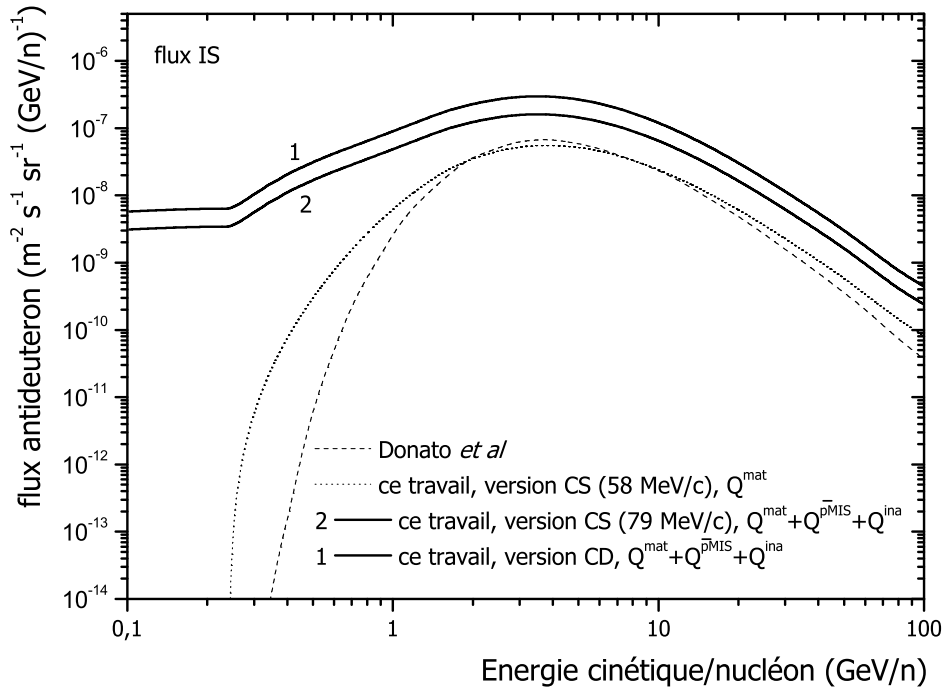


FIG. 5.18 – Comparaison du flux de \bar{d} secondaires IS entre le résultat antérieur de Donato *et al* et ce travail.

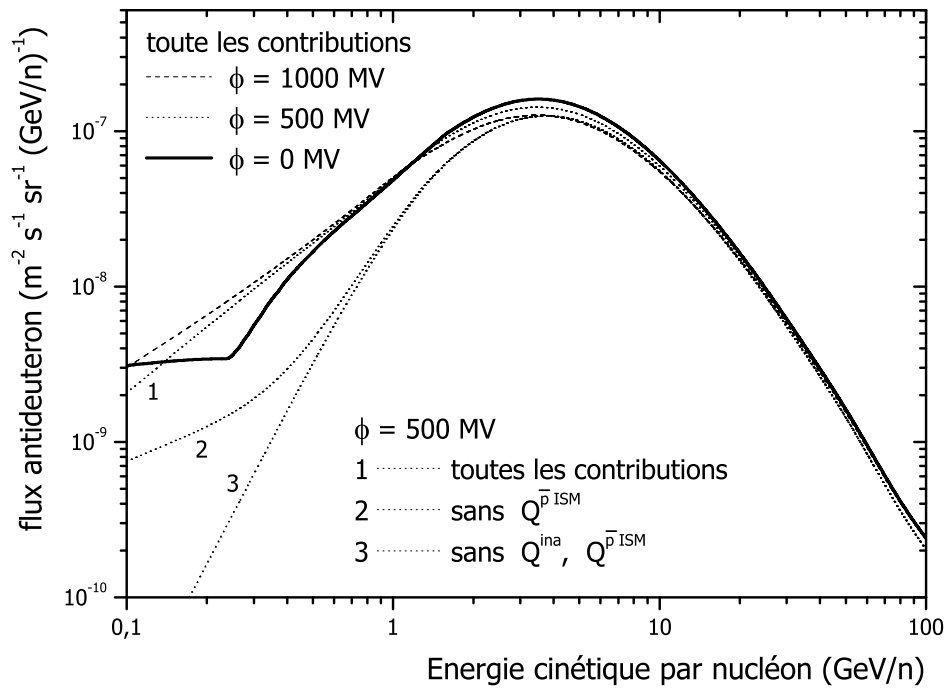
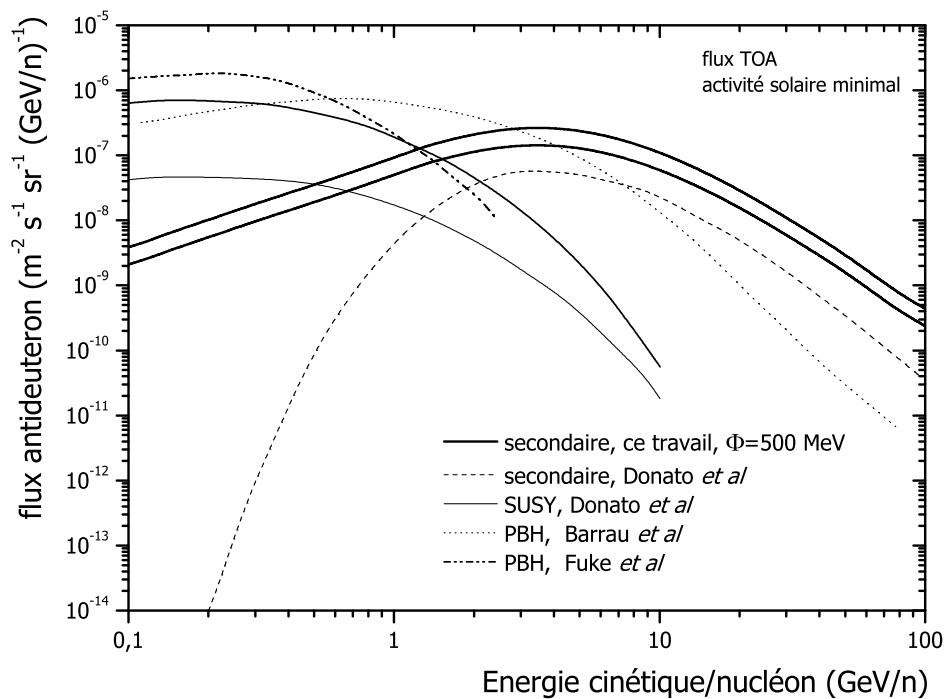
partie basse énergie du flux comme nous l'avons déjà signalé. Finalement, la forme du flux de \bar{d} à laquelle nous arrivons diffère sensiblement de celle de Donato *et al*, en particulier à basse énergie et sa valeur est globalement plus importante ce qui est une bonne nouvelle pour une détection éventuelle d'antideuteron secondaires.

- ligne continue 1 : il s'agit des mêmes conditions que le cas précédent avec l'utilisation de l'approche CD pour les termes sources, $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$ et $Q^{mat}(T_{\bar{d}})$.

Modulation solaire et comparaison avec les flux de \bar{d} issus de sources exotiques.

Le flux de \bar{d} issu de sources exotiques (particules SUSY, PBH) présente un maximum à basse énergie ($T_{\bar{d}} \leq 1$ GeV/n). Les termes $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$ et $Q^{mat}(T_{\bar{d}})$ que nous avons introduits dans le flux de \bar{d} secondaires peuplent la partie basse énergie du flux. Cela va-t-il suffire à fermer la fenêtre basse énergie et ainsi masquer d'éventuels signaux exotiques? La réponse se trouve en partie sur la figure 5.20.

Si l'on considère le calcul de Donato *et al*, la fenêtre des exotiques est totalement ouverte, les \bar{d} secondaires en dessous de 1 GeV/n environ sont supprimés. Avec notre calcul, les signaux exotiques se distinguent moins nettement du flux secondaire. Ils restent cependant dominants à basse énergie. Les signaux SUSY de Donato *et al* font aussi appel à la quantité de mouvement de coalescence. Avec une valeur de 79 MeV/c telle que nous l'avons déterminée, ces signaux devraient être aussi plus importants.

FIG. 5.19 – Influence de la modulation solaire sur le flux de \bar{d} secondaires.FIG. 5.20 – Comparaison du flux de \bar{d} secondaires TOA obtenu dans ce travail avec les flux de \bar{d} issus de sources exotiques pour une activité solaire minimale. Les lignes continues épaisses représentent la même situation que celles de la figure 5.18 mais modulée avec $\phi = 500$ MV.

Les signaux PBH font aussi appel à la quantité de mouvement de coalescence mais leur valeur dépend essentiellement de la densité relique de PBH. Il faut cependant se souvenir de l'histoire de l'évolution des prédictions sur le flux d'antiprotons. Les premières estimations étaient très inférieures par rapport aux données expérimentales avant d'être régulièrement corrigées à la hausse. Il en sera peut-être de même avec le flux de \bar{d} en tenant compte de nouveaux processus nucléaires jusque-là ignorés.

La figure 5.19 a pour objectif d'illustrer l'importance relative des différents termes qui contribuent au flux lorsque l'on tient compte de l'inévitable modulation solaire. On réalise que c'est surtout le terme $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$ qui participe au peuplement à basse énergie. Lorsque l'on passe d'une modulation nulle à $\phi = 1000$ MV, le plateau à basse énergie, dû au terme $Q^{ina}(T_{\bar{d}})$, est en partie occulté puisque la modulation solaire a pour effet de décaler le flux vers les hautes énergies. Pour une modulation donnée, $\phi = 500$ MV, les courbes 1, 2 et 3 montrent l'effet des termes $Q^{\bar{p}MIS}(T_{\bar{d}})$ et $Q^{ina}(T_{\bar{d}})$.

5.4.3 Bilan

Notre estimation du flux de \bar{d} secondaires dans le cadre du modèle de la "boîte qui fuit" donne, toutes choses égales par ailleurs, des résultats très proches de l'estimation précédente de Donato *et al* réalisée dans le cadre d'un modèle plus réaliste de diffusion à deux zones. Ceci montre une fois de plus que l'approche par le LBM donne de bons résultats lorsque l'on ne s'intéresse qu'à l'estimation des flux.

Nous avons réévalué le terme source principal Q^{mat} et introduit un nouveau terme source, $Q^{\bar{p}MIS}$, qui tient compte de la production de \bar{d} dans les collisions $\bar{p}p$ et $\bar{p}He$, non négligeable à basse énergie. A l'image de ce qui a été fait dans le cas du flux de \bar{p} secondaires, nous avons évalué et considéré un terme de diffusion inélastique non-annihilante, Q^{ina} , responsable d'un peuplement du flux à basse énergie dont les effets sont en partie occultés lorsque l'on tient compte de la modulation.

Au final, ces modifications conduisent à un résultat assez différent de celui de Donato *et al*. Le maximum de notre flux est supérieur d'un facteur compris entre 3 et 5 et le flux de \bar{d} est maintenant non nul à basse énergie. La fenêtre à basse énergie pour les \bar{d} issus de sources exotiques n'est plus complètement ouverte. Cependant, ces derniers restent dominant à basse énergie.

5.5 Calcul des flux d'antihéliums 3 et d'antihéliums 4 secondaires

Il nous reste à présent à déterminer les flux de ${}^3\overline{He}$ et de ${}^4\overline{He}$ secondaires. Pour le flux de \bar{d} secondaires, nous avons pris soin d'étudier les termes qui peuvent peupler la partie basse énergie du spectre étant donné que l'éventualité de sources exotiques de \bar{d} à basse énergie a été évoquée. En outre, une étude détaillée du flux de \bar{d} secondaires est indispensable puisque la valeur de ce dernier se trouve dans la limite des possibilités de détections expérimentales comme nous le verrons.

Pour les flux de ${}^3\overline{He}$ et de ${}^4\overline{He}$ secondaires, la situation est différente. Nous verrons que ces derniers sont très faibles et qu'ils resteront, sans doute pour très longtemps, hors de portée de toute étude expérimentale pourvue d'une signification statistique. Ce qui nous intéresse ici c'est l'estimation de l'ordre de grandeur de ces flux. C'est pourquoi nous ne considérerons pas les termes susceptibles de peupler le flux à basse énergie (tout en gardant à l'esprit que ces derniers existent) et dont l'évaluation

serait sans doute encore plus délicate que dans le cas de \bar{d} .

Nous allons une fois de plus être conduits à résoudre l'équation (5.15) sans considérer le terme Q^{ina} ce qui est beaucoup plus simple puisqu'il s'agit alors d'une équation explicite. Le terme source que l'on notera Q^{mat} , comme dans le cas du flux de \bar{d} , contiendra la production de ${}^3\overline{He}$ et de ${}^4\overline{He}$ dans les collisions pp , pHe et Hep . La production de ${}^3\overline{He}$ va être considérée dans l'approche CS et CD et la production de ${}^4\overline{He}$ uniquement dans l'approche CS puisque nous n'avons pas développé la version CD pour ce dernier.

Un ${}^3\overline{He}$ peut être formé directement par fusion de deux \bar{p} et d'un \bar{n} . Une autre possibilité est la synthèse d'un \bar{t} , deux \bar{n} et un \bar{p} , qui ensuite va se désintégrer en un ${}^3\overline{He}$ avec une demie-vie de 12.3 années environ (ce qui est un temps négligeable par rapport à $\tau_{esc} \approx 10^7$ ans). Dans [26], les auteurs affirment que ce deuxième processus est dominant car il ne souffre pas de la répulsion entre les deux antiprotons. Il est vrai que pour pouvoir coalescer, le mouvement relatif des antinucléons doit être faible (la quantité de mouvement relative correspond approximativement à la quantité de mouvement de coalescence) et l'interaction coulombienne peut jouer un rôle dans la section efficace. Ils n'ont pas considéré le premier processus. Cependant, les données expérimentales sur la production de t et 3He (beaucoup plus nombreuses que celles concernant \bar{t} et ${}^3\overline{He}$) dans les collisions pA et AA conduisent à des valeurs très similaires des sections efficaces inclusives de production [9, 95, 96]. Dans le modèle de coalescence usuel, la même valeur de p_0 est en général utilisée pour la production de t et 3He [95]. Si l'on regarde les quelques données expérimentales mentionnées au chapitre 3 sur la production de \bar{t} et ${}^3\overline{He}$ (figures 3.16, 3.15 et 3.19), la situation est plus confuse. Nous avons donc considéré jusqu'à présent et en particulier au chapitre 3 que la section efficace de production de \bar{t} est similaire à celle de ${}^3\overline{He}$. Ainsi, le flux de ${}^3\overline{He}$ doit être multiplié par deux pour tenir compte de la désintégration de \bar{t} (à l'image de ce qui a été fait pour la désintégration des \bar{n} en \bar{p}).

Sur la figure 5.21, nous avons reporté le flux de ${}^3\overline{He}$ secondaires obtenu suivant l'approche phénoménologique considérée pour le calcul de la section efficace de production. Dans la version CS, la différence entre notre quantité de mouvement de coalescence $p_0 = 79$ MeV/ c et celle de Donato *et al* $p_0 = 58$ MeV/ c a des conséquences notables, on trouve un écart de $(79/58)^6 \simeq 6.4$. Cela illustre une fois de plus la sensibilité du modèle au choix de la valeur de p_0 qui reste difficile à ajuster par manque de données expérimentales. Par rapport à la version CS avec $p_0 = 79$ MeV/ c , la version CD donne un flux d'un facteur environ 5.5 supérieur ce qui correspond en terme de coalescence standard à $p_0 \simeq 105$ MeV/ c . On retrouve le résultat du chapitre 3 (voir figure 3.19).

Dans le cas de ${}^4\overline{He}$, le choix de la quantité de mouvement de coalescence est encore plus critique comme l'illustre la figure 5.22 où l'on a reporté le flux secondaire obtenu toujours pour $p_0 = 58$ MeV/ c et $p_0 = 79$ MeV/ c . L'écart est cette fois de $(79/58)^6 \simeq 16$ ce qui devient considérable.

Les résultats précédents montrent clairement que dans le calcul des flux de $\bar{A} > 2$ secondaires, la principale incertitude demeure la connaissance de la section efficace de production.

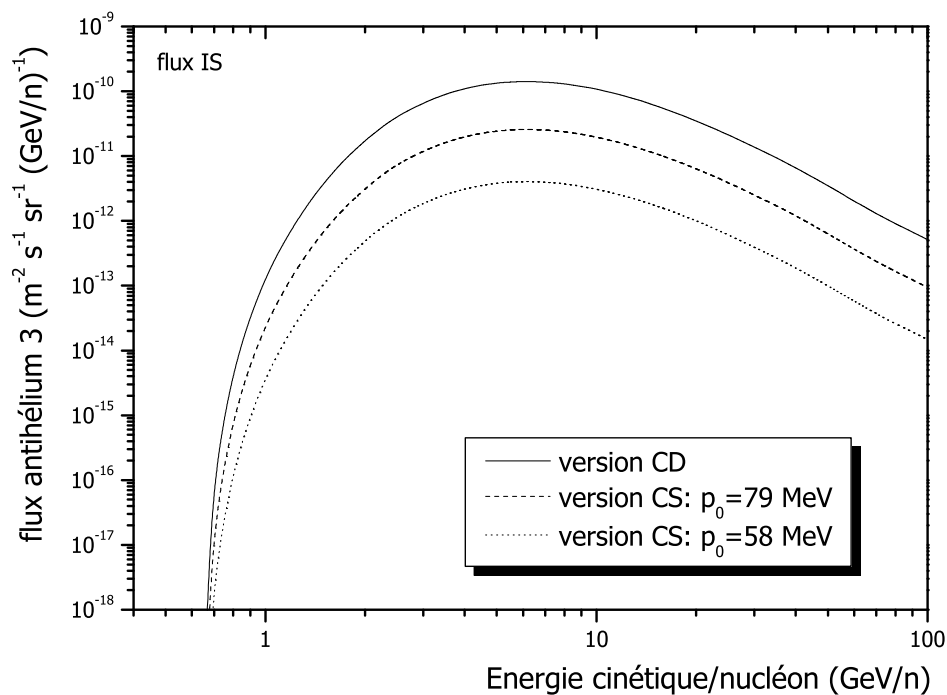


FIG. 5.21 – Flux de ${}^3\overline{\text{He}}$ secondaires IS pour la version CS de la section efficace de production ($p_0 = 58 \text{ MeV}/c$ et $p_0 = 79 \text{ MeV}/c.$) et pour la version CD.

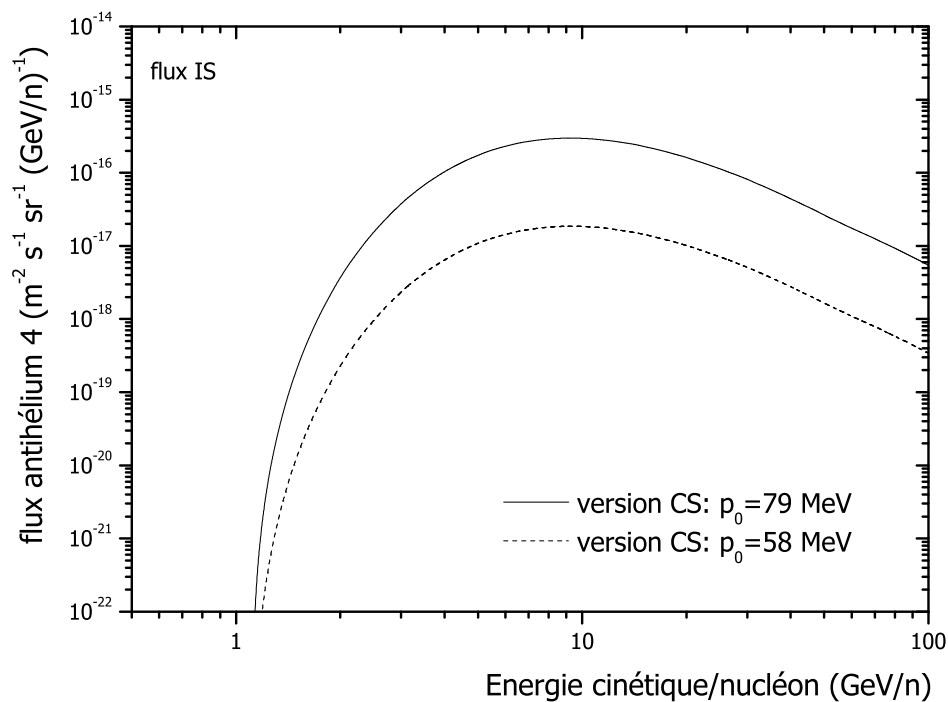


FIG. 5.22 – Flux de ${}^4\overline{\text{He}}$ secondaires IS pour la version CS de la section efficace de production ($p_0 = 58 \text{ MeV}/c$ et $p_0 = 79 \text{ MeV}/c.$)

5.6 Quantité d'antimatière attendue, bilan

L'ensemble des flux d'antimatière que nous venons d'estimer est reporté sur la figure 5.23. Il s'agit des flux TOA modulés avec $\phi = 500$ MV. Pour plus de lisibilité, les flux ont été renormalisés comme indiqué sur la figure. Pour le flux de \bar{p} , nous avons pris les résultats correspondant à la ligne 2 de la figure 5.9 (plus la modulation). Pour les autres flux, les résultats présentés correspondent à l'approche CS avec toujours $p_0 = 79$ MeV/c. La tendance générale est la réduction globale d'un facteur plus grand que 10^4 du flux lorsque le numéro atomique de l'antinoynu augmente de 1. Pour être plus précis, il

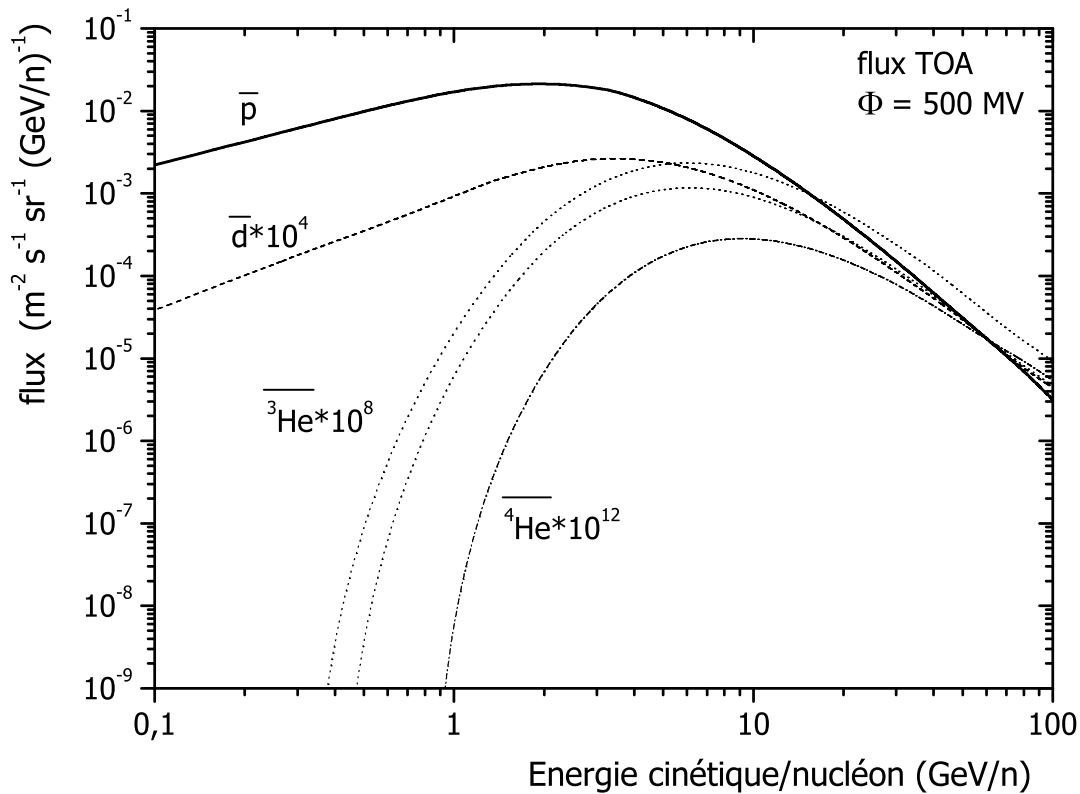


FIG. 5.23 – Comparaison des flux TOA d'antimatière secondaires. Le flux de \bar{d} a été multiplié par 10^4 , celui de ${}^3\bar{He}$ par 10^8 et celui de ${}^4\bar{He}$ par 10^{12} . Nous avons tracé le flux de ${}^3\bar{He}$ selon la prise en compte ou non de la production directe. Modulation solaire : $\phi = 500$ MV.

faut à présent déterminer le nombre de particules que l'on attend au niveau de la Terre. Pour cela, nous avons d'abord intégré les flux dans la gamme d'énergie 0.1 GeV/n–100 GeV/n. Nous avons choisi une acceptance géométrique de $0.5 \text{ m}^2 \text{ sr}$ correspondant approximativement à celle du détecteur AMS et pour une période d'un an. Nous nous sommes placés dans le cas idéal où la coupure géomagnétique n'a pas été considérée, ce qui revient à faire la mesure au niveau des pôles magnétiques terrestres. Cette coupure a pour effet d'empêcher les particules (avec une quantité de mouvement inférieure à une quantité de mouvement seuil) d'arriver jusqu'à nous en les piègeant dans le champ magnétique terrestre

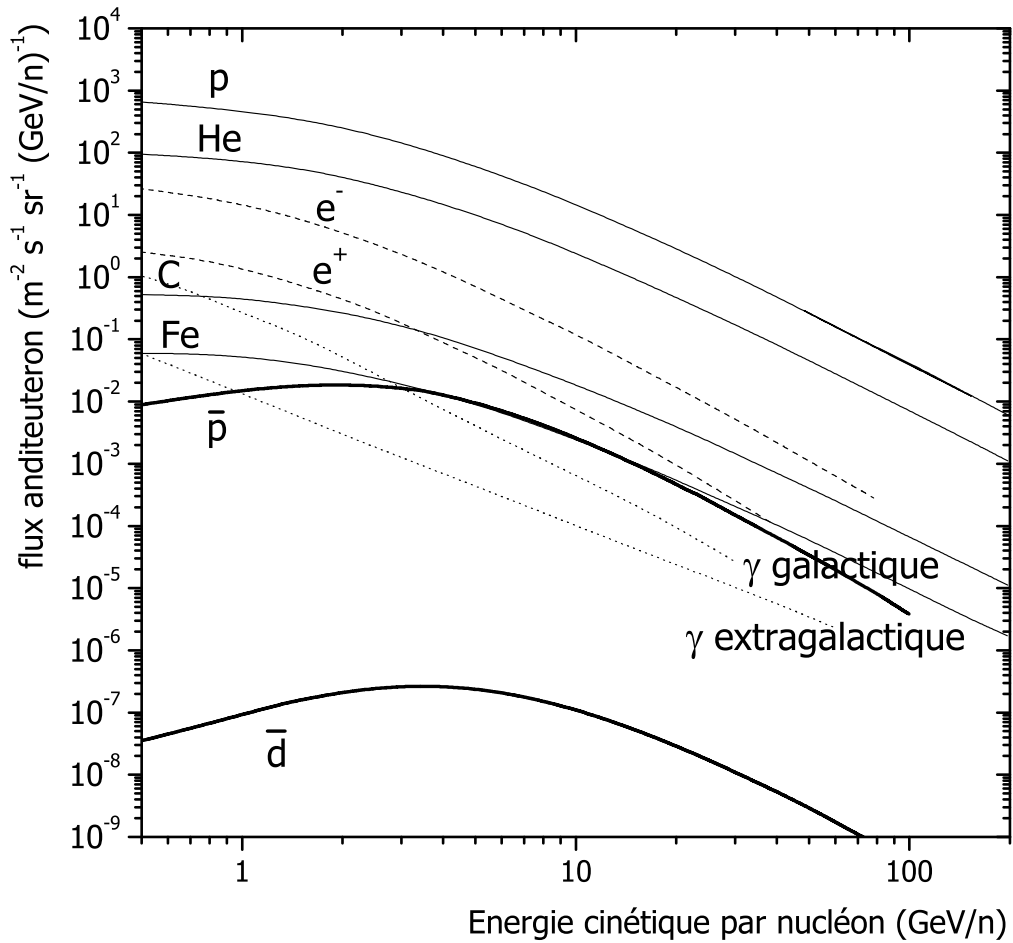


FIG. 5.24 – Comparaison des flux de \bar{p} et de \bar{d} secondaires (mêmes conditions que pour la figure 5.4) avec les composantes principales du flux de RC ($\phi = 500$ MV).

(c'est un bouclier magnétique). Nous avons pris une modulation de 500 MV. Une valeur supérieure a pour effet de légèrement diminuer le nombre de particules attendu, pour les flux qui nous concernent. Les résultats sont présentés dans le tableau . La gamme de valeurs indiquées provient des incertitudes, déjà explicitées, sur l'estimation des flux. Il n'y a qu'une valeur indiquée pour le flux de ${}^4\overline{He}$ car nous n'avons considéré sa production que dans l'approche CS. Il faut garder à l'esprit que c'est certainement sur ce flux que l'incertitude est la plus grande mais sa très faible valeur en relativise l'importance.

Un ${}^4\overline{He}$ peut tomber dans le détecteur tous les 10 millions d'années. Il est inutile de préciser que la détection d'un tel flux est hautement improbable. Pour l' ${}^3\overline{He}$, une particule est attendue tous les 35 à 185 ans. Si l'on considère, que la production directe est supprimée par la répulsion coulombienne, hypothèse de [26], le laps de temps est simplement multiplié par deux.

Plus intéressant est le cas des \bar{d} . AMS peut espérer collecter de 20 à 40 \bar{d} par an. Mais en réalité, il est indispensable de considérer la coupure géomagnétique qui va diminuer ce nombre de particules

particules	\bar{p}	\bar{d}	${}^3\overline{He}$	${}^4\overline{He}$
flux intégré	$(1.0 - 1.3) \times 10^{-1}$	$(1.5 - 2.7) \times 10^{-6}$	$(3.4 - 18.7) \times 10^{-10}$	6.4×10^{-15}
nombre de particules	$(1.6 - 2.0) \times 10^6$	24 - 43	$(5.4 - 29) \times 10^{-3}$	1.0×10^{-7}

TAB. 5.4 – Flux intégré entre 0.1 GeV/n et 100 GeV/n en $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}$. Le nombre de particules est obtenu pour une acceptation géométrique de $0.5 m^2sr$ et pour une période d'un an. La coupure géomagnétique n'a pas été considérée. La modulation solaire est de $\phi = 500$ MV.

étant donné que la trajectoire d'AMS ne passera pas uniquement au-dessus des pôles magnétiques. Une étude précise de l'effet de la coupure magnétique reste à entreprendre. Pour espérer identifier réellement les \bar{d} , il va falloir les distinguer des autres particules et notamment des \bar{p} qui sont aussi des particules hadroniques de charge -1 . Sur la figure 5.24, on a juxtaposé le flux des principales composantes du RC sur une même échelle et en particulier le flux de \bar{p} et de \bar{d} secondaires. On constate clairement le fossé qui existe entre le flux de \bar{d} et les autres flux. Si l'on se réfère au tableau 5.4, en terme de nombre de particules attendu, on a $1.5 \times 10^{-5} < \bar{d}/\bar{p} < 2.1 \times 10^{-5}$.

AMS devra être capable de distinguer un \bar{d} parmi 100 000 \bar{p} , c'est-à-dire posséder un taux de réjection $\bar{d}/\bar{p} > 10^{-5}$. Il s'agit là d'un critère très exigeant. Pour savoir si le détecteur AMS sera capable de détecter des \bar{d} , un travail de simulation comprenant en entrée les vrais rapports des flux des particules du RC doit être entrepris.

Au final, les flux de ${}^3\overline{He}$ et de ${}^4\overline{He}$ secondaires restent hors de portée de toutes détections expérimentales. Dans le cas de la détection d'un ${}^4\overline{He}$, ce dernier ne sera certainement pas d'origine secondaire. Cette conclusion a déjà été donnée par P. Chardonnet *et al* dans [26]. Ainsi la production d'antinoaux avec $A \geq 3$ par notre galaxie reste marginale.

Notre galaxie ne peut produire de façon significative que de l'antimatière sous forme de \bar{p} et de \bar{d} . Nous avons obtenu un flux de \bar{d} secondaires globalement plus important que celui de P. Chardonnet *et al* et en particulier à basse énergie. Il s'agit d'une bonne nouvelle pour la détection de \bar{d} secondaires.

En attendant AMS, les expériences de longue durée, BESS-Polar en ballon [174] et PAMELA sur satellite [34], devraient apporter fin 2004 une contribution significative à la traque des \bar{p} et des \bar{d} et de l'antimatière en général.

Conclusion

L'objectif principal du travail présenté dans ce manuscrit a été le calcul des flux d'antimatière secondaire sous forme de \bar{p} , \bar{d} , ${}^3\overline{He}$ et ${}^4\overline{He}$, produits par la galaxie et attendus près de la Terre. En effet, la traque de l'antimatière dans le rayonnement cosmique nécessite, au préalable, la connaissance de la quantité d'antimatière produite par notre galaxie pour d'une part mettre en évidence la présence de matière noire dans la galaxie et pour d'autre part détecter éventuellement la présence d'antimatière d'origine primordiale.

Comme travail préliminaire, une partie importante de ce manuscrit a été consacrée à la production d'antimatière dans les collisions hadroniques proton-proton et proton-noyaux. La connaissance des sections efficaces de production d'antimatière pour ces réactions est indispensable puisque l'interaction du rayonnement cosmique avec la matière du milieu interstellaire est la source de l'antimatière secondaire dans la galaxie. En nous appuyant sur les propriétés élémentaires des collisions hadroniques et sur les données expérimentales, nous avons construit deux paramétrisations analytiques simples capables de bien décrire la production d'antiprotons dans un large domaine cinématique et pour de nombreux noyaux cibles. Ces paramétrisations apportent une amélioration significative dans la description des données par rapport aux paramétrisations antérieures. Les paramétrisations obtenues peuvent aussi servir dans d'autres contextes, en particulier pour la réalisation de futurs faisceaux d'antiprotons comme au HESR à GSI. La production de \bar{d} , ${}^3\overline{He}$ et ${}^4\overline{He}$ a été étudiée dans le cadre du modèle phénoménologique de la coalescence. Ce modèle dans sa version standard contient, outre la section efficace différentielle de production de \bar{p} , un paramètre libre, la quantité de mouvement de coalescence, que nous avons dû ajuster à partir des données expérimentales disponibles sur la production de \bar{d} (les données sur la production de ${}^3\overline{He}$ étant rares et celles sur ${}^4\overline{He}$ inexistantes). La possibilité de réaliser un tel ajustement montre à posteriori la validité du modèle de coalescence pour la production d'antinoyaux légers. Cependant pour s'affranchir de la quantité de mouvement de coalescence, nous avons aussi utilisé et adapté une version plus microscopique de la coalescence qui fait appel aux techniques de calcul des diagrammes de Feynman et qui ne nécessite aucun paramètre libre. Pour les \bar{d} , les résultats fournis par les deux approches sont compatibles et en accord avec les données expérimentales. La différence devient plus importante dans le cas de ${}^3\overline{He}$. Seule l'approche standard de la coalescence a été utilisée pour ${}^4\overline{He}$.

L'étude de la propagation des antinoyaux dans la galaxie requiert le calcul des sections efficaces totales de réaction de ces derniers avec la matière du milieu interstellaire. Dans cette perspective,

nous avons utilisé l'approximation de Glauber de la diffusion qui permet de déterminer l'interaction de systèmes composites à partir des interactions élémentaires de leurs constituants. Nous avons pu ainsi déterminer les sections efficaces de réaction pour les collisions $\bar{A}p$ et $\bar{A}He$ et qui sont en accord avec les quelques données expérimentales sur la question.

Pour traiter la propagation des antinoyaux dans la galaxie, nous avons utilisé le modèle simple de "la boîte qui fuit". Nous avons commencé par déterminer le flux de \bar{p} secondaires, largement étudié, afin de tester la validité de notre approche. En outre, nous avons donné une estimation plus réaliste du terme de diffusion inélastique non-annihilante responsable du peuplement du flux à basse énergie. Nous obtenons un flux en accord avec les précédents résultats. A cause d'une section efficace de production plus importante, le maximum du flux de \bar{d} que nous avons obtenu est supérieur d'un facteur compris entre 3 et 5 à celui des estimations antérieures. De plus, nous avons introduit et évalué deux nouveaux effets, jusque-là ignorés : un terme de production de \bar{d} supplémentaire dans les réactions $\bar{p}p$ et $\bar{p}He$, ainsi qu'un terme de diffusion inélastique non-annihilante (similaire au cas des \bar{p}). Ces deux effets ont pour conséquence de peupler de façon significative la partie basse énergie du flux. Nous avons utilisé la même approche pour déterminer les flux de ${}^3\bar{He}$ et ${}^4\bar{He}$ secondaires. L'incertitude sur ces derniers devient plus importante essentiellement à cause de l'incertitude sur les sections efficaces de production.

Finalement, les flux que nous avons obtenus montrent que la production de noyaux légers d'antimatière avec $A \geq 3$ dans la galaxie est extrêmement faible. Ainsi l' ${}^4\bar{He}$ constitue un bon canal pour la recherche d'antimatière primordiale. Le cas des \bar{d} est beaucoup plus intéressant. Le futur spectromètre spatial AMS, avec sa grande acceptance géométrique, peut espérer collecter de 20 à 40 \bar{d} par an. Seule une simulation précise pourra nous dire si ce dernier sera capable ou non de distinguer un \bar{d} parmi 100 000 \bar{p} .

Durant ce travail, il est apparu clairement que dans l'estimation des flux d'antimatière secondaire, les principales incertitudes proviennent d'une méconnaissance des processus nucléaires au sens large. Beaucoup de réactions importantes pour notre problématique sont mal connues, voire inconnues, à la fois théoriquement et expérimentalement : $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + X$ pour la diffusion inélastique non-annihilante de \bar{p} , $\bar{d} + p \rightarrow \bar{d} + X$ pour la diffusion inélastique non-annihilante de \bar{d} et $\bar{p} + p \rightarrow \bar{d} + X$ pour la production de \bar{d} , sans compter le faible nombre de mesures expérimentales disponibles sur la production des antinoyaux légers. Des propositions ont été faites pour étudier ces réactions auprès de la future machine HESR à GSI dont le domaine d'énergie est adapté à notre problématique.

Une détermination encore plus précise des flux d'antimatière secondaire (en particulier les flux de \bar{p} et de \bar{d}), qui passe nécessairement par une amélioration de la connaissance des processus nucléaires, est indispensable étant donné la mise en oeuvre prochaine de spectromètres spatiaux comme AMS. Par exemple, ce dernier devra mesurer, durant les trois années de son installation sur la Station Spatiale Internationale, le flux d'antiprotons avec une précision encore inégalée. Ainsi, il deviendra possible d'écarter de façon certaine telle ou telle évaluation du flux de \bar{p} secondaires ce qui n'est pas encore le cas

à l'heure actuelle étant donné les grandes incertitudes encore présentes dans le flux de \bar{p} expérimental. Il est amusant de remarquer qu'une mesure précise du flux de \bar{p} d'origine galactique est un moyen original de mesurer les sections efficaces de production de \bar{p} .

Jusqu'à présent seule la présence de \bar{p} a été observée dans le rayonnement cosmique, gageons que les \bar{d} le seront dans la prochaine décennie.

Appendice 1

Fonction d'onde du deuteron

Nous reportons dans cet appendice la forme de la paramétrisation de la fonction d'onde du deuteron que nous avons utilisée et qui est donnée par M. Lacombe *et al* [111]. Les composantes de la fonction

C_J (fm ^{-1/2})	D_J (fm ^{-1/2})
0.88688076 +00	0.23135193 -01
-0.34717093 +00	-0.85604572 +00
-0.30502380 +01	0.56068193 +01
0.56207766 +02	-0.69462911 +02
-0.74957334 +03	0.41631118 +03
0.53365279 +04	-0.12387830 +04
-0.22706863 +05	0.12387830 +04
0.60434469 +05	0.33739172 +04
-0.10292058 +06	-0.13041151 +05
0.11223357 +05	0.19512524 +05
-0.75925226 +05	relation (5.44)
0.29059715 +05	relation (5.44)
relation (5.44)	relation (5.44)

TAB. 5.5 – Coefficients de la paramétrisation de la fonction d'onde du deuteron. La dernière valeur de C_J et les trois dernières de D_J sont obtenues à partir de l'équation .

d'onde du deuteron dans l'espace des moments s'écrit :

$$\frac{U_a(p)}{p} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_{J=1}^n \frac{C_J}{p^2 + m_J^2},$$

$$\frac{W_a(p)}{p} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_{J=1}^n \frac{D_J}{p^2 + m_J^2},$$

$U_a(p)$ correspond à l'onde S (moment angulaire $l = 0$) et $W_a(p)$ à l'onde D (moment angulaire $l = 2$). Les conditions aux limites $U_a(r) \rightarrow r$ et $W_a(r) \rightarrow r^3$ quand $r \rightarrow 0$ implique

$$\sum_{J=1}^n C_J = 0$$

$$\sum_{J=1}^n \frac{D_J}{m_J^2} = \sum_{J=1}^n C_J = \sum_{J=1}^n D_J m_J^2 = 0$$

Pour satisfaire ces conditions avec précision, le dernier coefficient de $U_a(p)$ et les trois derniers de $W_a(p)$ (voir tableau 5.44) sont calculés par les relations suivantes :

$$C_n = - \sum_{J=1}^{n-1} C_J \quad (5.42)$$

$$D_{n-2} = \frac{m_{n-2}^2}{(m_n^2 - m_{n-2}^2)(m_{n-1}^2 - m_{n-2}^2)} \quad (5.43)$$

$$\times \left(-m_{n-1}^2 m_n^2 \sum_{J=1}^{n-3} \frac{D_J}{m_J^2} + (m_{n-1}^2 + m_n^2) \sum_{J=1}^{n-3} D_J - \sum_{J=1}^{n-3} D_J m_J^2 \right).$$

Les deux autres relations se déduisent par permutation circulaire de $n-3$, $n-2$ et n . La masse m_J est donnée par $m_J = \alpha + (J-1)m_0$, avec $m_0 = 1 \text{ fm}^{-1}$ et $\alpha = 2m_R |E_D|^{1/2} / \hbar = 0.23162462 \text{ fm}^{-1}$, où m_R et E_D sont respectivement la masse réduite proton-neutron et l'énergie de liaison du deuteron.

La fonction d'onde est normalisée par $\int [U_a(p)^2 + W_a(p)^2] = 1$. Dans la relation 3.29 du chapitre 3, nous avons utilisé une normalisation différente, ce qui revient à multiplier la présente paramétrisation par $(2\pi)^{3/2}$.

Appendice 2

Fonction d'onde à 3 corps

Nous reportons dans cet appendice la forme de la paramétrisation de la fonction d'onde pour les systèmes à 3 corps (noté tritium) que nous avons utilisée et qui est donnée par Muslim *et al* [115].

La fonction d'onde totale du tritium est écrite comme la somme de 3 composantes de Faddeev.

$$\Psi = \sum_{i=1}^3 \Psi_t^i(\mathbf{q}_i, \mathbf{p}_i).$$

Dans (3.45) et (3.46), nous utilisons une seule composante de Faddeev Ψ_t car à cause de la symétrie dans l'échange de deux nucléons, la forme fonctionnelle des trois composantes de Faddeev est identique. Les composantes de Faddeev sont aussi décomposées en ondes partielles sur la base des états propres du spin-isopin et du moment angulaire $\phi_\alpha(\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{q}})$ avec comme composantes $\psi_\alpha(p, q)$.

$$\Psi_t(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \sum_{\alpha} \psi_\alpha(p, q) \phi_\alpha(\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{q}}),$$

avec, si \mathbf{p}_i ($i = 1, 2, 3$) est la quantité de mouvement du nucléon

$$\mathbf{p} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2), \mathbf{q} = \frac{1}{2\sqrt{3}}(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - 2\mathbf{p}_3).$$

La normalisation de la fonction d'onde est la suivante :

$$\int |\Psi_t(\mathbf{p}, \mathbf{q})|^2 d^3\mathbf{p} d^3\mathbf{q} = \sum_{\alpha} \int dp dq p^2 q^2 |\psi_\alpha(p, q)|^2 = 1.$$

Dans ces expressions, la définition de \mathbf{p} et la normalisation sont différentes de celles utilisées au chapitre 3 (3.46). Ψ_t est la somme des états partiels α qui est un label pour les grandeurs physiques suivantes :

- L , le moment angulaire de la paire (1-2).
- l , le moment angulaire du nucléon 3 par rapport au centre de masse de la paire de nucléons (1-2).
- \mathcal{L} , le moment angulaire total du tritium.
- s , le spin de la paire de nucléons (1-2).
- \mathcal{S} , le spin total du tritium.
- T , l'isospin de la paire de nucléons (1-2).

Seulement deux composantes α ont été prises en compte, $\alpha = 1, 2$ (parmi une infinité).

- pour $\alpha = 1$, $L = l = \mathcal{L} = 0$, $s = 1$, $S = 1/2$ et $T = 0$.
- pour $\alpha = 2$, $L = l = \mathcal{L} = s = 0$, $S = 1/2$ et $T = 1$.

Le fait de ne considérer que deux ondes partielles est une approximation qui correspond pour le tritium à une probabilité de 89.25% d'être dans l'état partiel α . Dans [115], la paramétrisation de $\psi_\alpha(p, q)$ est donnée par

$$\psi_\alpha(p, q) = p^L p^l \frac{1}{(p^2 + \Omega_{p1}^2)} \prod_{m=1}^3 \frac{1}{(q^2 + \Omega_{qm}^2)} \sum_{i=1}^6 \sum_{j=1}^6 \frac{C_{ij}}{(p^2 + \mu_i^2)(q^2 + \nu_j^2)},$$

avec Ω_{p1} , Ω_{qm} , μ_i , ν_j et C_{ij} qui dépendent de l'état partiel α . La valeur numérique de ces coefficients est donnée dans [115] et est reportée dans les tableaux 5.6 et 5.7.

On considère que ${}^3\text{He}(ppn)$ et $t(pnn)$ sont décrits par la même fonction d'onde. Cependant à cause de la présence de l'interaction coulombienne, les fonctions d'onde de ces deux noyaux doivent être légèrement différentes. Cette différence est négligeable par rapport aux autres incertitudes présentes dans le calcul de la section efficace de \bar{t} et de ${}^3\overline{\text{He}}$.

$\Omega_{p1}^2 = 0.0426$	$\mu_1^2 = 0.1137$	$\mu_2^2 = 0.4693$	$\mu_3^2 = 1.6939$	$\mu_4^2 = 2.7790$	$\mu_5^2 = 5.1157$	$\mu_6^2 = 10.8505$
$\Omega_{q1}^2 = 0.1159$	$\Omega_{q2}^2 = 0.1847$	$\Omega_{q3}^2 = 0.3463$				
$\nu_1^2 = 0.2838$	$\nu_2^2 = 0.5972$	$\nu_3^2 = 0.7242$	$\nu_4^2 = 2.3753$	$\nu_5^2 = 12.4039$	$\nu_6^2 = 17.4390$	

i	j=1	2	3	4	5	6
1	$-2.4952036 \times 10^{-2}$	1.2941650	-1.8504775	-2.5521990	2.7548018×10^2	-3.6015585×10^3
2	1.4796595×10^{-1}	-7.8450124	9.7325707	9.3162463×10^1	-6.4792481×10^3	8.4097956×10^3
3	7.8625040	-5.1067860×10^2	8.9330544×10^2	-4.4349925×10^3	1.7320713×10^5	-2.1801188×10^5
4	-2.1725489×10^1	1.4349795×10^3	-2.4922190×10^3	1.1282759×10^4	-4.1055574×10^5	5.1375279×10^5
5	1.4657843×10^1	-1.0371846×10^3	1.8281134×10^3	-8.5945052×10^3	3.1085615×10^5	-3.8851717×10^5
6	2.2612139	-6.9925007×10^1	7.6029020×10^1	7.0749415×10^2	-4.3189366×10^4	5.558769×10^4

TAB. 5.6 – Paramètre pour l'état S , ($\alpha = 1$) $L = l = \mathcal{L} = 0$, $s = 1$, $S = 1/2$ et $T = 0$. Le tableau inférieur donne la valeur des coefficients C_{ij} .

$\Omega_{p1}^2 = 0.0048$	$\mu_1^2 = 0.1624$	$\mu_2^2 = 0.3261$	$\mu_3^2 = 0.6742$	$\mu_4^2 = 4.8345$	$\mu_5^2 = 10.6683$	$\mu_6^2 = 10.8505$
$\Omega_{q1}^2 = 0.1681$	$\Omega_{q2}^2 = 6.1581$	$\Omega_{q3}^2 = 7.6191$				
$\nu_1^2 = 0.1926$	$\nu_2^2 = 0.3553$	$\nu_3^2 = 0.7186$	$\nu_4^2 = 1.3447$	$\nu_5^2 = 2.5742$	$\nu_6^2 = 3.6161$	

i	j=1	2	3	4	5	6
1	$-1.2638674 \times 10^{-2}$	1.0179045×10^2	-9.7719337×10^1	-1.5054615×10^3	5.4303348×10^3	-3.9921148×10^3
2	9.4544065×10^1	-7.9889332×10^2	2.4118017×10^3	1.2789830×10^3	-1.3973182×10^4	1.0778824×10^4
3	-2.3425804×10^2	2.0885230×10^3	-9.1765647×10^3	1.5884013×10^4	-1.8897879×10^4	1.2684472×10^4
4	1.1888804×10^3	-1.0295889×10^4	4.7328154×10^4	-1.0006894×10^5	1.5891267×10^5	-1.0722121×10^5
5	-9.4210181×10^2	6.7971841×10^3	-1.7632044×10^4	-1.9531941×10^4	1.6039854×10^5	-1.3806108×10^5
6	-2.9004070×10^2	4.4294210×10^3	-3.9938407×10^4	1.6856860×10^5	-4.6114556×10^5	3.5528240×10^5

TAB. 5.7 – Paramètre pour l'état S , ($\alpha = 2$) $L = l = \mathcal{L} = s = 0$, $S = 1/2$ et $T = 1$. Le tableau inférieur donne la valeur des coefficients C_{ij} .

Bibliographie

- [1] P.A.M. Dirac, Proc. R. Soc. London Ser. **A117**, 610 (1928).
- [2] C.D. Anderson, Phys. Rev. **43**, 491 (1932) et **44**, 406 (1932).
- [3] R.P. Feynman, Phys. Rev. **76**, 749 (1949).
- [4] O. Chamberlain *et al.*, Phys. Rev. **100**, 947 (1955).
- [5] T. Massam *et al.*, Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. **39**, 10 (1965).
- [6] D.E. Dorfan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **14**, 1003 (1965).
- [7] N.K. Vishnevsky *et al.*, Yad. Fiz. **20**, 694 (1974); Sov. J. Nucl. Phys. **20**, 371 (1974).
- [8] Yu.M. Antipov *et al.*, Phys. Lett. **34B**, 164 (1971); Yu.M. Antipov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **12**, 171 (1971).
- [9] W. Bozzoli *et al.*, Nucl. Phys. **B144**, 317 (1978).
- [10] E.W. Kolb and M.S. Turner, *Early Universe* (Perseus Book Group, 1999).
- [11] A.D. Sakharov, JETP Lett. **5**, 24 (1967).
- [12] T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
- [13] J.H. Christenspn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [14] S.G. Rubin *et al.*, Grav. and Cosm. **4-5**, 246 (1999).
- [15] R.L. Golden *et al.*, ApJ. **479**, 992 (1997).
- [16] G.F. Smoot *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 258 (1975).
- [17] P. Evenson *et al.*, ApJ. **176**, 797 (1972).
- [18] H. Aizu *et al.*, Phys. Rev. **121**, 1206 (1961).
- [19] G.D. Badhwar *et al.*, Nature **274**, 137 (1978).
- [20] A. Buffington *et al.*, ApJ. **248**, 1179 (1981).
- [21] J.F. Ormes *et al.*, ApJ. **482**, 187 (1997).
- [22] T. Saeki *et al.*, Phys. Lett. **422B**, 319 (1998).
- [23] J. Alcaraz *et al.*, Phys. Lett. **461B**, 387 (1999).
- [24] M. Sasaki *et al.*, Proc. 27th ICRC, (2001).
- [25] H. Fucke *et al.*, Proc. 28th ICRC (Tsukuba), 5, 1463, (2003).

- [26] P. Chardonnet *et al.*, Phys. Lett. **409B**, 313 (1997).
- [27] Y. Asoaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 051101 (2002).
- [28] M. Aguilar *et al.*, Phys. Rep. **366**, 331 (2002).
- [29] M. Boezio *et al.*, ApJ. **561**, 787 (2001).
- [30] S. Orita *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1078 (2000).
- [31] M. Boezio *et al.*, ApJ. **487**, 415 (1997).
- [32] J.W. Mitchell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3057 (1996).
- [33] G. Basini *et al.*, Proc. 26th ICRC, (1999).
- [34] O. Adrani *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A **478**, 114 (2002).
- [35] F. Donato *et al.*, Phys. Rev. D **63**, 043003 (2000).
- [36] J. Silk et M. Srednicki., Phys. Rev. Lett **53**, 624 (1984).
- [37] A. Barrau *et al.*, Astron. Astrophys **398**, 403 (2003).
- [38] L. Derome *et al.*, Phys. Lett. B **489**, 1 (2000).
- [39] R. Battiston *et al.*, Astropart. Phys **13**, 51 (2000).
- [40] R.C. Hartman *et al.*, ApJS **123**, 79 (1999).
- [41] P.A. Cherenkov, Phys. Rev. **52**, 378 (1937).
- [42] I. Frank et I. Tamm, Dokl. Akad. Nauk SSSR **14**, 107 (1937).
- [43] V.L. Ginsburg, Zh. Fiz. SSSR **2**, 441 (1940) et Zh. Eksp. Teor. Fiz. **10** (6), 589 (1940).
- [44] J.V. Jelley, *Cherenkov radiation and its application*, (Pergamon Press, Oxford, 1958).
- [45] B. Baret, thèse de l'université Joseph Fourier (en préparation), Grenoble (2004).
- [46] J.D. Berst, R. Marbot et J. Séguinot, notes internes Delphi 83-104 (1983).
- [47] G. Boudoul, thèse de l'université Joseph Fourier, Grenoble (2003).
- [48] J.A. Hauger *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 764 (1998).
- [49] S. Cecchini *et al.*, hep-ex/0201039 (2000).
- [50] I. Pshenichnov et K. Sümmerer, communication privée, voir aussi K. Sümmerer et B. Blank, nucl-ex/9911006 (1999).
- [51] R.P. Duperray, C. Y. Huang, K.V. Protasov and M. Buenerd, Phys. Rev. D **68**, 094017 (2003).
- [52] L.C. Tan and L.K. Ng *et al.*, Phys. Rev. D **26**, 1179 (1982).
- [53] A.N. Kalinovskii, M.V. Mokhov, and Yu.P. Nikitin, Passage of high-energy particules through matter (American Institute of Physics, 1989).
- [54] F. Halzen and A.Martin, *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics* (Wiley, New York, 1984).
- [55] E. Byckling and K. Kajantie, *Particle kinematics*, (Wiley Interscience, London 1973).

- [56] P.D.B. Collins and A.D.Martin, *Hadron Interaction*, (Adam Hilger Ltd, Bristol, 1984).
- [57] D. Horn and F. Zachariasen, *Hadron Physics at Very High Energy*, (W.A. Benjamin, Inc. Advances Book Program, Massachusetts, 1973).
- [58] T. Abbott *et al.*, Phys. Rev. D **47**, 3906 (1992).
- [59] M. Aoki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2345 (1992).
- [60] A. bussièrè *et al.*, Nucl. Phys. **B174**, 1 (1980).
- [61] T. Abbott *et al.*, Phys. Rev. C **50**, 1024 (1994).
- [62] P.I.P. Kalmus *et al.*, CERN-70-25 Nuclear Physics Division (1970).
- [63] A. Jahns *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2895 (1995).
- [64] D.S. Barton *et al.*, Phys. Rev. D **27**, 2580 (1983).
- [65] J.M. Snow *et al.*, Phys. Rev. D **32**, 11 (1985).
- [66] G.J. Marmer *et al.*, Phys. Rev. **179**, 1294 (1969).
- [67] Y. Sugaya *et al.*, Nucl. Phys. **A634**, 115 (1998).
- [68] T. Abott *et al.*, Phys. Rev. D **47**, 1351 (1993).
- [69] J.V. Allaby *et al.*, CERN-70-12 Nuclear Physics Division (1970).
- [70] D. Dekker *et al.*, Phys. Rev. **51**, 271 (1965).
- [71] T. Eichten *et al.*, Nucl. Phys. **B44**, 333 (1972).
- [72] P.I.P. Kalmus *et al.*, CERN-71-25 Nuclear Physics Division (1971).
- [73] J.M. Snow *et al.*, Phys. Rev. D **32**, 11 (1985).
- [74] D.S. Barton *et al.*, Phys. Rev. D **22**, 2580 (1983).
- [75] J.R. Johnson *et al.*, Phys. Rev. D **17**, 1292 (1978).
- [76] W.F. Baker *et al.*, Phys. Lett. **51B**, 303 (1974).
- [77] J.W. Cronin *et al.*, Phys. Rev. D **11**, 3105 (1975).
- [78] D. Antreasyan *et al.*, Phys. Rev. D **19**, 764 (1979).
- [79] K. Guettler *et al.*, Nucl. Phys. **B116**, 77 (1976).
- [80] P. Capiluppi *et al.*, Nucl. Phys. **B79**, 189 (1974).
- [81] J.R. Letaw *et al.*, Astropart. J. Suppl. **51**, 271 (1983).
- [82] L.C. Tan and L.K.Ng, J. Phys. G : Nucl. Phys. **9**, 227 (1983).
- [83] F. James, MINUIT Fonction Minimisation and Error Analysis, CERN, Program Library Long Writeup D506, (1998).
- [84] K. Protassov, *Analyse Statistique Des données expérimentales* (EDP Sciences, 2002).
- [85] I.G. Bearden *et al.*, Phys. Rev. C **52**, 837 (1998).
- [86] V.V. Abramov *et al.*, Z. phys. C **205** (1984).

- [87] M. Antinucci *et al.*, Lett. Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. **6**, 121 (1973).
- [88] G. Giacomelli *et al.*, Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. **24C**, 575 (2001).
- [89] R.P. Duperray, K.V. Protasov and A.Yu. Voronin, Eur. Phys. J. A **16**, 27 (2003).
- [90] R.P. Duperray, K.V. Protasov, L. Derome and M. Buénerd, Eur. Phys. J. A **18**, 597 (2003).
- [91] S.T. Butler and C.A. Pearson, Phys. Rev. Lett. **7**, 69 (1962).
- [92] S.T. Butler and C.A. Pearson, Phys. Lett. **1**, 77 (1962).
- [93] S.T. Butler and C.A. Pearson, Phys. Rev. **129**, 836 (1963).
- [94] A. Schwarzschild and C.Zupancic, Phys. Rev. **129**, 854 (1963).
- [95] L.P. Csernai and J.I.Kapusta, Phys. Rep. **131**, 223 (1986).
- [96] S. Nagamiya *et al.*, Phys. Rev. C **24**, 971 (1981).
- [97] J. Simon-Gillo *et al.*, Nucl. Phys. **A590**, 483c (1995).
- [98] R. Arse *et al.*, Nucl. Phys. **A661**, 777c (1999).
- [99] G.Ambrosini *et al.*, J. Phy. G : Nucl. Part. Phys. **23**, 2135 (1997).
- [100] F. James, Monte carlo Phase Space, CERN 68-15 (1968);
<http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/shortwrupsdir/w515/top.html>
- [101] J.W. Cronin *et al.*, Phys. Rev. D **11**, 3105 (1975).
- [102] B. Alper *et al.*, Phys. Lett. **46B**, 265 (1973).
- [103] W.M. Gibson *et al.*, Lett. Nuovo Cimento **21**, 189 (1978).
- [104] M.G. Albrow *et al.*, Nucl. Phys. **B97**, 189 (1975).
- [105] J.C.M. Armitage *et al.*, Nucl. Phys. **B150**, 87 (1979).
- [106] F. Binon *et al.*, Phys. Lett. **30B**, 510 (1969).
- [107] V.V. Abramov *et al.*, Z. Phys. C **24**, 205 (1984).
- [108] V.M. Kolybasov and Yu.N. Sokol'skikh, Phys. Lett. **225B**, 31 (1989); Phys. Lett. **276B**, 409 (1992); Sov. J. Nucl. Phys. **55**, 1148 (1992).
- [109] I.S. Shapiro, *Dispersion theory of direct nuclear reactions*, in *Selected Topics in Nuclear Theory*, Ed. F. Janouch, IAEA, Vienna, (1963); I.S. Shapiro, Usp. Fiz. Nauk. **92**, 549 (1967) [Sov. Phys. Usp. **10**, 515 (1968)].
- [110] M.A. Braun and V.V. Vechernin, Sov. J. Nucl. Phys. **44**, 506 (1986); **36**, 357 (1982).
- [111] M. Lacombe, B. Loiseau, R. Vinh Mau, J. Côté, P. Pirés, R. de Toureil, Phys. Lett. **101B**, 139 (1981).
- [112] R. Machleidt, K. Holinde, Ch. Elster, Phys. Rep. **149**, 1 (1987).
- [113] V.G. Stoks, *et al.*, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994);
<http://nn-online.sci.kun.nl/>
- [114] M. Lacombe *et al.*, Phys. Lett. **101B**, 139 (1981).

- [115] Muslim and Y.E. Kim Nucl. Phys. **A427**, 235 (1984).
- [116] K. Protasov and R. Duperray, Proc. 9th International Conference on Hadron Spectroscopy (Protvino, Russia), (2001).
- [117] A. Zenoni *et al.*, Phys. Lett. **461B**, 413 (1999).
- [118] A. Bianconi *et al.*, Phys. Lett. **481B**, 194 (1999).
- [119] K.V. Protasov *et al.*, Eur. Phys. J. A **7**, 429 (2000).
- [120] A. Messiah, *Mécanique quantique*, vols 1 et 2, (Dunod, Paris, 1964).
- [121] G.R. Satchler *et al.*, Phys. Rev. C **29**, 574 (1984).
- [122] V. Ashford *et al.*, Phys. Rev. C **31**, 663 (1985).
- [123] L.D. Landau et E.M. Lifshitz, *Mécanique quantique* (Mir, Moscou, 1965).
- [124] J. Carbonell and K.V. Protasov, Hyp. int. **76**, 327 (1993).
- [125] M. Abramowitz et I.A. Stegun *Handbook of Mathematical Functions*, (Dover, NewYork, 1964).
- [126] H.A. Bethe *et al.*, Phys. Rev. **47**, 747 (1935).
- [127] E.P. Wigner *et al.*, Phys. Rev. **73**, 1002 (1948).
- [128] V.A. Karmanov *et al.*, Eur. Phys. J. A **8**, 429 (2000).
- [129] G. Bendiscioli *et al.*, Revista Del Nuovo Cimento **17**,N. 6 (1994).
- [130] F. Balaestra *et al.*, Phys. Lett. **230B**, 36 (1989).
- [131] R.J. Glauber *Lectures in theoretical Physics*, Vol 1, ed. par W.E.Brittin *et al* 315, (Interscience, 1959); *High Energy Physics and Nuclear Structure*, ed. par S. Devons *et al* (Plenum, 1970)
- [132] C. Furget, thèse de l'université Joseph Fourier, Grenoble (1989).
- [133] M. Buenerd and C. Furget, Phys. Rev. D **41**, 103 (1990).
- [134] V. Franco and G.K Varma *et al.*, Phys. Rev. C **18**, 349 (1978).
- [135] A. Hubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 468 (1998).
- [136] G. Bendiscioli *et al.*, Nuovo Cimento A, **104**, 61 (1991).
- [137] G. Bendiscioli *et al.*, Nuovo Cimento A, **105**, 1055 (1992).
- [138] W. Bruckner *et al.*, Phys. Lett. **158B**, 180 (1985).
- [139] T. Lasinski, Nucl. Phys. **B37**, 335 (1972).
- [140] L.A. Fajardo, Phys. Rev. D **24**, 46 (1980).
- [141] http://pdg.lbl.gov/2002/contents_plots.html
- [142] Phys. Rev. D Review of Particule Physics **66**, (2002).
- [143] O.D. Dalkarov *et al.*, Phys. Lett. **147B**, 1 (1984).
- [144] J. Chauvin *et al.*, Phys. Rev. C **28**, 1970 (1983).
- [145] F. Binon *et al.*, Phys. Lett. **31B**, 230 (1970).

- [146] A. Bujak *et al.*, Preprint of JINR, Dubna, no. E1-81-289, (1981).
- [147] G.N. Velichko *et al.*, *Yad. Fiz.* **42**, 1325 (1985).
- [148] J.P. Meyer, *Astron. Astrophys. Suppl.* **7**, 417 (1972).
- [149] Yu.P. Gorin *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **13**, 192 (1971).
- [150] V.S. Berezinskii *et al.*, *Astrophysics of cosmic rays*, (North-Holland, Amsterdam, 1990).
- [151] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, 1994.
- [152] D. Maurin, thèse de l'université de Savoie, Annecy (2001).
- [153] M. Simon *et al.*, *ApJ* **499**, 250 (1998).
- [154] M. Simon, *Frascati Physics Series Vol. XXIV* pp.119-136, (2002).
- [155] A. Bottino *et al.*, *Phys. Rev. D* **58**, 123503 (1998).
- [156] L. Bergström *et al.*, *ApJ* **526**, 215 (1999).
- [157] J.W. Bieber *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **83**, 674 (1999).
- [158] T.K. Gaisser *et al.*, *Proc. 26th ICRC*, **OG 1.1.19**, (1999).
- [159] F. Donato *et al.*, *ApJ* **563**, 172 (2001).
- [160] I.G. Moskalenko *et al.*, *ApJ* **565**, 280 (2002).
- [161] I.J. Gleeson et W.I. Axford, *ApJ* **154**, 1011 (1968).
- [162] T.K. Gaisser *et al.*, *ApJ* **394**, 174 (1992).
- [163] T. Sanuki *et al.*, *ApJ* **545**, 1135 (2000).
- [164] W.R. Webber *et al.*, *ApJ* **457**, 435 (1996).
- [165] U. Heinbach and M.Simo, *ApJ* **441**, 209 (1995).
- [166] M. Garcia-Munoz *et al.*, *ApJS* **64**, 269 (1987).
- [167] P. Ferrando *et al.*, *A&A* **247**, 163 (1991).
- [168] A.E. Brenner *et al.*, *Phys. Rev. D* **26**, 1497 (1982).
- [169] M.A. Abolins *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 126 (1970).
- [170] M.A. Anderson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 198 (1967).
- [171] G. Goggi *et al.*, *Nucl. Phys.* **B161**, 14 (1979).
- [172] G. Alberi and G.Goggi, *Phys. Rep.* **74**, 1 (1981).
- [173] A. Baldini *et al.*, *Landolt-Börnstein New Series*, Vol I/12b, Springer Verlag, (1981).
- [174] T. Yoshida *et al.*, *Proc. 28th ICRC (Tsukuba)*, (2003).

Table des figures

1.1	Compilation des résultats sur la mesure du flux de \bar{p} au niveau de la Terre.	6
1.2	Compilation des résultats sur la limite supérieure du rapport \overline{He}/He . Les lignes tiretées correspondent à des prévisions.	7
1.3	Sources possibles d'antimatière dans le rayonnement cosmique.	8
1.4	Vue du détecteur AMS et de sa réponse à différentes particules.	10
1.5	Polarisation induite par le passage d'une particule chargée (ici négativement), (a) à faible vitesse et (b) à grande vitesse.	14
1.6	Construction de Huygens, (a) interférence destructive ($v \leq c/n$) et (b) interférence constructive ($v > c/n$).	14
1.7	Schéma de principe du fonctionnement d'un imageur Cherenkov à focalisation de proximité.	16
1.8	Vue d'ensemble du RICH d'AMS-02.	17
1.9	Spectre de production de noyaux légers par fragmentation de projectiles, mesuré dans la collision $Au+C$ à 1 GeV/c par nucléon [48]. La distribution des fragments est piquée autour de la rapidité du faisceau. Cela est d'autant plus vrai que le fragment est plus lourd.	19
1.10	Sections efficaces de production d'un fragment de charge Z dans la collision $^{108}Pb+^{12}C$ à 158 GeV/c auprès du SPS au CERN (points) [49] comparées aux résultats théoriques [50].	19
1.11	Vue d'ensemble du prototype mis en place sur la ligne H8 du SPS.	20
1.12	Anneaux Cherenkov détectés sur la matrice de photomultiplicateurs du détecteur, pour différents noyaux incidents [45].	21
1.13	Réponse en charge du prototype pour un aérogel de Novosibirsk d'indice 1.03. Il s'agit d'un résultat préliminaire obtenu en ligne durant le test.	22
1.14	Résolution de la réponse en charge en fonction de la charge toujours pour un aérogel de Novosibirsk d'indice 1.03 (Analyse du groupe CIEMAT de Madrid).	22
1.15	Evolution de la reconstruction en vitesse $\Delta\beta/\beta$ en fonction de la charge Z [45].	23
2.1	Représentation schématique d'une collision hadron-hadron en terme de partons.	30
2.2	Distribution inclusive en rapidité pour la production de particules : ISR $p_{inc}=15.4$ GeV/c (points blancs), ISR $p_{inc}=26.7$ GeV/c (triangles blancs), ISR faisceau 1 $p_{inc}=15.4$ GeV/c et faisceau 2 $p_{inc}=26.7$ GeV/c (points noirs) [56].	31

2.3	Section efficace expérimentale de production de \bar{p} dans la collision $p + Pb$ à 0 degré et à 23.1 GeV [70] comparée à la paramétrisation (2.17) en fonction de la quantité de mouvement de l'antiproton p_{lab} (gauche) et de sa rapidité y_{lab} (droite). Dans ce dernier cas, la distribution est symétrique autour de la rapidité du c.m. $y_{c.m.} = 1.9$, correspondant dans le laboratoire à $p_0 \approx 3.3$ GeV/c. Ajuster les données pour $p_{lab} > p_0$ nous donne les valeurs de la section efficace inclusive de production pour $p_{lab} < p_0$ où il n'existe pas de données expérimentales.	36
2.4	Points expérimentaux de [67, 66, 68] comparés à la paramétrisation (2.17). Il s'agit des données correspondantes aux énergies incidentes les plus basses sur cibles fixes. p_{lab} correspond à la quantité de mouvement totale de l'antiproton dans le laboratoire et p_t à sa quantité de mouvement transverse.	38
2.5	Points expérimentaux de [69] comparés à la paramétrisation (2.17).	39
2.6	Points expérimentaux de [70, 72, 73] comparés à la paramétrisation (2.17)	40
2.7	Points expérimentaux de [71] comparés à la paramétrisation (2.17).	41
2.8	Points expérimentaux de [74, 76, 77, 78] comparés à la paramétrisation (2.17). Il s'agit des données correspondantes aux énergies incidentes les plus hautes sur cibles fixes. Les données de Cronin <i>et al</i> et de Antreasyan <i>et al</i> ont été obtenues pour de grandes quantités de mouvement transverses de \bar{p}	42
2.9	Points expérimentaux de [85] comparés à la paramétrisation (2.17). Ces données récentes du CERN (1998) n'ont pas été prises en compte dans la procédure de minimisation à cause de leur inconsistance manifeste avec les autres données, en particulier à basse rapidité.	44
2.10	Points expérimentaux de [8, 86] comparés à la paramétrisation (2.17). Il s'agit des seules données pour lesquelles l'énergie incidente est intermédiaire entre celles du CERN et celles du FNAL (70 GeV). Malheureusement, ces données de l'IHEP (Russie) n'ont pas été prises en compte dans la procédure de minimisation à cause de leur inconsistance manifeste avec les autres données.	45
2.11	Points expérimentaux de [69, 70, 79, 80] pour les collisions pp , comparés à la paramétrisation (2.20) (ligne continue) et à la paramétrisation (2.17) (ligne tiretée). Pour les données de Guettler <i>et al</i> et de Capiluppi <i>et al</i> , il s'agit de collisions pp sur collisionneur (et non sur cible fixe).	46
2.12	Identique à la figure 2.11 pour les données de [75, 78].	47
2.13	Multiplicité moyenne de \bar{p} , pour les collisions pp , calculée au moyen de (2.17) (ligne continue) et de (2.20) (ligne tiretée) et comparée aux données [87], non corrigées (cercles pleins) et corrigées (carré ouvert) de la contribution diffractive.	49
3.1	Variation de B_A (pour $A=2$ et 3 , pour la matière et l'antimatière) en fonction de la quantité de mouvement par nucléon pour des collisions pA et AA (source [99]). Pour les collisions pA , B_2 et B_3 sont assez constants. Pour \bar{d} , il n'existe que des points à haute énergie. La situation est plus complexe pour les collisions AA . Il faut noter l'échelle logarithmique qui a tendance à masquer les différences entre les points expérimentaux. Pour plus de détails voir [97, 98, 99] . . .	56
3.2	Variation du facteur sans dimension R en fonction de la variable x (voir texte) pour $A = 2$ et $A = 3$	58

3.3	Exemples de points expérimentaux [60, 101, 102, 103, 104] comparés à la relation (3.21) pour $p_0 = 79 \text{ MeV}/c$. (mêmes conventions graphiques que la figure 2.4)	60
3.4	Points expérimentaux de [106, 8, 107] comparés à la relation (3.21) pour $p_0 = 79 \text{ MeV}/c$. Pour la figure en haut à droite, les cercles noirs correspondent à la ligne continue (mesure à 0 mrad), le triangle renversé à la ligne tiretée (mesure à 12 mrad), le triangle droit à la ligne pointillée (mesure à 27 mrad) et les cercles vides à la ligne tiretée-pointillée (mesure à 47 mrad). Ces points n'ont pas été pris en compte dans la procédure de minimisation (mêmes conventions graphiques que la figure 2.4).	61
3.5	Diagramme de Feynman le plus simple correspondant à la coalescence de deux nucléons pour former un deuteron.	63
3.6	Diagrammes de Feynman pouvant contribuer au processus de coalescence. Les lignes ondulées correspondent à l'interaction avec le champ nucléaire et les lignes droites à l'interaction NN .	64
3.7	Variation de la quantité de mouvement de coalescence p_0 en fonction du paramètre de pente Q pour différents potentiels nucléon–nucléon.	67
3.8	Section efficace inclusive de production de \bar{p} , en fonction de la quantité de mouvement transverse p_\perp , comparée à deux paramétrisations différentes : paramétrisation exponentielle, relation (3.42) [79] (ligne continue) et la paramétrisation de Tan et Ng [79] (ligne tiretée). Les données proviennent de [79].	69
3.9	Section efficace inclusive de production de \bar{d} , en fonction de la quantité de mouvement transverse p_\perp , comparée aux calculs pour deux paramétrisations différentes de la section efficace de production de \bar{p} : paramétrisation exponentielle et paramétrisation de Tan et Ng (même convention que pour la figure 3.8). La ligne tiretée-pointillée correspond au cas exponentiel sans prendre en compte l'effet de l'anisotropie. Les données proviennent de [102] (points noirs) et [103] (points blancs).	70
3.10	Section efficace inclusive de production de \bar{d} sur des cibles de Be , Ti et W , en fonction de la quantité de mouvement transverse p_\perp , comparée aux calculs pour une paramétrisation exponentielle de la section efficace de production de \bar{p} correspondante. Les données proviennent de [77].	71
3.11	Section efficace inclusive de production de \bar{d} en fonction de la quantité de mouvement transverse, comparée aux calculs pour une paramétrisation exponentielle de la section efficace de production de \bar{p} correspondante : sans prise en compte de l'effet de seuil (ligne tiretée), avec prise en compte de l'effet de seuil (ligne continue). Les données proviennent de [107].	72
3.12	Mêmes données expérimentales que la figure 3.3 comparées aux calculs par la relation (3.40) dans le cadre de l'approche par diagramme de la coalescence (ligne continue) et à la relation (3.16) dans le cadre usuel de la coalescence (ligne tiretée).	73
3.13	Diagramme de Feynman le plus simple correspondant à la coalescence de trois nucléons pour former un tritium (ou un hélium 3).	74
3.14	Section efficace inclusive de production de \bar{p} dans la collision $p+Al$ à 70 GeV [8] en fonction de la quantité de mouvement totale dans le laboratoire, comparée à trois paramétrisations différentes (voir le texte pour les détails). La mesure des \bar{p} a été effectuée à 0° .	76

3.15	Section efficace inclusive de production de \bar{t} dans la collision $p + Al$ à 70 GeV [7] en fonction de la quantité de mouvement totale dans le laboratoire, comparée au calcul (relation (3.43)) pour trois paramétrisations différentes de la section efficace de production de \bar{p} (voir le texte pour les détails). La mesure de \bar{t} a été effectuée à 0°	77
3.16	Section efficace inclusive de production de ${}^3\overline{He}$ dans la collision $p + Al$ à 70 GeV [8] en fonction de la quantité de mouvement totale dans le laboratoire, comparée au calcul (relation (3.43)) pour une paramétrisation donnée de la section efficace de production de \bar{p} (voir le texte pour les détails). La mesure de ${}^3\overline{He}$ a été effectuée à 27 mrad.	77
3.17	Section efficace de production de π^- [76] en fonction de la quantité de mouvement totale dans le laboratoire dans la collision $p + Be$ à 200 GeV/c (cercle plein) et 300 GeV/c (triangle plein), comparée à la paramétrisation (3.47). La mesure a été effectuée à 3.6 mrad dans le laboratoire.	79
3.18	Section efficace de production de \bar{p} [9] en fonction de la quantité de mouvement totale dans le laboratoire dans la collision $p + Al$ à 200 GeV/c (cercle plein) et $p + Be$ à 200 GeV/c (triangle plein, $\times 10^{-1}$), comparée à la paramétrisation (2.17). La mesure a été effectuée à 0° dans le laboratoire.	79
3.19	Section efficace inclusive de production de ${}^3\overline{He}$ (points noirs) et de \bar{t} (points blancs) dans les collisions $p + Al$ à 200 GeV/c et $p + Be$ à 200, 210 et 240 GeV/c, comparée aux calculs, coalescence standard (ligne tiretée) et approche par diagramme (ligne continue). Les résultats expérimentaux sont issus de [9]. Les mesures ont été effectuées à 0° dans le référentiel du laboratoire.	80
4.1	Annihilation $\bar{p}A$ mesurée par l'expérience OBELIX sur la machine LEAR du CERN à basse énergie [117] : $\bar{p}p$ (triangles), $\bar{p}d$ (ronds) et $\bar{p}He$ (rectangles). Les valeurs des sections efficaces ont été multipliées par le carré de la vitesse relative des particules annihilantes β . Les lignes montrent les résultats donnés par l'approche phénoménologique de l'approximation de la longueur d'onde [119].	85
4.2	Diffusion élastique par un potentiel de portée finie.	87
4.3	Evolution de $\beta^2\sigma_a$ en fonction de la quantité de mouvement de \bar{p} dans le système du laboratoire et pour différents noyaux de 5 à 600 MeV/c dans le cadre du modèle optique.	96
4.4	Evolution de σ_a en fonction de $A^{2/3}$ à 5 MeV/c. Les points noirs correspondent aux calculs et la ligne à l'ajustement linéaire de ces derniers. Les points expérimentaux blancs proviennent de [119].	98
4.5	Evolution de σ_a en fonction de $A^{2/3}$ à 600 MeV/c. Les points correspondent aux calculs et la ligne à l'ajustement linéaire de ces derniers.	98
4.6	Comparaison entre les résultats expérimentaux et les calculs pour différents noyaux. Les valeurs expérimentales proviennent de [129].	99
4.7	Comparaison de σ_a entre les données expérimentales et le calcul à partir du modèle optique pour 4He . Les valeurs expérimentales proviennent de [129].	100
4.8	Comparaison de $\beta^2\sigma_a$ entre les données expérimentales et le calcul à partir du modèle optique pour 4He . Les valeurs expérimentales proviennent de [117, 130].	100

4.9	Evolution de $\beta^2\sigma_a$ pour différentes ondes partielles et pour différents noyaux en fonction de la quantité de mouvement incidente.	101
4.10	Comparaison de $\beta^2\sigma_a$ dans l'onde s pour plusieurs noyaux cibles.	102
4.11	Comparaison de $\beta^2\sigma_a$ dans l'onde p pour plusieurs noyaux cibles.	102
4.12	Calcul de $\beta^2\sigma_a$ avec et sans interaction coulombienne pour ^{12}C	103
4.13	Comportement des sections efficaces partielles d'annihilation avec l'interaction coulombienne pour ^{12}C	104
4.14	Comportement des sections efficaces partielles d'annihilation sans interaction coulombienne pour ^{12}C	104
4.15	Comportement de $\beta^2\sigma_a$ pour l'onde s et pour ^{12}C et ^{208}Pb , sans interaction coulombienne.	105
4.16	Diffusion par un potentiel dans l'approximation eikonale.	109
4.17	Diffraction par une sphère opaque.	109
4.18	Diffusion de deux systèmes composites en fonction de l'amplitude élémentaire de diffusion de leurs constituants.	110
4.19	Les systèmes de référence ($\{\mathbf{r}_i^{int}\}, \{\mathbf{r}_j^{int}\}$) permettant de conserver les propriétés du centre de masse durant la diffusion.	112
4.20	Les points représentent les valeurs de σ_r et σ_{el} calculées par le modèle de Glauber et les lignes les paramétrisations correspondantes de la forme $a + b/p_{lab}$. L'exemple considéré est la collision $^4\bar{H}e + p$	115
4.21	Comparaison de σ_r pour les collisions \bar{A}^4He avec $1 \leq \bar{A} \leq 4$, calculée dans le cadre du modèle de Glauber.	115
4.22	Calcul de σ_r pour la collision \bar{p}^4He dans l'approche de Glauber (ligne continue) et par le modèle optique (ligne tiretée). Les données expérimentales proviennent de [129, 119, 145].	117
4.23	Calcul de σ_r par le modèle de Glauber pour les collisions \bar{p}^4He (ligne continue) et p^4He (ligne tiretée). Les points expérimentaux pour \bar{p}^4He (points blancs) proviennent de [129, 145] et pour p^4He (points noirs) de [146, 147].	117
4.24	Calcul de σ_r , σ_{el} et σ_{tot} par le modèle de Glauber pour la collision $\bar{d}p$. Le point expérimental provient de [149].	119
4.25	Calcul de σ_r , σ_{el} et σ_{tot} par le modèle de Glauber pour la collision \bar{d}^4He . Le point expérimental provient de [145].	119
5.1	Représentation schématique des processus qui interviennent durant la propagation de l'anti-matière secondaire.	127
5.2	Flux primaire interstellaire de protons (points-noirs) et d'hélium (points-ouverts) mesuré par AMS-01 [28] en fonction de l'énergie cinétique totale. La ligne noire représente le flux IS et la ligne tiretée ce flux modulé avec $\phi = 500$ MV.	131
5.3	Evolution du paramètre ϕ (noté Δ sur la figure) en fonction des années, d'après Bottino <i>et al</i> [155].	132

5.4	Les quatre lignes en traits épais correspondent aux PLD de Webber <i>et al</i> [164], Heinbach et Simon [165], Ferrando <i>et al</i> [165] et Garcia-Munoz <i>et al</i> [166]. Ces PLD sont obtenus à partir de la mesure du rapport secondaire/primaire pour des noyaux du RC et pour $A/Z \approx 2$. Les deux lignes les plus hautes en traits fins sont les PLD dérivés de Webber <i>et al</i> [164] et Ferrando <i>et al</i> [167] pour $A/Z = 1$ (voir texte).	133
5.5	Section efficace différentielle de diffusion inélastique non-annihilante pour qu'un \bar{p} d'énergie cinétique initiale T_i émerge de sa collision avec un p avec une énergie cinétique finale T_f	137
5.6	Contribution des différentes réactions entre les particules du RC et les cibles du MIS dans le flux de \bar{p} secondaires (voir texte).	139
5.7	Comparaison de la contribution de la collision pp au flux de \bar{p} pour différentes paramétrisations de la section efficace de production.	139
5.8	Flux de \bar{p} secondaires avec la prise en compte du terme tertiaire de diffusion inélastique non-annihilante, Q^{ina} . La contribution de différents domaines d'énergie au terme Q^{ina} a été tracée. Pour la production de \bar{p} dans la collision pp , nous avons pris la paramétrisation (2.20). Voir le texte pour plus de détails.	140
5.9	Comparaison de ce travail (lignes continues) avec les résultats récents d'autres auteurs : lignes tiretées, Donato <i>et al</i> [159] et ligne tiretée-pointillée, Gaisser <i>et al</i> [158]. Les résultats de Donato <i>et al</i> sont très similaires à ceux de Moskalenko <i>et al</i> , c'est pourquoi ces derniers ne sont pas reportés sur la figure. Pour le terme Q^{ina} , nous avons pris la section efficace usuelle en $1/T_f$ (5.32).	141
5.10	Il s'agit de la même situation que précédemment mis à part que pour le terme Q^{ina} , nous avons pris la section efficace de Anderson <i>et al</i> (5.34).	141
5.11	Termes sources de production de \bar{p} dans les collisions pp , pHe , Hep et $HeHe$: pour des sections efficaces fournies par la paramétrisation (2.20) pour la collision pp et par la paramétrisation (2.17) pour les autres collisions (lignes continues) et par la paramétrisation de Tang et Ng [52] pour la collision pp et par le générateur Monte-Carlo DTUNUC tel que les a déterminées Donato <i>et al</i> [159] pour les autres collisions (lignes tiretées).	144
5.12	Comparaison des mesures du flux de \bar{p} au niveau de la Terre (TOA) avec nos résultats. Les deux lignes continues correspondent à la même situation que celles de la figure 5.9 mais modulée avec $\phi = 500$ MV. De même, les deux lignes pointillées correspondent à la même situation que celles de la figure 5.10 mais modulée avec $\phi = 500$ MV. Les deux lignes tiretées correspondent aux résultats de Donato <i>et al</i> , toujours avec $\phi = 500$ MV.	144
5.13	Section efficace différentielle de production de \bar{d} en fonction de l'énergie cinétique par nucléon de ce dernier ; pour la collision $\bar{p}p$ avec une énergie cinétique du projectile de 7 GeV (ligne tiretée) et pour la collision pp avec une énergie cinétique de 17 GeV (ligne-pleine).	148
5.14	Sections efficaces partielles pour les réactions $\bar{p}d \rightarrow dX$ utilisées pour évaluer $\sigma_{ina}^{\bar{d}p}$. Les données proviennent de [173].	150
5.15	Contribution des divers termes sources au flux de \bar{d} secondaires IS. Pour la signification des termes, voir le texte.	151

5.16	Peuplement à basse énergie du flux de \bar{d} secondaires à cause du terme de diffusion inélastique non-annihilante. Les calculs sont effectués dans le cadre de la coalescence standard. Pour la signification des termes, voir le texte.	153
5.17	Différence de comportement du terme de diffusion inélastique non-annihilante selon le choix de la section efficace de redistribution en énergie, Anderson <i>et al</i> [170] (Q_{exp}^{ina}) et forme usuelle en $1/T_f$ (Q_{1/T_f}^{ina}). Les calculs sont effectués dans le cadre de la coalescence standard.	153
5.18	Comparaison du flux de \bar{d} secondaires IS entre le résultat antérieur de Donato <i>et al</i> et ce travail.	154
5.19	Influence de la modulation solaire sur le flux de \bar{d} secondaires.	155
5.20	Comparaison du flux de \bar{d} secondaires TOA obtenu dans ce travail avec les flux de \bar{d} issus de sources exotiques pour une activité solaire minimale. Les lignes continues épaisses représentent la même situation que celles de la figure 5.18 mais modulée avec $\phi = 500$ MV.	155
5.21	Flux de ${}^3\overline{He}$ secondaires IS pour la version CS de la section efficace de production ($p_0 = 58$ MeV/c et $p_0 = 79$ MeV/c.) et pour la version CD.	158
5.22	Flux de ${}^4\overline{He}$ secondaires IS pour la version CS de la section efficace de production ($p_0 = 58$ MeV/c et $p_0 = 79$ MeV/c.)	158
5.23	Comparaison des flux TOA d'antimatière secondaires. Le flux de \bar{d} a été multiplié par 10^4 , celui de ${}^3\overline{He}$ par 10^8 et celui de ${}^4\overline{He}$ par 10^{12} . Nous avons tracé le flux de ${}^3\overline{He}$ selon la prise en compte ou non de la production directe. Modulation solaire : $\phi = 500$ MV.	159
5.24	Comparaison des flux de \bar{p} et de \bar{d} secondaires (mêmes conditions que pour la figure 5.4) avec les composantes principales du flux de RC ($\phi = 500$ MV).	160

Liste des tableaux

1.1	Liste des expériences qui ont mesurées le flux de \bar{p} au niveau de la Terre.	5
1.2	Résumé de la gamme de détection des différentes particules par AMS-02. Les quantités de mouvement sont données en GeV/c ou en GeV/c par nucléon pour les ions avec $A > 1$	12
2.1	Liste des données expérimentales de section efficace inclusive de production de \bar{p} utilisées dans la procédure de minimisation de χ^2 , classées par ordre d'énergie croissante.	34
2.2	Valeurs des paramètres de la relation (2.17) obtenues par ajustement des données expérimentales listées dans le tableau 2.1.	34
2.3	Coefficients de corrélation pour les paramètres $C_1 - C_{10}$ donnés dans le tableau 2.2.	35
2.4	Comparaison entre ce travail et la paramétrisation de KMN.	37
2.5	Liste des données expérimentales de section efficace inclusive de production de \bar{p} non prises en compte dans la procédure de minimisation de χ^2 , classées par ordre d'énergie croissante.	43
2.6	Comparaison entre ce travail et la paramétrisation de Tan et Ng.	45
2.7	Valeurs des paramètres de la relation (2.20) obtenues par ajustement des données expérimentales listées dans le tableau 2.1, restreintes aux collisions pp	48
2.8	Coefficients de corrélation pour les paramètres $D_1 - D_7$ donnés dans le tableau 2.7.	48
3.1	Liste des données expérimentales de section efficace inclusive de production de \bar{d} utilisées dans la procédure de minimisation de χ^2 , pour la détermination de p_0 , classées par ordre d'énergie croissante.	59
3.2	Liste des données expérimentales de section efficace inclusive de production de \bar{d} non prises en compte dans la procédure de minimisation de χ^2	59
4.1	Résumé des principaux processus d'interactions $\bar{p}p$	84
4.2	Caractéristiques des potentiels optiques (4.42) et (4.43) pour différents noyaux.	95
4.3	Rayon nucléaire des noyaux utilisés.	113
4.4	Paramètres de l'amplitude élémentaire $f_{\bar{p}p}$ utilisés dans ce travail.	114
4.5	Paramétrisation des sections efficaces sous la forme $a + b/p_{lab}$ d'après les résultats du modèle de Glauber. p_{lab} correspond à la quantité de mouvement du projectile dans le référentiel du laboratoire en GeV/c. Les sections efficaces sont données en mb.	116
5.1	Composition du gaz interstellaire [153].	125

5.2	Résumé de calculs récents du flux d'antiprotons secondaires. FLIS signifie Flux Local Inter-Stellaire.	128
5.3	Réactions prises en compte pour la production de \bar{p}	130
5.4	Flux intégré entre 0.1 GeV/n et 100 GeV/n en $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}$. Le nombre de particules est obtenu pour une acceptance géométrique de $0.5 m^2sr$ et pour une période d'un an. La coupure géomagnétique n'a pas été considérée. La modulation solaire est de $\phi = 500$ MV.	161
5.5	Coefficients de la paramétrisation de la fonction d'onde du deuteron. La dernière valeur de C_J et les trois dernières de D_J sont obtenues à partir de l'équation	167
5.6	Paramètre pour l'état S , ($\alpha = 1$) $L = l = \mathcal{L} = 0$, $s = 1$, $\mathcal{S} = 1/2$ et $T = 0$. Le tableau inférieur donne la valeur des coefficients C_{ij}	170
5.7	Paramètre pour l'état S , ($\alpha = 2$) $L = l = \mathcal{L} = s = 0$, $\mathcal{S} = 1/2$ et $T = 1$. Le tableau inférieur donne la valeur des coefficients C_{ij}	170

Résumé

La présente thèse porte sur le calcul des flux d'antimatière d'origine galactique, sous forme d'antiprotons, d'antideutrons, d'antihélium 3 et d'antihélium 4, attendus au niveau de la Terre et produits par interaction du rayonnement cosmique (RC) avec la matière du milieu interstellaire. Cette antimatière qualifiée de secondaire, constitue un bruit de fond pour la recherche d'antimatière d'origine primordiale (issue d'antigalaxies) dans le RC ainsi que pour la recherche d'antimatière produite par des sources exotiques : matière noire (par annihilation de particules massives comme le neutralino) et trous noirs primordiaux (par évaporation). Une évaluation aussi précise que possible de ce bruit de fond s'avère nécessaire dans la perspective de la mise en œuvre dans les années à venir de spectromètres spatiaux (AMS) conçus pour traquer l'antimatière dans le RC. Notre nouvelle estimation du flux d'antiprotons est en accord avec les précédents calculs même si des différences existent, provenant en particulier de l'utilisation de sections efficaces de production d'antiprotons distinctes. Le flux d'antideutrons obtenu s'avère plus important que les précédentes estimations. De plus, la prise en compte de processus jusque là ignorés, conduit à un flux non négligeable à basse énergie où le flux d'antideutrons issus de sources exotiques est maximum. La quantité d'antideutrons ainsi produite par la galaxie est suffisante pour espérer détecter prochainement des antideutrons dans le RC. Par contre, la quantité d'antihélium 3 et d'antihélium 4 produite n'est pas significative, c'est pourquoi un antihélium 4 détecté ne sera très probablement pas d'origine secondaire.

Mots clés : antimatière, antideutron, rayons cosmiques, réaction inclusive, section efficace, annihilation, propagation, boîte qui fuit

Abstract

In this thesis, the flux of light antinuclei induced near earth by Cosmic Ray interactions with the interstellar matter in the galaxy is calculated. A good knowledge of this secondary galactic contribution is required for a significant search of primordial antimatter in the universe. Furthermore, antiprotons and antideutrons production in neutralino annihilation has been considered as a possible signature of the Dark Matter constituents in the universe. They have also been considered as evaporation products of primordial black holes. Their flux at Earth has been calculated in the perspective of searching for a possible signature of the source in the experimental spectra. A common feature of these studies is that the calculated fluxes are extremely small in intensity and peaked at low energy. The detection of these fluxes also requires a good knowledge of the secondary production background. Our estimation of the antiproton flux is in agreement with the other ones even if some differences appear. It especially comes from a new evaluation of antiproton cross section production. The antideuteron flux obtained in this work is higher than it was in previous estimations. Moreover, we have taken into account new processes which were ignored up to now. These new ingredients have increased to a significant degree the flux at low energy where the flux of antideuteron from exotic sources is maximum. The quantity of antideuteron produced by the galaxy is sufficient to be detectable by further experiment as AMS. It is not the case for higher antinuclei. In this way, if an antihelium is discovered, it most probably won't be of secondary origin.

Keywords : antimatter, antideutron, cosmic ray, inclusive reaction, cross section, annihilation, propagation, leaky box model