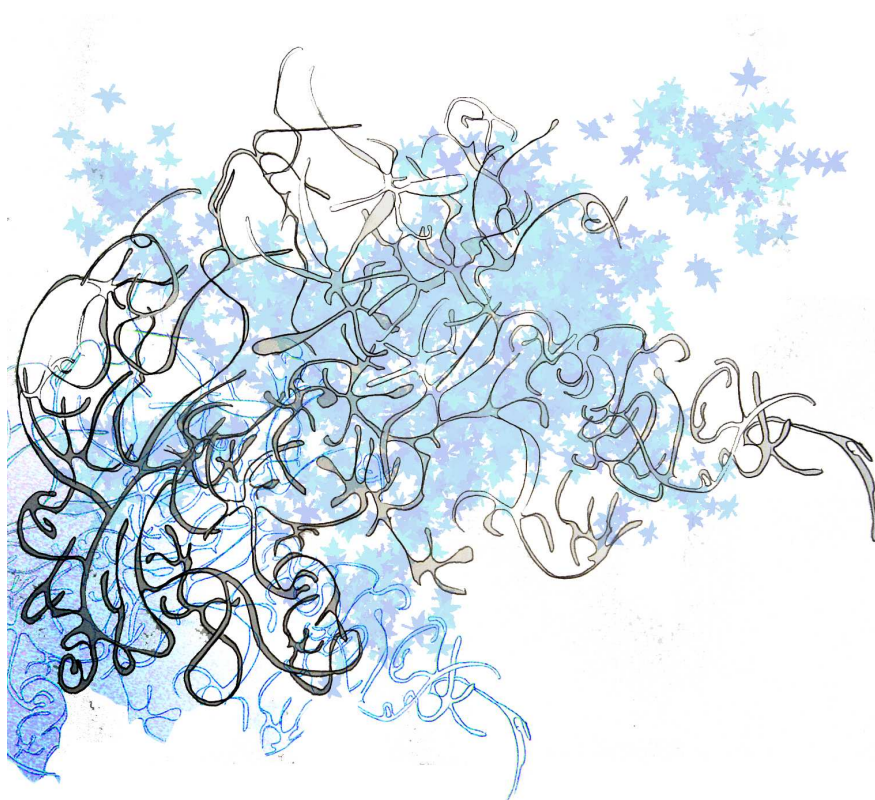


UNIVERSITÉ DE LIÈGE  
FACULTÉ DES SCIENCES



ANNÉE ACADÉMIQUE 2004-2005

# La recherche de l'antimatière dans l'Univers



MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE  
DE L'OBTENTION DU GRADE  
DE LICENCIÉ EN SCIENCES PHYSIQUES

**Dechambre Alice**

Pour mon Papa

Faire la physique c'est apprendre sans cesse quelque chose d'encore plus excitant et intrigant que la veille. Je tiens donc à remercier ma famille et les gens qui m'entourent pour m'avoir écoutée patiemment chaque jour lorsque je rentrais complètement obnubilée par le principe d'incertitude ou la relativité générale. Mais, apprendre et comprendre ne se font pas tout seul et je remercie plus que profondément tout les gens qui ont répondu à mes questions pertinentes et impertinentes. Cédric pour sa patience et le temps qu'il m'a consacré, Jean-Philippe pour ses conseils et son aide informatique et enfin Aurore pour toutes les discussions qui nous ont aidées à progresser toutes les deux. Merci à Mamou et Chantal qui ont corrigé mon orthographe exécrationnable ainsi qu'à Arnaud qui m'a offert une oeuvre originale pour la couverture. Merci à André pour m'avoir appris à être forte. Je remercie enfin mon promoteur, le professeur Joseph Cugnon, qui m'a fait confiance et pour qui j'espère me montrer à la hauteur grâce à son aide et son attention.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Cosmologie et antimatière</b>	<b>8</b>
1.1 Les grandes questions en cosmologie . . . . .	8
1.2 La symétrie des interactions . . . . .	10
1.2.1 Les interactions fondamentales . . . . .	10
1.2.2 Les symétries discrètes . . . . .	11
1.3 Un Univers actuel asymétrique . . . . .	12
1.3.1 Une asymétrie observée . . . . .	12
1.3.2 Le Modèle standard : une asymétrie initiale . . . . .	13
1.4 Un Univers actuel symétrique . . . . .	18
1.4.1 L'hypothèse la plus simple . . . . .	18
1.4.2 Domaine d'antimatière . . . . .	18
1.4.3 Ilots d'antimatière . . . . .	19
1.5 Conclusion . . . . .	21
<b>2 Asymétrie baryonique et ses origines</b>	<b>22</b>
2.1 Introduction : la baryogenèse . . . . .	22
2.2 Les conditions de Sakharov . . . . .	22
2.3 Baryogenèse en Théorie de Grande Unification . . . . .	24
2.4 Baryogenèse électrofaible . . . . .	26
2.4.1 Le processus par sphalerons . . . . .	26
2.4.2 Transition du premier ordre . . . . .	28
2.4.3 La violation $CP$ . . . . .	29
2.4.4 Calcul de l'asymétrie baryonique . . . . .	29
2.4.5 Conclusion . . . . .	32
2.5 Baryogenèse supersymétrique . . . . .	33
2.5.1 Introduction à la supersymétrie . . . . .	33
2.5.2 SUSY baryogenèse . . . . .	37
2.5.3 Conclusion . . . . .	38
2.6 Baryogenèse via leptogenèse . . . . .	38
2.6.1 Violation du nombre leptonique . . . . .	38
2.6.2 Génération du nombre baryonique . . . . .	40
2.7 Conclusion : une approche de la baryogenèse . . . . .	41
<b>3 Recherche expérimentale</b>	<b>43</b>
3.1 Détection de l'antimatière . . . . .	43
3.1.1 Ce qu'il faut chercher . . . . .	44
3.1.2 Le problème de la propagation . . . . .	45
3.1.3 Les modulations solaires . . . . .	46

3.2	Le rayonnement cosmique . . . . .	50
3.2.1	Bases, définitions et propriétés . . . . .	50
3.2.2	Spectre en énergie . . . . .	51
3.2.3	Origine du rayonnement cosmique . . . . .	52
3.3	A la recherche des antiparticules . . . . .	58
3.3.1	La composante antimatière . . . . .	58
3.4	Recherche d'antiprotons . . . . .	58
3.5	Recherche d'antinoyaux : l'anti-hélium . . . . .	60
3.5.1	Section efficace . . . . .	61
3.5.2	Diffusion dans notre Galaxie . . . . .	62
3.5.3	Production d'anti-hélium . . . . .	62
3.5.4	Détection . . . . .	63
3.6	Conclusion . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Modèle de cascade intranucléaire pour le système antinoyau/noyau</b>	<b>66</b>
4.1	Motivation . . . . .	66
4.2	Cascade intranucléaire . . . . .	66
4.3	Le modèle de cascade intranucléaire . . . . .	66
4.3.1	Génération des conditions initiales . . . . .	67
4.3.2	Génération de la collision . . . . .	67
4.3.3	Type de particules . . . . .	69
4.3.4	Etat final . . . . .	69
4.4	Les ingrédients principaux du modèle . . . . .	69
4.4.1	Hypothèses et simplifications . . . . .	73
4.4.2	Le programme . . . . .	73
4.5	Résultats . . . . .	74
4.5.1	Nombre de pions créés . . . . .	74
4.5.2	Distribution des produits de la collision . . . . .	77
4.5.3	Rapidité et invariance relativiste . . . . .	80
4.6	Conclusion . . . . .	85
	<b>Conclusion</b>	<b>86</b>
<b>A</b>	<b>Violation <math>CP</math> et Modèle Standard</b>	<b>88</b>
A.1	Le champ scalaire . . . . .	88
A.2	Le lagrangien du Modèle Standard . . . . .	89
A.3	Champ de fermion de masse nulle . . . . .	89
A.4	Particule de Majorana . . . . .	90

# Introduction

L'antimatière a été postulée par P.A.M Dirac en 1931<sup>1</sup>. A l'époque, il cherche les solutions de l'équation

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi = 0,$$

équation qu'il avait proposée pour le mouvement d'une particule relativiste dotée d'un spin 1/2 et en particulier pour l'électron. Il constate rapidement que pour une impulsion donnée deux solutions d'énergie sont possibles, une solution positive et une autre négative. Ces solutions d'énergie négative ne peuvent être ignorées et demandent une interprétation physique. Dirac émet l'idée que cette solution peut être visualisée comme une particule qui possède les mêmes propriétés que l'électron mais dont la charge est opposée. Commence alors la course à la découverte de ces *antiparticules*.

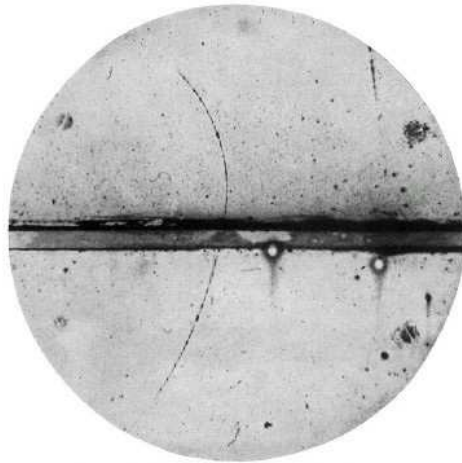


FIG. 1 – Mise en évidence du positon par sa trajectoire dans la chambre à brouillard de C. Anderson.

Un an plus tard seulement, C. Anderson<sup>2</sup> qui étudie la composition du rayonnement cosmique, observe dans sa chambre à brouillard une particule de masse identique à l'électron mais déviée dans la direction opposée par le champ magnétique. C'est la première détection confirmée des antiparticules prédites par Dirac et cela à valu à Anderson, en tandem avec V.F. Hess, le prix Nobel de physique de l'année 1936. Anderson et Hess travaillaient sur

<sup>1</sup>Le papier original porte la référence : P.A.M Dirac, *Quantized singularities in the electromagnetic field*, Proc. Roy. Soc. **A133** (1931) 60.

<sup>2</sup>Dans un article paru dans *Science : The apparent existence of easily deflectable positives*, Science **76** (1932) 238.

la composition du rayonnement cosmique mais depuis cette époque, le développement des grands accélérateurs a permis à l'homme de produire d'autres antiparticules. L'antiproton a été découvert en 1955 par le groupe de Segré [1] et l'antineutron a suivi en 1956 [2].

Très vite, il devient clair qu'à toute particule on peut associer une antiparticule qui diffère uniquement par le signe de la charge. Cette conjugaison particule-antiparticule existe au niveau *fondamental*. Aux quarks correspondent les antiquarks et si le proton est constitué de quarks, l'antiproton est construit à partir d'antiquarks. Pour les particules neutres, la *symétrie* est un peu plus subtile : l'antiparticule peut avoir un rapport gyromagnétique opposé<sup>3</sup>, l'antiparticule peut être identique à la particule<sup>4</sup> ou encore, pour les neutrinos comme nous le verrons plus loin, l'antiparticule n'existe pas. La conjugaison particule-antiparticule existe aussi pour les systèmes composites. Ainsi, on a pu produire des antideutrons, un système lié composé d'un antiproton et d'un antineutron [3]. Récemment, on a réussi à fabriquer quelques anti-hydrogènes, un atome constitué d'un antiproton et d'un positon [4], que l'on peut qualifier d'antimatière.

Pourtant, si on considère les couples particule-antiparticule, on peut s'apercevoir que seul un des deux partenaires est présent sur Terre (proton, neutron et électron). Il semble que ce soit aussi le cas pour le système Solaire, la Galaxie, voire, pour tout l'Univers. Ceci est d'autant plus étrange que les interactions fondamentales ne font pas de différence entre les particules et les antiparticules<sup>5</sup>. Les lois qui régissent les interactions fondamentales ne font aucune différence entre particules et antiparticules, entre matière et antimatière. C'est donc seulement la composition asymétrique de notre monde qui nous a permis d'attribuer les mots *matière* et *particules* aux éléments que l'on trouve sur Terre (par exemple  $\mu$ ,  $e$  et  $p$ ) et plus généralement aux baryons et aux leptons. Le terme *antimatière* et *antiparticule* est alors réservé à leurs conjuguées.

Cette situation paradoxale pose un problème *cosmologique*. En effet, comme les interactions fondamentales ne distinguent pas particules et antiparticules, on peut penser qu'elles ont été produites en quantités égales au début de l'Univers. Si, à présent, celui-ci ne contient plus que de la matière, il faut trouver les mécanismes qui permettent de générer un surplus de particules. Les antiparticules ayant disparu lors d'annihilations pour laisser de la *matière* résiduelle. Bien sûr, il faut d'abord s'assurer que l'Univers ne contient pas d'antimatière. Si cela semble être le cas pour notre voisinage au sens large, on peut imaginer que de l'antimatière existe hors de ce voisinage. Dans ce cas, le rayonnement cosmique pourrait transporter jusqu'à la Terre cette antimatière, une étude expérimentale se poursuit.

L'objet de ce mémoire est donc de rassembler quelque peu les informations dont nous disposons sur l'antimatière, de faire le point sur sa présence ou non dans notre Univers et de résumer les idées sur la disparition présumée de l'antimatière. Dans le premier chapitre, nous rappellerons le cadre théorique pour l'étude des particules et de leurs opposées, les antiparticules. Le modèle le plus utilisé est le Modèle Standard. Nous en donnerons les bases en quelques mots ainsi que le concept de symétrie. Dans ce même chapitre, nous introduirons l'idée d'Univers asymétrique et d'Univers symétrique ainsi que leurs conséquences. En effet, si l'Univers *actuel* est asymétrique, il faut encore montrer si cette asymétrie est initiale ou créée après le Big Bang par des mécanismes de *baryogenèse*. Par contre, si l'Univers contient autant

<sup>3</sup>C'est le cas de l'antideutéron.

<sup>4</sup>On parlera de particule self-conjuguée ; c'est le cas du pion neutre,  $\pi^0$ .

<sup>5</sup>Pour les interactions faibles, il faut étendre la conjugaison de charge à la conjugaison *CP* comme nous en discuterons.

de matière que d'antimatière, il nous faut pouvoir montrer pourquoi nous ne l'observons pas. Ainsi, le second chapitre, plus théorique, porte sur les mécanismes de baryogenèse et leur efficacité à expliquer l'asymétrie observée de l'Univers actuel. C'est un chapitre basé sur différents modèles *au-delà du Modèle Standard* comme la Supersymétrie et les théories de grande unification. Par souci de clarté, nous n'introduisons ici que les quatre modèles de baryogenèse les plus acceptés et leurs résultats. Le troisième chapitre plus expérimental, décrit le rayonnement cosmique et sa capacité à amener jusqu'à la Terre des informations sur la composition de systèmes éloignés avec l'espoir de découvrir des anti-objets, des anti-galaxies ou même des anti-mondes. Le chapitre quatre décrit un modèle simple de collision entre un noyau et un antinoyau développé à l'Université de Liège. Nous l'avons utilisé dans une tentative de caractérisation de ce type de collision. Cette étude pourrait être très utile pour la détection d'antinoyaux, indirectement par l'analyse de gerbes éventuelles. Enfin, nous concluons ce travail en rappelant les idées maîtresses qui y sont développées.

# Chapitre 1

## Cosmologie et antimatière

Se basant sur l'hypothèse de Dirac concernant l'existence d'antiparticules constituant l'antimatière, l'homme en a cherché des traces dans l'Univers à l'aide d'outils toujours plus précis. Il sonde les *messagers* de l'Univers, qui sont principalement le rayonnement cosmique et l'émission de photons gamma, dans le but de mieux comprendre notre Univers et le fait qu'il soit dominé par la matière.

Introduisons d'abord le cadre théorique et définissons le concept d'antiparticule au travers des symétries. La fin du chapitre sera consacrée à l'Univers actuel et à sa composition matière-antimatière. En effet, du point de vue théorique, il existe deux principaux modèles d'Univers : un modèle symétrique qui contient autant de baryons que d'antibaryons et un modèle asymétrique qui présente un excès d'une des deux quantités. Nous décrirons les deux possibilités et donnerons leurs compatibilités avec les observations.

### 1.1 Les grandes questions en cosmologie

Dès que l'homme a compris que la Terre n'était qu'un minuscule grain de sable dans l'Univers, un Univers immense peuplé d'autres grains de sable dans notre genre ou totalement différents, il s'est posé quantités de questions sur cet espace. De nos jours, l'Univers proche est plus ou moins bien compris et expliqué, du moins dans sa partie apparente. Il reste alors la question fondamentale à résoudre : Pourquoi notre Univers est-il fabriqué de cette façon ?

Le modèle cosmologique le plus communément admis est le modèle du *Big Bang* ou plus exactement de la *Cosmologie standard du Big Bang*. Il présuppose trois points :

1. La validité du *Principe cosmologique* qui dit que l'Univers est homogène et isotrope et que les lois de la physique y sont les mêmes en tout point. Il ne faut cependant entendre les notions d'homogénéité et d'isotropie qu'après avoir introduit des moyennes dissolvant les structures d'amas de galaxies.
2. Les lois de la physique sont invariantes dans le temps.
3. L'Univers a été créé à un instant précis dans le passé par une formidable explosion, le Big Bang, après lequel il est en expansion.

La cosmologie du Big Bang explique un grand nombre d'observations actuelles comme l'abondance des éléments par la nucléosynthèse primordiale et prédit le *rayonnement de fond cos-*



mique (CMB<sup>1</sup>) tout en intégrant de façon naturelle l'expansion de l'Univers. Cependant, la théorie n'a pas répondu à toutes les questions et, par exemple, aux questions suivantes :

- En se basant sur l'hypothèse d'homogénéité et d'isotropie, Friedmann et Lemaître proposent un modèle d'Univers *spatialement* plat et présentant une courbure *spatio-temporelle* non nulle. Nous définissons alors  $\Omega$  comme la valeur du rapport entre la densité totale d'énergie dans l'Univers et la densité critique, la densité d'énergie d'un univers spatialement plat :  $\rho_c$ . Le *Particle Data Group*<sup>2</sup> donne  $\Omega = 1$  et cette valeur est compatible avec les observations actuelles.  
 ⇨ **Question** : Pourquoi l'Univers est-il aussi plat ?
- Le CMB, rayonnement fossile identique à celui d'un corps noir de température 2,735 K, est presque parfaitement isotrope puisque sa température ne varie pas de plus de 18  $\mu$ K selon la direction d'observation.  
 ⇨ **Question** : Pourquoi le CMB est-il si isotrope ?
- Notre Univers semble totalement dominé par la matière (par opposition à l'antimatière) et contient très peu de baryons en comparaison au nombre de photons. On définit :

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma}, \quad (1.1)$$

où  $n_B$  est la différence entre le nombre de baryons et d'antibaryons par unité de volume. En accord avec la référence [21],  $\eta$  observé est de l'ordre de  $10^{-10}$ .

- ⇨ **Question** : Pourquoi la densité de baryons est-elle si faible et quelle est l'origine de l'asymétrie baryonique ?

Les deux premières questions sont résolues en partie par les modèles d'*inflation* introduits dès 1979 par Starobinsky puis par Guth et Linde (voir par exemple [5] pour les avancées récentes). Ils permettent de décrire un Univers isotrope et homogène issu d'un mécanisme physique et non pas d'une hypothèse de départ. Il existe différents modèles d'inflation et le plus simple, donné par la référence [5], considère un champ scalaire  $\phi$  de masse  $m$  décrit par le potentiel  $V(\phi) = \frac{m^2}{2}\phi^2$ . L'énergie du champ est minimum en  $\phi = 0$  et le champ fluctue autour de ce minimum lorsque l'Univers ne s'étend pas. Nous pouvons alors montrer<sup>3</sup> que l'expansion rapide de l'Univers implique au travers des équations du mouvement une évolution plus lente du champ et que dans ce cas la taille de l'Univers croît approximativement comme  $e^{Ht}$  où  $H$  est la constante de Hubble. C'est ce que l'on appelle la période d'inflation qui se termine lorsque l'intensité du champ scalaire devient plus faible que  $M_p = 1$  où  $M_p^2 = 8\pi G$ . Le modèle rejoint alors l'expansion décrite par le Modèle Standard, toutes les inhomogénéités sont diluées ou repoussées au-delà de l'horizon. Presque tous les modèles inflationnistes prédisent un Univers observable plat de densité d'énergie égale à la densité critique et c'est pour correspondre à ces modèles que nous considérons la courbure spatiale de l'Univers nulle  $k = 0$  et un rapport de densité d'énergie totale et critique égale à l'unité,  $\Omega = 1$ .

La troisième question est toujours sans réponse. L'objet de ce mémoire, mais surtout des deux premiers chapitres, est alors de rassembler des explications possibles et plausibles à cet excès de baryons observé.

<sup>1</sup>Cosmic microwave background : une radiation relique extrêmement isotrope issue du Big Bang. Sa distribution en énergie est équivalente à celle d'un corps noir dont la température serait de 2,7 K.

<sup>2</sup>Une sorte d'office des poids et mesures pour les physiciens des particules.

<sup>3</sup>Et cela est décrit dans la référence [5].

## 1.2 La symétrie des interactions

Les particules et les objets qui nous entourent sont définis et caractérisés par leurs interactions avec le monde extérieur. De la même façon que nous touchons un objet pour connaître sa nature, les particules sont caractérisées par la façon dont elle réagissent aux interactions. Les physiciens pensent que les interactions peuvent être décrites en termes de champs et que la réaction d'une particule ou d'un système de particules devant les interactions est déterminée par le lagrangien du système, lagrangien qui est invariant sous certaines transformations de symétrie. Au niveau classique, les symétries du lagrangien entraînent la conservation de certains courants par le théorème de Noether<sup>4</sup> et ces différentes conservations lors de phénomènes d'interaction en simplifient grandement les études. Nous voyons alors qu'une compréhension précise des interactions et des différentes symétries peut nous apporter des informations sur les particules et leur comportement. La section suivante a donc pour but de rappeler les deux concepts d'interaction et de symétrie.

### 1.2.1 Les interactions fondamentales

Notre monde physique semble être régi par *quatre interactions fondamentales* en principe capables d'expliquer les phénomènes aussi divers que la cohésion du noyau et les mouvements des galaxies. Les quatre interactions se distinguent les unes des autres par leur portée, leur intensité et les particules sur lesquelles elles agissent. Chacune est médiée par un boson *messenger* dit boson de jauge qui assure la transmission des forces<sup>5</sup> et les caractéristiques des interactions sont reprises dans la table (1.1).

	<i>Gravitation</i>	<i>Electromagnétisme</i>	<i>Faible</i>	<i>Forte</i>
<i>Portée</i>	Infinie	Infinie	$10^{-15}$ cm	$10^{-13}$ cm
<i>Intensité relative</i>	$10^{-38}$	$10^{-2}$	$10^{-7}$	1
<i>Charge sensible</i>	Masse, énergie	Charge électrique	Charge faible	Charge de couleurs
<i>Boson de jauge</i>	Graviton	photon $\gamma$	Bosons intermédiaires $W^\pm, Z^0$	Gluons $g$
<i>Conservation de C</i>	OK	OK	KO	OK
<i>Conservation de P</i>	OK	OK	KO	OK
<i>Conservation de CP</i>	OK	OK	KO	OK

TAB. 1.1 – Caractéristiques des interactions fondamentales et leurs bosons médiateurs.

L'étude des symétries permet de comprendre les mécanismes élémentaires d'interaction qui peuvent expliquer l'origine de l'asymétrie matière-antimatière. En effet, si particules et antiparticules sont traitées de façon similaire par les interactions<sup>6</sup> fondamentales, il n'y a pas de possibilité d'obtenir un nombre différent de particules et d'antiparticules. Ce sont justement les symétries qui vont *différencier* les actions des interactions sur les particules et leurs images miroirs.

<sup>4</sup>Le théorème de Noether peut être résumé pour le cas général : toute opération de symétrie continue qui laisse le lagrangien invariant est associée avec un courant conservé. Une intégration sur la partie spatiale de la composante zéro de ce courant conduit à une charge conservée.

<sup>5</sup>Le graviton est une particule qui n'a pas encore été observée mais dont l'existence théorique semble bien établie.

<sup>6</sup>Dans le cas de la gravitation, la conservation des différentes symétries est théorique et n'a pas été vérifiée. Pour l'interaction forte, il est possible d'écrire dans le lagrangien un terme qui viole la symétrie *CP*. Cependant, même si ce terme trouve une utilité théorique, il semble que son coefficient soit égal à zéro ou extrêmement faible. On se trouve ici dans un cas semblable à celui de la constante cosmologique d'Einstein.

### 1.2.2 Les symétries discrètes

A l'origine, on pensait que toutes les interactions étaient invariantes sous la conjugaison de charge  $C$ , c'est-à-dire ne faisaient aucune distinction entre les particules et les antiparticules. Il semble cependant que les interactions vérifient un principe plus restrictif connu sous le nom de *Théorème CPT*<sup>7</sup> : les interactions ne différencient pas les particules des antiparticules vues dans un miroir et remontant le temps.

Le théorème *CPT* introduit trois transformations de symétrie externe.

**La symétrie  $C$  :**  $C$  change une particule de masse  $m$  et de charge  $q$  en une particule de masse identique et de charge  $-q$ . La conjugaison de charge transforme donc une particule en son antiparticule.

**La symétrie  $P$  :** La symétrie de parité correspond à l'inversion géométrique au travers d'un centre de masse. On peut le voir comme le changement de  $\vec{r}$  en  $-\vec{r}$ .

**La symétrie  $T$  :** Une symétrie particulière qui renverse le sens du temps,  $t \rightarrow -t$ .

Deux objets microscopiques transformés *CPT* l'un de l'autre se comportent donc de façon identique face aux interactions. Cependant, si l'on prend les trois symétries séparément, nous observons ce que l'on appelle des *violations de symétrie* : des comportements différents vis-à-vis de certaines interactions pour des particules transformées uniquement  $C$ ,  $P$  ou  $T$  l'une de l'autre. Comme nous l'avons déjà indiqué dans la table (1.1), les quatre interactions respectent ou non une ou plusieurs de ces symétries. Appliquer une symétrie  $C$  à une particule change uniquement sa charge et donc son comportement vis-à-vis des champs électromagnétiques. La symétrie  $P$  rend un objet vu dans un miroir et en 1957, Chien Shiung Wu démontre dans une expérience célèbre que l'interaction faible est capable de faire la différence entre la gauche et la droite<sup>8</sup>. Visiblement, l'interaction faible traite différemment l'objet et son image, l'objet et le même de signe opposé. Mais si on applique successivement les deux symétries  $C$  et  $P \rightarrow CP$  on peut obtenir une transformation conduisant à un comportement identique vis-à-vis de l'interaction faible. On observe qu'une violation de la symétrie  $P$  est *compensée* par une violation identique de la symétrie  $C$ . Une réflexion ne change pas le comportement vis à vis de l'interaction faible si, en même temps qu'on change les coordonnées, on échange la particule contre son antiparticule<sup>9</sup>. Pour être plus précis, nous

<sup>7</sup>Références [6] et [7].

<sup>8</sup>Le premier article montre l'asymétrie dans la distribution angulaire des électrons issus de la désintégration faible de beta émis par du  $Co^{60}$  : C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson, *Experimental Test Of Parity Conservation In Beta Decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.

<sup>9</sup>Cette particularité est souvent expliquée par l'exemple suivant : imaginons un monde qui contiendrait deux transformations : une symétrie  $S$  transformant les hommes en femmes, les femmes en hommes et la symétrie  $P$  familière transformant gaucher (L) en droitier (R). Un monde symétrique sous  $S$  contient autant d'hommes R que de femmes R et la même relation pour les gauchers tandis que  $P$  stipule que le nombre de femmes L est identique au nombre de femmes R et de même pour les hommes. Le monde est donc divisé en quatre catégories contenant le même nombre d'éléments. Considérons la quantité :

$$f_L + f_R = h_R + h_L.$$

Une brisure de  $S$  ne suffit pas pour garantir l'inégalité entre le nombre d'hommes et de femmes puisque la relation peut toujours être valable même si  $f_L \neq h_L$  et  $f_R \neq h_R$ . C'est le cas si la symétrie  $SP$  est conservée puisque elle garantit que

$$\begin{aligned} f_L &= h_R, \\ f_R &= h_L. \end{aligned}$$

Soit que le nombre total d'hommes reste toujours égal au nombre de femmes, il n'y a pas de brisure de l'égalité hommes-femmes comme il n'y aurait pas de brisure de l'égalité baryons-antibaryons dans le cas de  $CP$ .

pouvons dire que la symétrie  $CP$  garantit une égalité entre le processus direct avec des particules et le même processus où on remplace les particules par leurs antiparticules et construit l'appareillage comme il apparaît dans un miroir.  $CP$  est donc la bonne symétrie pour l'interaction faible.

Cette affirmation avait été corroborée par les mesures jusqu'à l'expérience décisive de Cronin-Fitch<sup>10</sup> sur la désintégration des kaons neutres. Cette désintégration met en évidence une petite violation de la symétrie  $CP$  dans les interactions faibles. Toutes les interactions ne respectent finalement que la symétrie  $CPT$ , soit que en plus d'échanger parité et particule-antiparticule, le comportement de deux objets microscopiques ne sera identique que si on renverse aussi le temps<sup>11</sup>.

### 1.3 Un Univers actuel asymétrique

Les différentes observations directes ou indirectes, comme nous le verrons plus en détail au chapitre 3, laissent penser que notre Univers actuel est asymétrique, c'est-à-dire contient un nombre de baryons plus important que le nombre d'anti-baryons. La plupart des théoriciens actuels cherchent donc une théorie capable d'expliquer correctement et complètement l'asymétrie baryonique observée et l'énorme différence entre densité de baryons et de photons. Définissons d'abord le noeud du problème : l'asymétrie actuelle est observée et la question est de savoir si cette asymétrie était présente initialement ou si elle a été générée à partir d'un mécanisme physique.

#### 1.3.1 Une asymétrie observée

Le rapport entre densité de baryons et de photons est donné par la variable  $\eta$  :

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} \quad (1.2)$$

où  $n_B = (n_b - n_{\bar{b}})$  est la différence entre le nombre de baryons et d'antibaryons par unité de volume,  $n_\gamma = 411,4/(T_\gamma/2,736K)^3 cm^{-3}$  la densité de photons et  $T_\gamma$  la température de la radiation du fond cosmologique. La densité de baryons  $n_b$  est donnée par :

$$n_b = \frac{\rho_B}{m_B} = \frac{\Omega_B \rho_c}{m_B} \quad (1.3)$$

$$\Omega_B = \frac{\rho_B}{\rho_c} \quad (1.4)$$

Avec  $\rho_B$  et  $\rho_c$  respectivement la densité de baryons et la densité critique,  $\rho_c = 1,88 \times 10^{-29} h^2 gcm^{-3}$  où  $h$  correspond au centième de la valeur actuelle de la constante de Hubble et  $\Omega_B$  est la contribution de la matière baryonique à la densité d'énergie totale de l'Univers. Alors,

$$\eta = 2,65 \times 10^{-8} \Omega_B h^2 \left( \frac{T_\gamma}{2,736K} \right)^3 \quad (1.5)$$

La valeur actuelle du rapport entre le nombre de baryons et de photons est un nombre très petit de l'ordre de  $10^{-10}$  et sera discutée plus tard au travers des méthodes expérimentales.

<sup>10</sup>Les résultats sont donnés dans la référence [8] : *Evidence For The 2 Pi Decay Of The K(2)0 Meson*.

<sup>11</sup>Remarquons de façon intuitive et un peu simpliste que la symétrie  $T$  étant toujours violée, seule une violation de  $CP$  peut restaurer l'invariance sous  $CPT$ .

### 1.3.2 Le Modèle standard : une asymétrie initiale

Le Modèle Standard (SM) est actuellement le modèle décrivant le mieux la physique des particules et des interactions. Il comprend naturellement la violation de  $CP$  pour trois générations de particules ainsi que nous le verrons plus loin. Cette violation a été mise en évidence dans la désintégration du kaon neutre<sup>12</sup>, et récemment dans la désintégration des mésons  $B^{13}$ , toujours en accord avec la même théorie. Malheureusement, le SM ne donne pas une description complète des cas de violation  $CP$  dans la nature. Certains problèmes comme le fait que la valeur introduite par le modèle est insuffisante pour générer l'asymétrie baryonique, poussent les physiciens à chercher *au-delà du Modèle Standard* comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Toutefois, le SM est une théorie hautement prédictive et confirmée par l'expérience, il ne dit rien sur les conditions initiales et les résultats sont compatibles si nous postulons une légère dissymétrie initiale. Introduisons-le rapidement en même temps que la violation  $CP$  dans son cadre particulier.

#### Introduction rapide au Modèle Standard

La théorie des interactions entre particules élémentaires dans le Modèle Standard est caractérisée par trois ingrédients :

1. La symétrie du lagrangien est une symétrie de jauge pour les interactions, dans l'ordre, forte, faible et électromagnétique

$$G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (1.6)$$

Les indices donnent la charge conservée,  $C$  pour charge de couleur,  $L$  pour isospin faible et  $Y$  pour hypercharge.

2. Trois générations, ou trois familles de fermions, et cinq représentations associées à chacune des générations

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

$$Q_{Li}(3, 2)_{+1/6}, \quad u_{Ri}(3, 1)_{+2/3}, \quad d_{Ri}(3, 1)_{-1/3}, \quad L_{Li}(1, 2)_{+1/2}, \quad l_{Ri}(1, 1)_{-1}, \quad (1.8)$$

où  $Q_L$  décrit les quarks<sup>14</sup> lévogyres *up* et *down* couplés,  $u$  les quarks *up* dextrogyres,  $d$  les quarks *down* dextrogyres,  $L$  les leptons lévogyres couplés et  $l$  les leptons dextrogyres. Les notations sont telles que, pour le premier cas, le quark lévogyre est un constituant d'un triplet  $(\mathbf{3}, 2)$  pour le groupe  $SU(3)_c$  et d'un doublet  $(\mathbf{3}, 2)$  pour le groupe  $SU(2)_L$ . Le quark porte une hypercharge  $Y = +1/6$  et l'indice  $i = 1, 2, 3$  indique la *famille* à

<sup>12</sup>Référence [8].

<sup>13</sup>Tous les mésons construits sur le modèle  $b\bar{q}$  où  $\bar{q}$  est n'importe quel autre antiquark sauf le  $\bar{b}$ .

<sup>14</sup>Les quarks sont les briques de la matière et les particules sensibles à l'interaction forte. Ils se déclinent en plusieurs *sortes* caractérisées par leur saveur :  $u, d, s, c, t$  et  $b$ . Ils sont groupés en trois générations en fonction de leur masse tout comme les fermions.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Les quarks appartenant à la partie supérieure de chacun des doublets sont appelés quarks *up* et ceux appartenant à la partie inférieure, quarks *down*. Chaque saveur est caractérisée par un ensemble de nombres quantiques :  $I_3, Y, Q, B$  et  $S$ , soit la troisième composante de l'isospin, l'hypercharge, la charge, le nombre baryonique et l'étrangeté.

laquel il appartient. A cette liste de particules déjà toutes découvertes, on ajoute un multiplet scalaire décrit par les mêmes conventions :

$$\phi(1, 2)_{+1/2} \quad (1.9)$$

3. Le champ scalaire  $\phi$  impose un état du vide de valeur moyenne non nul et, traditionnellement, la valeur moyenne du champ est choisie

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

avec  $v$  relié à la valeur moyenne du champ dans le vide (cf : annexe A.1) et dans ce cas, la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  est spontanément brisée. La symétrie du lagrangien du SM devient

$$G_{SM} \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{EM} \quad (1.11)$$

Le lagrangien du Modèle Standard,  $\mathcal{L}_{SM}$ , est le lagrangien renormalisable<sup>15</sup> le plus général et compatible avec la symétrie de jauge. Il peut s'écrire en trois parties :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{kinetic} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.12)$$

### Les interactions de Yukawa à la source de la violation $CP$

Les deux premières contributions de  $\mathcal{L}_{SM}$  représentent l'énergie cinétique et le potentiel de Higgs qui décrit les interactions d'un champs scalaire avec lui-même. Cette partie du lagrangien est toujours  $CP$  conservée et des explications plus détaillées sont données dans l'annexe (A.2). Le troisième terme rend compte de l'interaction de Yukawa,

$$-\mathcal{L}_{Yukawa} = Y_{ij}^d \overline{Q_{Li}^I} \phi d_{Rj}^I + Y_{ij}^u \overline{Q_{Li}^I} \tilde{\phi} u_{Rj}^I + Y_{ij}^l \overline{L_{Li}^I} \phi l_{Rj}^I + h.c.. \quad (1.13)$$

et viole la symétrie  $CP$ . De façon intuitive, nous savons que l'hermiticité du lagrangien implique que  $\mathcal{L}_{Yukawa}$  contienne des termes par paires et sous la forme générale :

$$Y_{ij} \overline{\psi_{Li}} \phi \psi_{Rj} + Y_{ij}^* \overline{\psi_{Rj}} \phi^\dagger \psi_{Li}. \quad (1.14)$$

Une symétrie  $CP$  appliquée à ce lagrangien transforme les champs :

$$P\psi = \gamma^0 \psi \quad \text{et} \quad \psi_L^C = i\gamma^2 \gamma^0 (\bar{\psi}_L)^\top, \quad (1.15)$$

et nous obtenons

$$\overline{\psi_{Li}} \phi \psi_{Rj} \leftrightarrow \overline{\psi_{Rj}} \phi^\dagger \psi_{Li} \quad (1.16)$$

mais n'échange pas leurs coefficients  $Y_{ij}$  et  $Y_{ij}^*$ . La symétrie  $CP$  n'est donc pas une symétrie du lagrangien d'interaction,  $\mathcal{L}_{Yukawa}$ , sauf si  $Y_{ij} = Y_{ij}^*$  c'est-à-dire sauf si les coefficients, la matrice de l'hypercharge faible, sont réels.

Il reste à déterminer le nombre de paramètres indépendants caractérisant la violation  $CP$  et contenus dans les trois matrices de Yukawa :  $Y^f$  où  $f = d, u$  ou  $l$ . Chacune est une matrice

<sup>15</sup>Lors du calcul des amplitudes à l'aide de diagrammes de Feynman certains termes mènent à des intégrales divergentes et donc à des contributions infinies. La renormalisation consiste à éliminer ces contributions pour retrouver des valeurs finies conduisant à des résultats physiques.

$3 \times 3$  complexe, l'ensemble contient 27 paramètres réels et 27 paramètres imaginaires qui n'ont pas tous un sens *physique* puisque changer cet ensemble de paramètres dans certaines conditions ne change pas le résultat expérimental.

### La matrice CKM de couplage

C'est le couplage des quarks au travers de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui représente l'unique source de violation  $CP$  dans le cadre du Modèle Standard.

Si nous donnons  $Re(\phi^0) = (v + H^0)/\sqrt{2}$  où  $v$  est défini dans l'équation (1.10), ce qui revient en réalité à développer le champ de Higgs autour de sa valeur minimum  $H^0 = 0$  dans (1.13), alors le terme d'interaction de Yukawa donne naissance à des termes de masse :

$$-\mathcal{L}_M^{quarks} = (M_d)_{ij} \bar{d}_{Li} d_{Rj} + (M_u)_{ij} \bar{u}_{Li} u_{Rj} + (M_l)_{ij} \bar{l}_{Li} l_{Rj} + h.c. \quad (1.17)$$

à l'ordre 0, où nous avons :

$$M_f = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^f. \quad (1.18)$$

On utilise alors la décomposition des doublets de  $SU(2)_L$  en leurs composantes :

$$Q_{Li} = \begin{pmatrix} u_{Li} \\ d_{Li} \end{pmatrix}, \quad L_{Li} = \begin{pmatrix} \nu_{Li} \\ l_{Li} \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

Les neutrinos du SM n'ont pas d'interaction du type Yukawa c'est-à-dire qu'ils n'apparaissent pas dans le lagrangien d'interaction dans un terme du type  $g\phi\bar{\psi}\psi$ , où  $g$  est la constante de couplage, ils sont alors prédits comme de masse nulle. Pour que les masses forment une base, il est utile d'obtenir des matrices diagonales. On cherche alors des matrices unitaires  $V_{fL}$  et  $V_{fR}$  telles que

$$V_{fL} M_f V_{fR}^\dagger = M_f^{diag}. \quad (1.20)$$

La matrice  $M_f^{diag}$  est réelle, diagonale et de vecteurs propres

$$\begin{aligned} d_{Li} &= (V_{dL})_{ij} d_{Lj}, & d_{Ri} &= (V_{dR})_{ij} d_{Rj}, \\ u_{Li} &= (V_{uL})_{ij} u_{Lj}, & u_{Ri} &= (V_{uR})_{ij} u_{Rj}, \\ l_{Li} &= (V_{lL})_{ij} l_{Lj}, & l_{Ri} &= (V_{lR})_{ij} l_{Rj}, \end{aligned} \quad (1.21)$$

$$\nu_{Li} = (V_{\nu L})_{ij} \nu_{Lj}, \quad (1.22)$$

et comme les neutrinos sont sans masse dans le SM, la matrice  $V_{\nu L}$  est arbitraire. On peut alors exprimer les interactions à courant chargé entre les quarks et les bosons de jauge  $W_\mu^\pm$  issus de  $SU(2)_L$  pour les quarks dans la base des masses :

$$-\mathcal{L}^{W^\pm} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{Li} \gamma^\mu (V_{uL} V_{dL}^\dagger)_{ij} d_{Lj} W_\mu^+ + h.c. \quad (1.23)$$

où  $g$  est une constante de couplage. La *matrice de couplage de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* pour les quarks est la matrice :

$$V_{CKM} = V_{uL} V_{dL}^\dagger, \quad (1.24)$$

$$V_{CKM} V_{CKM}^\dagger = 1, \quad (1.25)$$

Comme c'est une matrice unitaire  $3 \times 3$ , elle dépend de 9 paramètres : trois angles réels et 6 phases. La matrice CKM n'est pas unique et on utilise les conventions suivantes :

(i) Il est possible de permuter les trois générations et, pour fixer les idées, on ordonne toujours les quarks *up* (c'est-à-dire les quarks qui se placent dans la partie supérieure du doublet) et *down* (ceux de la partie inférieure) par leurs masses croissantes.

$$m_{u_1} < m_{u_2} < m_{u_3} \quad \text{et} \quad m_{d_1} < m_{d_2} < m_{d_3} \quad (1.26)$$

Si  $(u_1, u_2, u_3) \rightarrow (u, c, t)$  et si  $(d_1, d_2, d_3) \rightarrow (d, s, b)$  alors les éléments de la matrice CKM s'écrivent :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

(ii) Il existe un degré de liberté supplémentaire dans la structure des phases de la  $V_{CKM}$ . En effet, les champs correspondant aux quarks *up* et *down* sont définis à une phase près, soit que la physique ne change pas si l'on effectue la transformation unitaire, ici dans le cas des quarks *down*,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} e^{i\chi_1} d' \\ e^{i\chi_2} s' \\ e^{i\chi_3} b' \end{pmatrix} = U_\chi \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

De la même façon, la matrice  $V_{CKM}$  doit pouvoir être transformée par la relation

$$V_{CKM} \rightarrow U_\phi^\dagger V_{CKM} U_\chi, \quad (1.29)$$

où

$$U_\phi = \begin{pmatrix} e^{i\phi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\phi_3} \end{pmatrix}, \quad U_\chi = \begin{pmatrix} e^{i\chi_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\chi_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\chi_3} \end{pmatrix}, \quad (1.30)$$

sans changer la physique sous-jacente. Des six phases présentes, seules cinq sont linéairement indépendantes (nombre de quark-1), soit qu'en retirant cinq des neuf paramètres de la matrice CKM, il reste seulement quatre paramètres libres. Ces paramètres sont habituellement notés  $\vartheta_{12}$ ,  $\vartheta_{13}$ ,  $\vartheta_{23}$  et  $\delta_{13}$ , où les indices [1,2,3] se rapportent aux trois générations. C'est au final cette phase unique, la phase de Kobayashi-Maskawa  $\delta_{KM}$  ou  $\delta_{CP}$  qui est la source de la violation  $CP$ . Cette quantité est nulle dans le cas de deux générations. Notons aussi que la matrice CKM couple uniquement les quarks *down*<sup>16</sup>.

### Les Triangles unitaires

Toujours en se limitant au secteur des quarks, il est très utile d'exprimer la violation  $CP$  au travers du concept du *triangle unitaire*.

Le caractère unitaire de la matrice de couplage  $CKM$  conduit à trois relations entre ses éléments :

<sup>16</sup>Nous n'entrons pas ici dans les détails et les subtilités du Modèle Standard, tous les développements sont repris et discutés dans les références [10], [11] et [12].



$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \quad (1.31)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.32)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.33)$$

Chacune de ces trois relations requiert la somme de trois quantités complexes pour évaluer zéro et peut être représentée dans le plan complexe par un triangle. C'est celui-ci que l'on appelle le *Triangle Unitaire* (voir la figure 1.1) même s'il est en général relié à la relation (1.33).

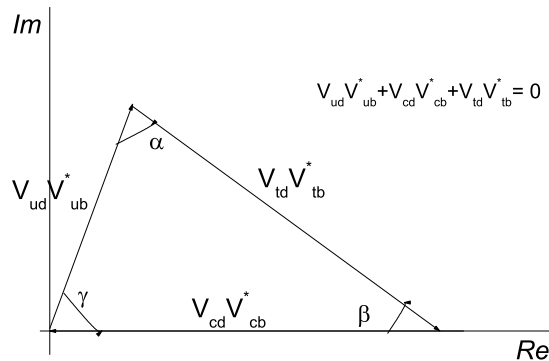


FIG. 1.1 – Triangle unitaire dans le plan complexe.

Il est surprenant de voir que les caractéristiques de la matrice  $CKM$  donnent à chacun des triangles<sup>17</sup> une aire équivalente. La longueur des côtés du triangle et les angles les séparant sont des quantités physiques mesurables, par exemple, lors de la désintégration asymétrique des mesons  $K$  et  $B$ . L'amplitude de la violation  $CP$  dans le cadre des basses énergies est proportionnelle à

$$J = \sin(\vartheta_{12})\sin(\vartheta_{13})\sin(\vartheta_{23})\sin(\delta_{CP})P_u P_d, \quad (1.34)$$

$$P_u = (m_u^2 - m_c^2)(m_t^2 - m_c^2)(m_t^2 - m_u^2), \quad (1.35)$$

$$P_d = (m_d^2 - m_s^2)(m_b^2 - m_s^2)(m_b^2 - m_d^2), \quad (1.36)$$

et  $J$  a la dimension du  $\text{GeV}^{12}$ . Il n'y a pas de violation  $CP$  si cette amplitude vaut zéro et nous pouvons tout de suite remarquer que la violation  $CP$  nécessite les trois générations de quarks sans aucune dégénérescence de masse. La détermination expérimentale des paramètres du triangle donne  $J$  l'ordre de  $10^{-17} \text{ GeV}^{12}$ .

Le Modèle Standard inclut donc de façon naturelle un mécanisme de violation de la symétrie  $CP$ . Comme nous le verrons plus tard en détail, une telle violation est extrêmement importante pour expliquer l'absence d'antimatière dans notre Univers au travers de la *baryogenèse*. En quelques mots, rappelons la situation : issu du Big Bang, notre Univers symétrique traverse le temps, les particules et les antiparticules s'annihilent ou sont produites par paires.

<sup>17</sup>Les triangles sont construits selon une méthode précise : 1) On choisit une convention de phase telle que  $(V_{cd}V_{cb}^*)$  soit réel, 2) On divise la longueur de chacun des côtés par  $|V_{cd}V_{cb}^*|$ . Ainsi, on aligne un des côtés du triangle avec l'axe réel et la longueur de ce côté vaut un. La forme du triangle reste inchangée.

Tant qu'il n'y a pas de différence entre les deux processus, création et annihilation, la densité baryonique  $n_b - n_{\bar{b}}$  reste continuellement égale à zéro. Mais si, à une période donnée de l'expansion remplissant certaines conditions que nous décrirons plus tard, une asymétrie peut être produite entre le mécanisme de production et d'annihilation, nous pouvons alors générer un petit nombre de baryons au détriment des antibaryons et obtenir ainsi un nombre baryonique non nul pour notre Univers. La violation de  $CP$  peut induire cette différence dans les deux mécanismes. Malheureusement, telle qu'elle est décrite dans le Modèle Standard elle est insuffisante pour conduire à l'asymétrie observée. L'asymétrie de l'Univers peut être réconciliée avec le Modèle Standard si nous fixons des conditions initiales très particulières d'asymétrie primordiale, cette solution peut cependant paraître inélégante puisqu'elle nécessite une asymétrie, le rapport  $(n_b - n_{\bar{b}})/(n_b + n_{\bar{b}})$  initial de valeur extrêmement précise et très faible.

## 1.4 Un Univers actuel symétrique

Certains théoriciens ont cependant envisagé un univers qui aurait eu une symétrie initiale matière-antimatière et gardé cette symétrie. Il existe deux hypothèses pour ce type de solution. La première consiste en un Univers homogène contenant une valeur moyenne du nombre baryonique nulle mais où des fluctuations statistiques, thermodynamiques, engendrent des zones dont le nombre baryonique peut être différent de zéro. Par hasard, notre Galaxie est contenue dans une zone de nombre baryonique positif et donc dominé par la matière. La seconde est basée sur un Univers inhomogène contenant des domaines d'antimatière suffisamment séparés des domaines de matière pour éviter l'annihilation. Bien que cette hypothèse d'un Univers symétrique soit peu probable, il est intéressant de voir grossièrement comment elle est applicable à l'Univers qui nous entoure.

### 1.4.1 L'hypothèse la plus simple

Prenons l'hypothèse d'un univers primordial symétrique durant sa phase chaude ( $T > m_b \sim 1$  GeV) qui contient alors une moyenne uniforme de baryons et d'antibaryons, son refroidissement s'accompagne de l'annihilation mutuelle de ceux-ci. Il existe cependant des phénomènes de fluctuations dans les mécanismes d'annihilation qui permettent à un certain nombre de baryons de survivre alors que les antibaryons disparaissent ou vice-versa. Le nombre de baryons supplémentaire est alors :

$$n_B \quad \text{ou} \quad n_{\bar{B}} \approx \frac{n_\gamma}{\sigma_{ann} m_B m_{Pl}} \approx 10^{-19} n_\gamma \quad (1.37)$$

où  $\sigma_{ann}$  est la section efficace d'annihilation et  $m_{Pl}$  la masse de Planck. Ce nombre est trop petit par rapport à l'asymétrie réellement observée, une approche aussi simple ne peut donc pas être considérée.

### 1.4.2 Domaine d'antimatière

Une hypothèse plus radicale décrit un Univers globalement symétrique contenant un nombre égal de matière et d'antimatière baryonique mais composé de domaines de matière ou d'antimatière suffisamment séparés pour ne pas s'annihiler. La distance entre de tels domaines doit être au moins de 10 Mpc puisqu'on n'observe pas de rayonnement d'annihilation, signature d'une ligne de contact entre les domaines, du moins en provenance du système Solaire et de la galaxie.

A ce jour, les conclusions de l'étude de Cohen *et al* dans la référence [9] montrent qu'un tel Univers ne correspond pas aux observations :

1. Le rayonnement cosmique de fond est presque parfaitement isotrope et s'il existait des domaines d'antimatière d'une taille de l'ordre de celle des amas de galaxie, le vide les séparant de la matière rendrait le CMB anisotrope. Donc la matière et l'antimatière doivent être en contact et l'annihilation est inévitable.
2. Le spectre de rayons  $\gamma$  issus de l'annihilation matière-antimatière observable prédit par Cohen *et al* a été comparé aux observations de COMPTEL. Sur la figure 1.2 les prédictions théoriques sont faites pour des domaines de matière ou d'antimatière de 20 et 1000 Mpc. Nous pouvons constater que les observations ne correspondent pas vraiment à un tel modèle d'Univers ou que, au mieux, elles sont compatibles avec des domaines de l'ordre de 1000 Mpc. La zone d'annihilation matière-antimatière serait théoriquement observable puisque sa frontière est située à une distance inférieure à la distance qui nous sépare de l'horizon<sup>18</sup> actuel de 3 Gpc.

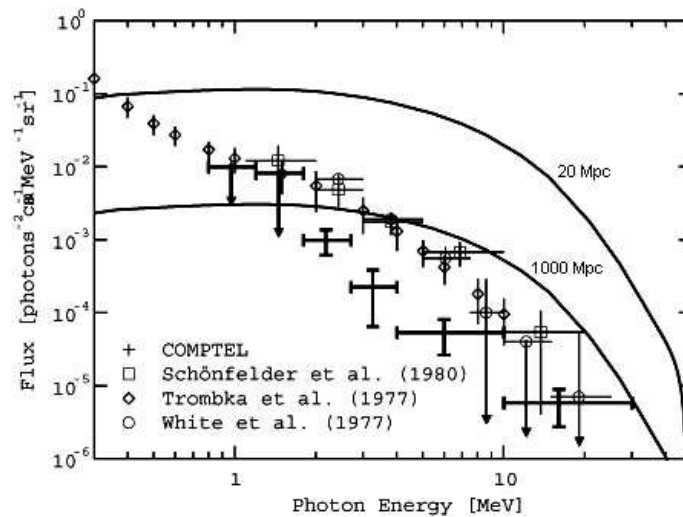


FIG. 1.2 – Spectre d'émission  $\gamma$  résultant d'une annihilation matière-antimatière prédit par Cohen *et al* pour des domaines de 20 et 1000 Mpc comparé aux observations (Kappadath 1998 et référence [20]).

### 1.4.3 Îlots d'antimatière

Une explication intermédiaire consiste à supposer que notre Univers est totalement dominé par la matière baryonique mais que un ou des mécanismes particuliers sont capables de produire une valeur de  $\eta$  différente de zéro, soit une faible quantité d'anti-baryons sans leur pendant baryonique. On obtient alors une dissymétrie conduisant à un Univers dominé par la matière et possédant de petits îlots ou bulles d'antimatière : des gaz d'antimatière, des anti-étoiles ou des anti-galaxies. Inversement, si on doit envisager toutes les possibilités, peut-être vivons-nous dans un minuscule îlot de matière perdu dans un anti-Univers...

A partir de la référence [21] nous pouvons imaginer des îlots d'antimatière immergés dans un Univers de matière. Nous pouvons alors estimer la taille de îlots en fonction du rapport

<sup>18</sup>Limite à la zone observable de l'Univers

matière-antimatière  $R_A$  et cela en fonction de l'abondance observée des éléments légers. En effet, il est assez clair que l'existence de tels îlots d'antimatière doit influencer la nucléosynthèse primordiale. La taille limite des îlots est représentée dans la figure 1.3.

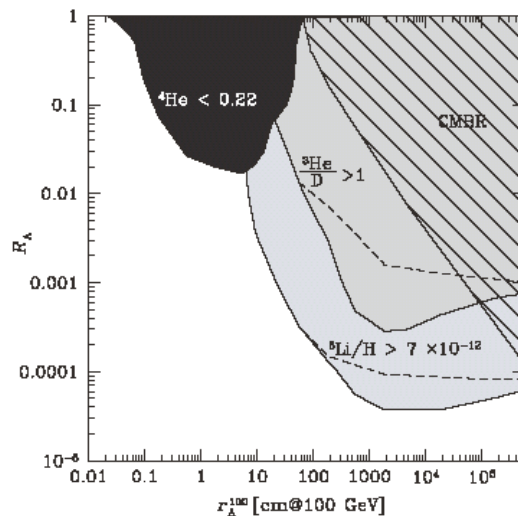


FIG. 1.3 – Valeurs limites au rapport matière-antimatière et à la taille des domaines d'antimatière dans l'Univers primordial à  $T=100$  GeV imposée par la nucléosynthèse (zones grisées et noires) et par l'observation du CMB (zone hachurée). Issu de la référence [21].

Notons que la plupart de ces modèles intermédiaires sont basés sur des hypothèses non testées ou peu étayées mais présentent un intérêt théorique. Dans le cadre de cette approche, montrons dans quels cas elle peut être réaliste et donnons un exemple simple basé sur les trous noirs.

### Evaporation des trous noirs

Dans ce processus d'évaporation, le trou noir émet toutes les particules de masse inférieure à sa température

$$T_{BH} = \frac{m_{Pl}^2}{(8\pi M_{BH})} \quad (1.38)$$

Un meson massif, pris au piège dans le champ gravitationnel du trou noir peut se désintégrer en un baryon léger et un antibaryon lourd (par exemple en quarks  $u$  et  $\bar{t}$ ) ou vice versa. Les trous noirs ne font pas de différence entre particule et antiparticule et dans ce cas, la capture d'un (anti)quark lourd par le trou noir est plus probable que celle d'un (anti)quark léger et on peut observer un flux de baryons dans notre univers alors qu'une quantité égale d'antibaryons est mangée. En supposant que l'on puisse affirmer que la paire  $u\bar{t}$  ait une probabilité plus grande d'être émise, on observerait bien un excès de matière baryonique dans notre Univers. Cependant, le modèle est fort simple et demande plus de recherches avant d'expliquer complètement l'asymétrie observée<sup>19</sup>.

<sup>19</sup>Les résultats et les calculs d'un tel mécanisme sont clairement décrits dans A.D Dolgov, *Phys. Rev. D*, **24**, 1042 (1981)

## 1.5 Conclusion

Nous voyons donc qu'il y a trois façons théoriques d'envisager notre Univers actuel. Il est symétrique du point de vue baryons-antibaryons, asymétrique ou totalement construit à partir de matière mais comprend des îlots d'antimatière produits par des phénomènes particuliers. Il semble pourtant, d'après les observations et cela sera montré dans le chapitre 3, que la partie visible de l'Univers comprenne plus de baryons que d'antibaryons. En partant de cette idée, il nous faut maintenant déterminer si l'asymétrie existe depuis toujours ou si elle n'est que le résultat de processus d'interaction particuliers durant la longue vie de l'Univers.

## Chapitre 2

# Asymétrie baryonique et ses origines

La théorie du Big Bang a été construite à partir de la relativité générale d'Einstein et sur des observations directes de notre univers : la fuite des galaxies comme une conséquence de l'expansion de l'univers, la *nucléosynthèse primordiale*<sup>1</sup> et le rayonnement de fond cosmique. Si nous considérons que les lois de la physique appliquées à l'infiniment petit sont identiques à celle de l'infiniment grand, et cela malgré l'énorme changement d'échelle, alors nous devons conclure que matière et antimatière devaient exister en importance égale au début de notre univers. Cependant, comme nous en avons discuté au chapitre 1, il ne semble pas y avoir d'indication à la présence substantielle d'antimatière dans notre Univers actuel ni même dans la période correspondant à la nucléosynthèse primordiale, c'est-à-dire avant trois minutes après le Big Bang!

### 2.1 Introduction : la baryogenèse

La question qui se pose est : comment générer cette asymétrie matière-antimatière ? Ou, en d'autres termes, comment générer un nombre baryonique non nul à partir d'un Univers primordial symétrique et comment le conserver jusqu'à notre époque ? Les scénarii répondant à cette question décrivent la *baryogenèse*<sup>2</sup>. Nous allons passer brièvement en revue quelques modèles possible parmi les plus connus mais il ne faut pas oublier que l'asymétrie actuelle peut résulter d'une asymétrie initiale. Par exemple, le Modèle Standard est consistant avec un léger excès de matière dans les premiers âges de l'univers. Il suffit alors de s'assurer que cette asymétrie ne soit pas effacée ultérieurement par les différents mécanismes d'interaction fondamentale.

### 2.2 Les conditions de Sakharov

Actuellement, l'explication la plus prometteuse à la disparition de l'antimatière dans les premiers moments de vie de notre Univers semble être la *baryogenèse*, le scénario de la génération du nombre baryonique.

Considérons un Univers primordial symétrique et donc de nombre baryonique nul issu du Big Bang. Cet Univers se dilate en se refroidissant et sa densité diminue. Il finit par atteindre

---

<sup>1</sup>L'origine des abondances relatives des éléments chimiques

<sup>2</sup>Le terme baryogenèse est aussi utilisé pour décrire la génération de baryons à partir de systèmes de particules ne contenant pas de baryon que nous n'abordons pas ici.

les températures auxquelles différentes symétries sont brisées et l'équilibre est rompu, c'est à ce moment que la génération d'un nombre baryonique devient possible. Nous sommes à l'ère hadronique de l'Univers : il est  $t \simeq 10^{-33}$  seconde après le Big Bang et l'idée est que l'asymétrie de notre univers provienne de la non-conservation du nombre baryonique dans les interactions entre particules élémentaires. En 1967, Andrei Sakharov (dans un premier article sous la référence [13]) formule trois conditions à un tel scénario, conditions cumulatives mais qui ne doivent pas forcément apparaître au même moment dans l'évolution de l'Univers :

1. Violation du nombre baryonique.
2. Violation des symétries  $C$  et  $CP$ .
3. Processus hors équilibre.

Pour donner un exemple concret du pourquoi de ces trois conditions, donnons un exemple simple de baryogenèse connu sous le nom de *Désintégration de particules lourdes hors équilibre* et développé par Weinberg<sup>3</sup> en 1979. Imaginons un boson lourd appelé  $X$ , de masse  $m_X$  qui peut se désintégrer selon deux schémas possibles et dont le taux de désintégration *totale* vaut  $\Gamma_X^{tot}$ . Pour un Univers dont la température est telle que  $T \gg m_X$ , toutes les particules présentes sont à l'équilibre thermique, soit que  $n_X \simeq n_{\bar{X}} \simeq n_\gamma$ . Le nombre baryonique de l'Univers vaut donc zéro :  $n_B = 0$ . Si  $T \leq m_X$  la condition d'équilibre est

$$\frac{n_X}{n_\gamma} \simeq \frac{n_{\bar{X}}}{n_\gamma} \simeq \left(\frac{m_X}{T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-m_X/T} \quad (2.1)$$

Ce qui se traduit par le fait que pour maintenir l'équilibre, les particules doivent se désintégrer plus vite que le taux d'expansion de l'Univers donné par le taux d'expansion de Hubble  $H(T)$ . Si ce n'est pas le cas, c'est-à-dire si  $\Gamma_X^{tot} \leq H(m_X)$  la particule ne se désintègre pas à temps et son abondance dans l'Univers est plus importante qu'à l'équilibre. C'est cette particularité qui fait que l'on peut obtenir un excès de baryons,  $n_B \neq 0$  et nous pouvons montrer que les conditions de Sakharov sont nécessaires. En effet, si nous permettons au boson  $X$  de se désintégrer selon deux schémas  $a$  ou  $b$  de taux respectifs  $\Gamma_{X \rightarrow a}$  et  $\Gamma_{X \rightarrow b}$  où au moins l'un des deux nombres baryoniques  $B_a$  et  $B_b$ , caractérisant les états finaux, est différent de zéro. Définissons les taux

$$r = \frac{\Gamma_{X \rightarrow a}}{\Gamma_X^{tot}}, \quad 1 - r = \frac{\Gamma_{X \rightarrow b}}{\Gamma_X^{tot}}. \quad (2.2)$$

Nous pouvons écrire les mêmes relations pour l'antiparticule du  $X$  soit pour  $\bar{X}$

$$\bar{r} = \frac{\Gamma_{\bar{X} \rightarrow \bar{a}}}{\Gamma_{\bar{X}}^{tot}}, \quad 1 - \bar{r} = \frac{\Gamma_{\bar{X} \rightarrow \bar{b}}}{\Gamma_{\bar{X}}^{tot}}. \quad (2.3)$$

Le nombre baryonique total créé par désintégration d'un  $X$  et d'un  $\bar{X}$  est

$$\Delta B = (r - \bar{r})B_a + [(1 - r) - (1 - \bar{r})]B_b = (r - \bar{r})(B_a - B_b). \quad (2.4)$$

Si les désintégrations sont plus rapides que l'expansion, cette variation du nombre baryonique  $B$  va être exactement compensée par les réactions inverses régénérant les  $X$  et  $\bar{X}$ , de sorte que la condition (2.1) soit toujours garantie. A l'inverse, si les désintégrations sont lentes, nous arrivons à une situation où la température de l'Univers est devenue trop basse pour que d'autres mécanismes d'interaction ramènent le nombre baryonique total ainsi créé à zéro en recombinant les résultats de la désintégration. Nous pouvons donc voir tout de suite la pertinence des conditions de Sakharov puisque

<sup>3</sup>Et cela dans la référence [14].

- Si le nombre baryonique est conservé alors  $B_a = B_b = \Delta B = 0$ .
- Si  $C$  et  $CP$  sont conservés alors  $r = \bar{r}$  et à nouveau  $\Delta B = 0$ .
- A l'équilibre thermique, les interactions violant le nombre baryonique ramènent toujours  $\Delta B = 0$ .

Il est utile de remarquer qu'il faut que les particules  $X$  possèdent deux modes de désintégration. En effet, le théorème  $CPT$  exige que  $\Gamma_X^{tot} = \Gamma_{\bar{X}}^{tot}$ , et cela même si  $CP$  est violé, impliquant alors  $r = \bar{r}$ . C'est pourquoi nous avons compté la contribution des désintégrations de  $X$  et  $\bar{X}$  à  $\Delta B$  avec le même poids. Enfin, la violation  $C$  n'est pas suffisante pour garantir  $r \neq \bar{r}$ . Elle indique seulement que la distribution angulaire des processus conjugués n'est pas la même.

Il reste alors à déterminer d'où provient la violation du nombre baryonique et de  $CP$ , pour cela il existe différents scenarii possibles.

## 2.3 Baryogenèse en Théorie de Grande Unification

Un modèle simple de baryogenèse s'appuie sur les bases des théories de grande unification (GUTs). Le scénario est simple et décrit la désintégration hors-équilibre d'une particule lourde pendant la période de l'Univers correspondant à la grande unification, l'unification des trois forces non gravitationnelles.

La théorie prédit l'unification des forces électrofaible et forte durant la phase chaude de l'univers, les interactions sont en équilibre et les symétries sont exactes. L'unification se situerait à une période de l'Univers correspondant aux températures de l'ordre de la masse du boson de jauge  $X$  transportant l'interaction unifiée et de l'ordre de  $M_{GUTs} \sim 10^{16}$  GeV en accord avec la plupart des références.

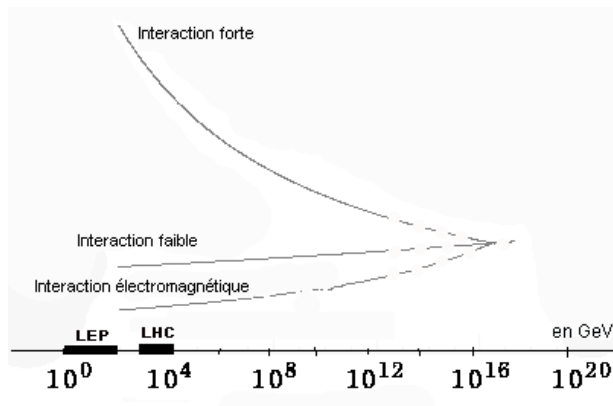


FIG. 2.1 – Convergence de l'intensité des trois forces forte, faible et électromagnétique. Jusqu'à environ 100 GeV, les courbes correspondent aux mesures existantes. Au-delà, ce sont des extrapolations théoriques qui mènent à la grande unification. Issu de [33].

Lorsque la température diminue, les symétries sont brisées une à une et les forces se découpent passant (dans le cadre du modèle le plus simple) d'une symétrie  $SU(5)$  à la symétrie du Modèle Standard  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . Les GUTs sont caractérisées par un couplage fermions/quarks et par la violation du nombre baryonique. Le modèle postule l'existence de bosons de jauge super lourds : le boson  $X$  qui transporte l'interaction unifiée et se désintègre en violant la conservation du nombre baryonique selon deux canaux possibles :



$$X \rightarrow qq \quad \text{ou} \quad X \rightarrow \bar{q}l, \tag{2.5}$$

où  $q$  est un quark et  $l$  un lepton. A cause d'une possible violation de la symétrie  $CP$ , les taux de désintégration  $\Gamma_{X \rightarrow qq}$  et  $\Gamma_{\bar{X} \rightarrow \bar{q}\bar{q}}$  peuvent être différents et, hors équilibre, de tels taux peuvent produire un excès de baryons ou d'antibaryons (suivant le signe de la violation de  $CP$  dans la GUT). Pour maintenir l'asymétrie, les bosons  $X$  doivent se désintégrer moins vite que la constante de Hubble,  $H(t)$ , quand la température de l'univers est proche de la masse des bosons. Ainsi, si la particule lourde a un temps de vie long par rapport à la vitesse d'expansion de l'Univers, il arrive un moment où la température passe en dessous de  $m_X$ . La particule  $X$  devient une particule *relique* et lorsqu'elle se désintègre enfin, les produits de désintégration interagissent avec un milieu froid et perdent rapidement leur énergie. La recombinaison en une particule  $X$  devient impossible et une asymétrie peut être générée. La déviation par rapport à l'équilibre est déterminée par :

$$\epsilon = \frac{H(T = m_X)}{\Gamma_X} \tag{2.6}$$

Les données récentes semblent conférer à ce boson  $X$  une masse de l'ordre de  $10^{16}$  GeV ce qui permet d'obtenir une déviation à l'équilibre suffisamment grande pour produire l'asymétrie baryonique observée. Le modèle  $SU(5)$  de grande unification recèle cependant une faiblesse : la prédiction sur la durée de vie du proton est en totale contradiction avec les mesures expérimentales. En effet, le proton est une particule très stable puisque les mesures lui donnent une durée de vie supérieure à  $10^{32}$  ans. Cette stabilité extrême est due au fait que les interactions forte et faible respectent la conservation du nombre baryonique  $B$  et leptonique  $L$  qui n'autorisent pas le proton à se désintégrer puisqu'il n'existe pas de particule plus légère que le proton et de nombre baryonique égale à  $un^4$ . Cependant, le modèle minimal de la théorie de grande unification<sup>5</sup> est construit sur l'existence d'une particule très massive transportant l'interaction et se désintégrant par violation du nombre baryonique ce qui permet au proton de se désintégrer suivant le schéma

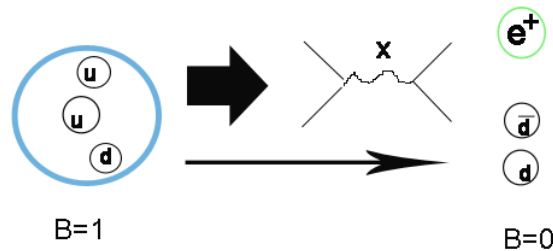


FIG. 2.2 – Schéma de désintégration possible du proton dans le cadre des GUTs.  $d$  : quark down, charge  $1/3$ ;  $u$  : quark up, charge  $2/3$ ;  $\bar{d}$  : anti-quark down, charge  $-1/3$ .

Le problème de la consistance entre théorie et expérience dans le cas de la stabilité du proton apporte une contrainte importante sur ce modèle de GUT.

Les théories de grande unification ont suivi l'exemple donné par Glashow, Salam et Weinberg qui avaient établi pour la première fois une relation fondamentale entre les forces faible

<sup>4</sup>Pour rappel, les trois nombres quantiques de charge du proton sont  $Q = 1$ ,  $B = 1$  et  $L = 0$ .

<sup>5</sup>Le modèle de symétrie  $SU(5)$

et électromagnétique. Le concept d'unification des forces aux grandes énergies est *le* modèle de la physique des hautes énergies. Il présente encore quelques problèmes comme la stabilité du proton mais semble prometteur. Nous verrons par la suite que l'unification des trois forces non-gravitationnelles est encore améliorée par les extensions supersymétriques et qu'il est possible de poser des contraintes au modèle pour *sauver* le proton. Quand au problème de la génération du nombre baryonique, nous pouvons remarquer que l'amplitude de la violation de  $CP$  est ajustée *à la main* pour répondre au besoin et que les mécanismes de brisure de symétrie attendus à haute température sont mal connus. De plus, il faut s'assurer que l'univers a atteint une telle température et que de tels bosons étaient présents à ce moment-là. Rappelons aussi que la baryogenèse par les théories de grande unification n'a pas encore été testée en raison des immenses énergies mises en oeuvre.

## 2.4 Baryogenèse électrofaible

Kuz'min, Rubakov et Shaposhnikov<sup>6</sup> ont suggéré que l'asymétrie des baryons peut être générée à des températures de l'ordre du TeV, en se basant sur la théorie électrofaible (EW). Cette théorie contient toutes les caractéristiques nécessaires à la baryogenèse : violation de la symétrie  $CP$ , non-conservation de la charge baryonique due aux anomalies chirales et brisure de l'équilibre thermique lors de la transition de phase du premier ordre correspondant au passage de symétrie non-brisée à brisée de la théorie EW.

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{elm} \quad (2.7)$$

La violation  $CP$  est une caractéristique de la théorie EW par l'introduction d'une phase unique dans la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (cf : section 1.3.2) mais comme nous l'avons déjà vu précédemment, sa valeur est insuffisante pour générer l'asymétrie baryonique observée. En effet, dans le cas particulier du Modèle Standard, la violation  $CP$  n'est observable que dans les processus faisant intervenir les trois générations de quarks et cette limitation implique que les effets sont diminués d'un facteur de l'ordre de  $10^{-20}$ . Cependant, il est possible de montrer que dans le cadre de la théorie EW on est capable de générer le nombre baryonique de notre Univers à la condition que la transition de phase EW soit du premier ordre<sup>7</sup>. Nous réunissons alors les trois conditions de Sakharov :

1. Violation du nombre baryonique : processus par sphalerons.
2. Processus hors équilibre : propagation d'une bulle dont l'intérieur correspond à la symétrie électrofaible brisée.
3. Violation  $CP$  : interaction différente des quarks et des anti-quarks avec la frontière de la bulle.

Introduisons les trois phénomènes à la base de l'asymétrie dans le cadre de la théorie électrofaible.

### 2.4.1 Le processus par sphalerons

La violation du nombre baryonique est directement issue du Modèle Standard qui contient d'une façon naturelle les *anomalies quantiques*. Soit que le passage de la théorie classique à la théorie quantique va modifier certaines symétries du lagrangien.

<sup>6</sup>voir par exemple la référence [15].

<sup>7</sup>De façon intuitive, on peut comprendre qu'une transition du premier ordre implique un réarrangement important du système et ne se réalise pas aisément si le passage au travers de la température de transition est rapide. Néanmoins, nous obtenons alors des conditions propices à un état hors équilibre. Les transitions du second ordre et plus sont des transitions plus douces et leurs effets sont d'autant plus facilement *effaçables*.

Prenons  $\psi$  un champ de fermion sans masse de spin 1/2. Le lagrangien de la composante lévogyre<sup>8</sup> du champ

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_L D^\mu \psi_L, \quad (2.8)$$

est invariant sous les transformations

$$\psi_L \rightarrow \psi'_L = e^{-i\alpha} \psi_L \quad \text{et} \quad \bar{\psi}_L \rightarrow \bar{\psi}'_L = e^{i\alpha} \bar{\psi}_L, \quad (2.9)$$

et donc par le théorème de Noether, il y a conservation du courant classique

$$\partial_\mu j_L^\mu = 0, \quad (2.10)$$

où

$$j_L^\mu = \bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L. \quad (2.11)$$

Nous pouvons évidemment écrire la relation identique pour une composante dextrogyre  $R$ . La dérivée covariante

$$D^\mu = \gamma^\mu \partial_\mu + ig A_\mu \quad (2.12)$$

induit un couplage entre le champ  $\psi$  et le champ de jauge  $A_\mu$  où  $g$  est la constante de couplage. Cependant, il s'avère qu'au niveau quantique il existe des anomalies qui font que certains courants comme les nombres baryoniques et leptoniques conservés au niveau classique engendrent des termes pour les opérateurs du type

$$\partial_\mu j_{lepton,L}^\mu + \partial_\mu j_{baryon,L}^\mu = \kappa \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}. \quad (2.13)$$

où le deuxième membre représente une combinaison des champs vectoriels électrofaibles. Cette équation montre que l'on peut perdre une charge baryonique au profit d'une charge leptonique et d'un changement de configuration des champs, le nombre total  $(B + L)_L$  est lui conservé. Pratiquement, nous pouvons voir que la brisure de symétrie électrofaible induit une modification de la configuration des champs permettant de changer le nombre de baryons sans changer la quantité totale  $(B + L)_L$ . La brisure intervient lorsque l'on se trouve dans le cas d'une solution instable (une particule sur le maximum de potentiel) dont la masse correspond à la hauteur de la barrière de potentiel et appelée *sphaleron*<sup>9</sup>. La probabilité de produire ces solutions instables est évaluée à  $e^{-M_{sphaleron}/kT}$  et donc proche de 1 lorsque  $T \sim M_{sphaleron}$ . Cette masse est proche de 100 GeV, soit de l'ordre de la transition de phase électrofaible.

On obtient donc un mécanisme inévitable de génération d'un nombre baryonique si la transition se passe hors équilibre. Notons cependant que les quantités affectées sont uniquement lévogyres puisqu'il s'agit de champ électrofaible. Les composantes dextrogyres ne sont touchées qu'à travers leur couplage aux composantes lévogyres par les termes de masse négligés ici. Dans le cadre du Modèle Standard, la différence  $(B - L)_L$  est un nombre quantique conservé qui aurait tendance alors à annuler l'asymétrie pour respecter cette conservation. En effet, si les mécanismes de transition de phase sont du second ordre, les anomalies opèrent près de l'équilibre et tendent à ramener  $B + L_L \rightarrow 0$  et donc  $B - L = 0 = B + L$  imposent

<sup>8</sup>Voir annexe (A.3) pour la définition du champ de fermion lévogyre et dextrogyre.

<sup>9</sup>Le mécanisme des anomalies quantiques capable de modifier le nombre baryonique de l'Univers peut être grossièrement expliqué en analogie avec une balançoire : si son énergie est grande, la balançoire peut faire le tour du portique et modifier la longueur de sa corde (représentant le nombre baryonique) mais à basses énergies cela lui est impossible. L'énergie nécessaire pour amener le système dans l'état instable représente la masse du sphaleron.

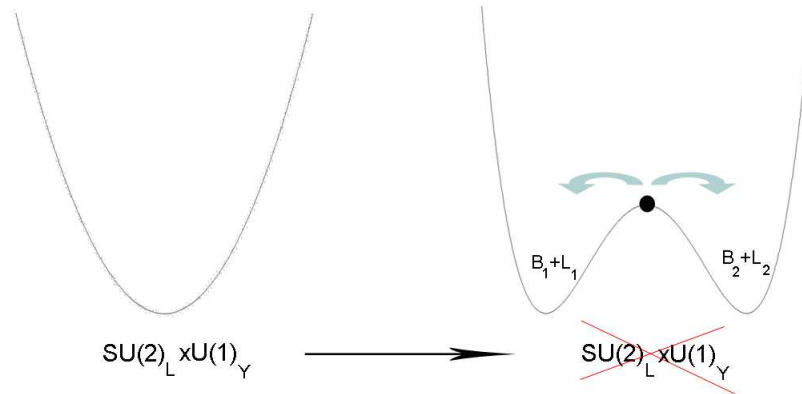


FIG. 2.3 – Brisure de symétrie électrofaible. La masse du sphaleron correspond à une solution instable qui peut mener à deux situations de nombres baryoniques différents tandis que la quantité  $(B + L)$  est conservée.

l’annulation complète<sup>10</sup> des nombre baryonique  $B$  et leptonique  $L$ . De plus, l’existence de sphalerons à cette température n’est pas encore confirmée. Nous espérons que le LHC, qui sera capable d’étudier cette région d’énergie, saura trancher la question..

#### 2.4.2 Transition du premier ordre : le mécanisme de Farrar and Shaposhnikov

L’idée de base développée dans ce modèle de baryogenèse électrofaible (EWB pour *electroweak baryogenesis*) est dominée par la transition de phase modélisée par un mur séparant la région de l’espace où la symétrie électrofaible est brisée et la région où elle ne l’est pas.

Il est maintenant bien établi que les symétries électromagnétique et faible étaient unifiées aux premiers âges de l’Univers en la symétrie de jauge électrofaible  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Lorsque la température de l’Univers diminue jusqu’à une température de l’ordre  $T \sim 100$  GeV, soit de l’ordre de la masse des bosons médiateurs  $W$  et  $Z$ , la symétrie électrofaible est spontanément brisée et le champ de Higgs développe une valeur moyenne dans le vide différente de zéro. Dans le cas d’une transition du premier ordre, la valeur moyenne du champ du vide passe brutalement de zéro à une valeur non nulle créant de ce fait une *bulle* de vide correspondant à la symétrie brisée. Cette bulle s’étend, sa frontière se déplace dans le plasma de l’Univers c’est-à-dire dans la phase correspondant à la symétrie électrofaible conservée. Les différentes particules interagissent avec ce mur pour rétablir leur distribution en masse ce qui crée un état temporaire de non-équilibre comme nous en avons besoin d’après les trois conditions de Sakharov. La durée du déséquilibre dépend de l’épaisseur et de la vitesse de déplacement du mur, en accord avec la référence [16]. La dynamique de cette bulle en expansion est relativement bien connue et nous considérons que l’épaisseur de sa frontière est de l’ordre de  $(10-100)/T$  suivant les références. Sa vitesse d’expansion  $v_W$  est non-relativiste, de l’ordre de  $0,1c$  et lui permet de finir par remplir tout l’espace.

<sup>10</sup>Voir référence [48].

### 2.4.3 La violation $CP$

Au cours de son expansion, la frontière de la bulle va interagir différemment avec les quarks et anti-quarks qu'elle trouve en quantité égale sur son chemin conduisant à un excès de baryons à l'intérieur de sa frontière et un excès égal d'antibaryons hors de celle-ci.

C'est donc l'interaction de cette frontière qui symbolise la violation de  $CP$ , deuxième condition nécessaire à la baryogenèse et dans le cadre du modèle de Farrar et Shaposhnikov sa valeur est donnée en considérant la phase de la matrice  $CKM$  comme seule source possible. Ils décrivent alors la violation  $CP$  comme une interaction de quasi-particules<sup>11</sup> avec la frontière en résolvant l'équation de Dirac en présence d'un terme de masse dépendant de la position de la quasi-particule, c'est-à-dire son appartenance ou non à la phase brisée. Une description plus détaillée sera donnée dans la section suivante qui introduit de façon plus claire l'intervention du terme de violation  $CP$

### 2.4.4 Calcul de l'asymétrie baryonique

Le modèle développé par Farrar et Shaposhnikov prend la phase de matrice CKM comme unique source de violation  $CP$ . Pour mieux mettre en évidence cet aspect particulier nous allons discuter de l'asymétrie baryonique dans un cadre simplifié qui ne tient compte ni des difficultés liées à la structure du mur ni du mécanisme complet de violation baryonique hors de la bulle. Imaginons donc les conditions les plus simples capables de reproduire au mieux la valeur de l'asymétrie baryonique mais récapitulons d'abord notre système.

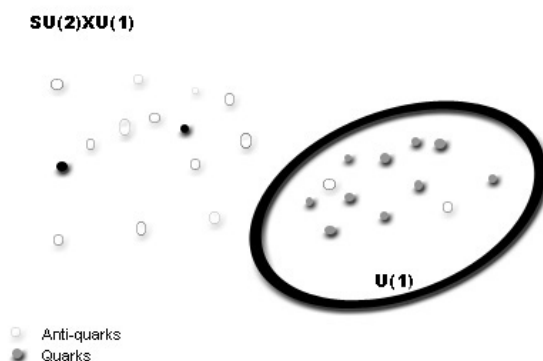


FIG. 2.4 – Une bulle contenant un excès de baryons s'étend dans une phase correspondant à la symétrie électrofaible conservée.

A l'extérieur de la bulle, on se trouve dans le domaine de la symétrie électrofaible non-brisée. Les anti-baryons y sont majoritaires et il existe des processus rapides de désintégration par violation du nombre baryonique au taux  $\Gamma_{out}$ . Quoiqu'il en soit, ce type de processus fait que l'asymétrie baryonique extérieure à la bulle s'efface et retombe à une valeur moyenne égale à zéro. Notons qu'il est aussi possible que quelques anti-baryons échappent à l'annihilation en diffusant à travers la frontière, on peut en tenir compte par un terme simple de diffusion au travers d'une barrière de potentiel. A l'intérieur de la bulle, la symétrie électrofaible est brisée et les baryons sont en excès. Deux processus différents tentent de diminuer l'asymétrie, un processus par instantons violant la conservation du nombre baryonique dont le taux est

<sup>11</sup>Excitation fermionique du plasma.

trop faible par rapport à l'expansion de l'Univers et un processus par sphaleron. Ce dernier pose néanmoins un problème théorique. En effet, le taux d'un tel processus est donné par  $\Gamma_{in} \sim \exp(-2g_W \langle \phi \rangle / \alpha_W T)$  mais pour éviter de perdre l'excès de baryons que l'on est parvenu à créer, il doit être plus faible que le taux d'expansion de l'Univers :

$$\Gamma_{in} \ll \frac{T^2}{M_{Planck}}. \quad (2.14)$$

Or la valeur moyenne de  $\langle \phi \rangle$  dépend de  $1/m_H^2$  et contraint donc la masse du boson de Higgs à une valeur de l'ordre de 45 GeV qui entre en conflit avec la limite expérimentale actuelle de  $M_H > 112$  GeV. Ce problème montre les limites du Modèle Standard mais peut être évité comme nous le verrons plus tard dans d'autres théories.

### Conditions et calculs

Considérons tout d'abord que hors de la bulle, les mécanismes de désintégration sous violation du nombre baryonique sont extrêmement efficaces et ramènent immédiatement le nombre baryonique à zéro. Le mécanisme exact et les phénomènes de diffusion ne sont pas pris en compte.

$$\Gamma_{out} = \infty, \quad \Gamma_{in} = 0. \quad (2.15)$$

De la même façon, nous considérons qu'à l'intérieur de la bulle le nombre baryonique créé est totalement préservé. Ces conditions, théoriques, maximisent efficacement l'asymétrie et permettent de l'exprimer en une fonction simple des coefficients de réflexion des quasi-particules du plasma sur le mur. Les paramètres du mur sont l'épaisseur et la vitesse, choisis de la façon la plus simple :

$$\delta_W = 0, \quad v_W \sim 0, 1c. \quad (2.16)$$

Ces valeurs sont en accord avec la référence [16]. Finalement, on considère que les phénomènes de collisions entre mur et plasma ont lieu dans un espace à 1+1 dimensions. Ce choix est justifié par la dynamique de la collision qui fait que seule la composante de l'impulsion perpendiculaire au mur est impliquée dans le processus. Rappelons aussi que le mur symbolise la violation  $CP$  et produit un changement radical d'hélicité puisque la direction de l'impulsion tourne de  $180^\circ$  lorsque le quark ou l'anti-quark se réfléchissent. A partir de ces considérations et en se plaçant dans le référentiel du mur, on peut écrire une expression simple pour le nombre baryonique à l'intérieur de la bulle. Pour des raisons de signe, on calcule le nombre baryonique hors de la bulle qui, avant d'être effacé par les processus de désintégration, est exactement égal et opposé au nombre baryonique dans la bulle. Les différentes contributions au nombre baryonique sont respectivement les baryons de la phase symétrie non-brisée  $u$  qui se réfléchissent sur le mur sans le traverser et les baryons qui passent de la phase symétrie brisée  $b$  à non-brisée. On obtient :

$$\begin{aligned} n_B = & -\frac{1}{3} \left\{ \int \frac{d\omega}{2\pi} n_L^u(\omega) Tr[R_{LR}^\dagger R_{LR} - \bar{R}_{LR}^\dagger \bar{R}_{LR}] + \int \frac{d\omega}{2\pi} n_R^u(\omega) Tr[R_{RL}^\dagger R_{RL} - \bar{R}_{RL}^\dagger \bar{R}_{RL}] \right. \\ & \left. + \int \frac{d\omega}{2\pi} n_L^b(\omega) Tr[T_{LL}^\dagger T_{LL} - \bar{T}_{LL}^\dagger \bar{T}_{LL}] + \int \frac{d\omega}{2\pi} n_R^b(\omega) Tr[T_{RR}^\dagger T_{RR} - \bar{T}_{RR}^\dagger \bar{T}_{RR}] \right\}. \quad (2.17) \end{aligned}$$

Le facteur  $1/3$  est le nombre baryonique d'un quark et  $n_{R,L}^{u,b}$  est la distribution de Fermi-Dirac pour les quarks en fonction de leurs énergies dans le référentiel du mur.

$$n(\omega) = n_0[\gamma(\omega - \vec{v}_w \cdot \vec{p})] = \frac{1}{e^{\gamma(\omega - \vec{v}_w \cdot \vec{p})/T} + 1}. \quad (2.18)$$

Les quantités  $R$  et  $T$  sont des matrices dans l'espace des saveurs qui contiennent les coefficients de réflexion et de transmission. Par exemple,  $R_{LR}^{fi}$  est le coefficient de réflexion pour un quark lévogyre de saveur  $i$  qui se réfléchit en un quark dextrogyre de saveur  $f$  et de moment angulaire inchangé.  $\bar{R}_{LR}$  représente le processus  $CP$  conjugué pour les anti-quarks,  $T_{LL}$  et  $\bar{T}_{LL}$  les processus de transmission qui ne changent pas l'hélicité. L'équation (2.17) peut être simplifiée en utilisant les propriétés d'unitarité et d'invariance  $CPT$

$$T_{LL}^\dagger T_{LL} + R_{LR}^\dagger R_{LR} = \mathbb{I}, \quad (2.19)$$

$$R_{RL} = \bar{R}_{LR}. \quad (2.20)$$

On obtient alors :

$$n_B = \frac{1}{3} \left\{ \int \frac{d\omega}{2\pi} (n_L^u(\omega) - n_R^u(\omega)) - \int \frac{d\omega}{2\pi} (n_L^b(\omega) - n_R^b(\omega)) \right\} \times \Delta(\omega), \quad (2.21)$$

où

$$\Delta(\omega) = Tr[\bar{R}_{LR}^\dagger \bar{R}_{LR} - R_{LR}^\dagger R_{LR}]. \quad (2.22)$$

Revenons sur la distribution des quarks, de l'équation (2.18) nous pouvons remarquer que si le mur ne se déplace pas, les distributions en énergie des quarks sont toutes identiques et les différentes contributions quark lévogyre et dextrogyre en phase de symétrie brisée ou non, s'annulent laissant un nombre baryonique nul. Le déplacement du mur introduit donc le non-équilibre nécessaire à la génération d'une asymétrie baryonique. Le terme dominant pour la valeur de  $n_B/s$  où  $s$  est la densité d'entropie<sup>12</sup>  $s = 2\pi^2 g^* T/45$  est donné par le premier terme du développement de l'équation (2.18) en puissance de  $v_W$  en utilisant la valeur  $v_W = 0, 1$ . On trouve alors une expression pour le rapport baryon/photon produit :

$$\frac{n_B}{s} \simeq \frac{10^{-3}}{T} \int \frac{d\omega}{2\pi} n_0(\omega) (1 - n_0(\omega)) \frac{(\vec{p}_L - \vec{p}_R) \cdot v_w}{T} \times \Delta(\omega) + \mathcal{O}(v_W^2). \quad (2.23)$$

Reste à déterminer l'asymétrie  $\Delta(\omega)$  dans la réflexion et la transmission des quarks et des anti-quarks, lévogyres et dextrogyres. Cependant, remarquons que, dans le cas trivial, le facteur  $(\vec{p}_L - \vec{p}_R) \cdot v_w/T$  vaut zéro puisqu'il n'y a pas de différence entre l'impulsion d'une particule lévogyre et celle de la même particule dextrogyre. De la même façon, la quantité  $\Delta(\omega)$  dépendant de l'amplitude  $CP$  tombe elle aussi à zéro s'il n'existe pas de couplage de saveurs lors des interactions. Le modèle de Farrar et Shaposhnikov tient compte de l'acquisition différente de masse par les quarks lors d'interactions avec les bosons  $W$ ,  $Z$  et de Higgs dans le plasma et traite quantiquement l'interaction quarks et mur, anti-quarks et mur.

## Résultat

La difficulté est donc de calculer correctement la valeur du paramètre  $\Delta(\omega)$  c'est-à-dire l'asymétrie entre la réflexion d'un quark lévogyre et son  $CP$  conjugué sommé sur toute les saveurs, en modélisant correctement l'interaction avec le mur.

A l'époque, le modèle de Farrar et Shaposhnikov arrive tout juste à la valeur observée de l'ordre de  $10^{-10}$ . Des études récentes comme dans la référence [16] montrent qu'en fait cette

<sup>12</sup>En accord avec la référence [16] où le facteur  $g^*$  donnant le nombre de degrés de liberté sans masse du plasma.

valeur n'est pas atteinte si l'on tient compte des phénomènes comme la *décohérence* qui diminue la valeur de l'asymétrie de réflexion. En effet, pour obtenir l'observable de la violation  $CP$  nous devons regarder l'interférence des fonctions d'ondes des quarks et des anti-quarks. Nous savons que les phénomènes d'interférence ont comme condition que les ondes interférentes soit cohérentes. Or il est possible de montrer<sup>13</sup> que les mécanismes d'interaction des quasi-particules conduisent à une décohérence des fonctions d'onde entre quark et anti-quark qui diminue l'amplitude de la violation  $CP$ . Cette diminution limite considérablement la génération du nombre baryonique puisque les résultats intégrant ce phénomène de décohérence donnent à l'asymétrie baryonique une limite supérieure calculée dans la référence [16] :

$$\left| \frac{n_B}{s} \right| < 6 \times 10^{-27}. \quad (2.24)$$

L'asymétrie générée par de tels mécanismes est donc négligable.

### 2.4.5 Conclusion

Au travers des différents articles, il semble que la théorie électrofaible constitue un cadre idéal à la baryogenèse. C'est une théorie qui contient tous les ingrédients de Sakharov et qui pourrait mener à la résolution du mystère entourant le nombre baryonique de l'Univers. Cependant, la valeur calculée de l'asymétrie est encore trop faible et la théorie présente deux problèmes majeurs :

- Violation  $CP$  insuffisante :  
En théorie EW la seule source de violation  $CP$  est issue de la phase complexe de la matrice CKM et elle est beaucoup trop faible pour générer l'asymétrie observée.
- Transition de phase du premier ordre :  
Tout au long de la discussion, nous avons considéré que la transition de phase est du premier ordre or il est connu que la gamme de masse autorisée pour le boson de Higgs (de 50 à 60 GeV) dans le Modèle Standard ne permet pas d'envisager des transitions de phase du premier ordre. La transition serait typiquement du second ordre et donc beaucoup plus douce, ce qui est insuffisant pour créer le déséquilibre nécessaire.
- Violation du nombre baryonique mal connue :  
Le processus par sphaleron n'est pour l'instant que théorique et la valeur attendue pour sa masse montre qu'il serait observable au LHC. La confirmation de son existence est donc toujours attendue.

De nombreuses extensions de la théorie comme la prise en compte des phénomènes de décohérence et des différents phénomènes de diffusion, réflexions multiples et autres détails n'ont pas encore prouvé leur efficacité. Beaucoup de physiciens actuels pensent cependant que nous avons en la théorie électrofaible un bon candidat demandant encore quelques améliorations. L'extension supersymétrique du modèle présente une alternative intéressante et fait l'objet de la section suivante.

<sup>13</sup>Nous ne donnons ici qu'une idée mais les phénomènes de décohérence dans les interactions de quasi-particules et leurs implications dans la baryogenèse électrofaible ont été calculés dans la référence [16].



## 2.5 Baryogenèse supersymétrique

Le modèle de baryogenèse par la théorie électrofaible, bien que très intéressant, présente donc deux problèmes majeurs : la transition de phase du premier ordre apparemment peu probable et une violation de  $CP$  insuffisante. Cela en tout cas, dans le cadre du Modèle Standard. Au début des années septante, deux physiciens russes V.P. Akalov et D.V. Volkov<sup>14</sup> introduisent le concept de la *supersymétrie* (SUSY).

L'idée principale est de grouper dans le même multiplet les bosons et les fermions. Introduisons d'abord le cadre théorique avant de donner les résultats obtenus pour le calcul de l'asymétrie baryonique. Notons déjà que la baryogénèse supersymétrique utilise les mêmes concepts que ceux de la baryogénèse électrofaible mais dans le cadre de SUSY.

### 2.5.1 Introduction à la supersymétrie

Comme nous l'avons déjà expliqué dans le premier chapitre, le SM est une théorie hautement prédictive dans le cadre des basses énergies et cela ne pose pas de problème dans le sens où la plupart des phénomènes physiques que nous rencontrons quotidiennement rentrent parfaitement dans ce cadre. Cependant, le développement des grands accélérateurs capables de produire des énergies de plus en plus gigantesques et donc de sonder de plus en plus profondément la matière incite les physiciens à chercher *au delà du Modèle Standard* des théories plus aptes à décrire l'infiniment petit. SUSY est une de ces théories.

La symétrie supplémentaire introduite dans le cadre supersymétrique est basée sur une constatation simple. Nous avons associé des symétries aux transformations qui ne changent pas le lagrangien. Cela revient à dire que les lois de la physique sont identiques partout. Par exemple, une particule chargée est toujours déviée et, de plus, toujours déviée de la même façon par un champ magnétique uniforme même si on la déplace dans ce champ d'un point  $x$  à un point  $x + \Delta x$ . Identiquement, les physiciens associent à la rotation une symétrie de l'invariance par rotation, alors pourquoi ne pas étendre ce concept au spin qui est lui aussi une *espèce de rotation quantique*. Cette idée a donc donné naissance à la supersymétrie qui associe à chaque particule de spin  $S$  une superparticule de spin  $S \pm 1/2$ , soit de coupler chaque fermion de spin  $1/2$  avec un boson de spin  $1$ . Dans les années septante, les théoriciens tentent alors d'incorporer cette nouvelle symétrie dans le cadre du SM mais se rendent rapidement compte qu'aucun couple de particules connues ne peut être considéré comme superpartenaire. En effet, pour pouvoir placer ensemble deux particules dans un doublet supersymétrique, elles ne doivent différer que par leur spin, et qui plus est par une valeur demi-entière. Pour résoudre le problème, ils introduisent alors de nouvelles particules appelées *superparticules* et repérées par un tilde, partenaire supersymétrique des particules connues et non encore découvertes. Les superparticules du type fermion sont nommées comme leur particule partenaire en ajoutant un  $S$  au début du mot, par exemple, un électron a pour superpartenaire un Sélectron. Pour les bosons de jauge, le cas est un peu plus particulier et la nomenclature est reprise dans la table 2.5.1. De la même façon, les électrons, les quarks et les neutrinos trouvent en les sélectrons, les squarks et les neutralinos de nouveaux partenaires de spin  $0$ . Explicitons quelque peu le formalisme supersymétrique.

Nous avons donc une symétrie entre bosons et fermions liant particules de spin différents. Chaque particule connue est contenue dans un *supermultiplet* formé de composantes boson-

<sup>14</sup>Le premier article portant sur la supersymétrie est paru en Russie en 1972 et portait le titre de *Possible Universal Neutrino Interaction* sous la référence [31].

<i>Particule</i>	<i>Superparticule</i>	
$\gamma$	photino	bosinos
$g$	gluino	
$W$	wino	
$Z$	Zino	
Higgs	Higgsino	

TAB. 2.1 – Bosons et leurs superpartenaires dans le cadre de la Supersymétrie.

niques et fermioniques. Le lagrangien le plus général<sup>15</sup> de la SUSY est donné par

$$\mathcal{L}_{SUSY} = D_\mu A_i^\dagger D^\mu A_i + \bar{\psi}_i i \gamma^\mu D_\mu \psi_i + F_i^\dagger F_i - \sqrt{2}g(A^\dagger T^a \lambda^a \psi) - g A^\dagger T^a D^a A - V_D - V_F, \quad (2.25)$$

avec

$$-V_F = - \left| \frac{\partial W}{\partial \phi_i} \right|_{\phi_i=A_i}^2, \quad (2.26)$$

$$-V_D = -\frac{g^2}{2}(A^\dagger T^a A)^2. \quad (2.27)$$

Le premier terme de (2.26) est un terme d'énergie cinétique tandis que les deux derniers sont des potentiels. Pour obtenir une théorie des champs renormalisable, nous avons besoin de deux types de supermultiplets : chiral et vectoriel. Le supermultiplet chiral est représenté par simplification par la lettre  $\phi$  mais comprend en réalité trois champs qui apparaissent dans les trois premiers termes, un champ scalaire complexe  $A$ , un fermion de Weyl<sup>16</sup>  $\psi$  et champ complexe non dynamique  $F$ . L'indice  $i$  indique la génération. Le supermultiplet vecteur est une généralisation supersymétrique du champ de jauge qui contient trois composantes lui aussi, un fermion de Weyl, le gaugino  $\lambda$ , un champ de jauge vectoriel  $A_\mu$  et un champ réel scalaire non-dynamique  $D$ . Ces trois composantes appartiennent à la représentation adjointe du groupe de jauge d'indice  $a$  dont  $T^a$  est le générateur.

La particularité de la théorie SUSY est d'introduire un *superpotentiel* qui couple les composantes bosoniques et fermioniques du supermultiplet chiral. Pour être précis, le potentiel  $V_F$  est issu d'un terme d'interaction de Yukawa qui couple les composantes bosoniques et fermioniques des supermultiplets chiraux. Notons cependant que si SUSY est une théorie renormalisable, le terme de superpotentiel lui ne l'est pas à tous les ordres de la théorie des perturbations et contient donc des corrections non-perturbatives. Bref, ce terme de couplage implique une dégénérescence bosons fermions qui n'existe pas dans notre Univers actuel puisque bosons et fermions sont décrits par des statistiques bien différentes. Les bosons obéissent à une statistique de Bose-Einstein leur permettant de cohabiter sur un niveau d'énergie sans restriction sur leurs nombres quantiques tandis que les fermions, soumis à la statistique de Fermi-Dirac ne peuvent s'y placer que si leurs spins sont opposés. En termes

<sup>15</sup>Le lagrangien donné ici ne comprend que les termes nécessaires à la compréhension de la phénoménologie de la théorie.

<sup>16</sup>Un fermion de Weyl est un fermion sans masse tel que  $\frac{1-\gamma_5}{2}\psi = \psi_L$ .

$L_1(1, 2)^{-1/2}$	$L_2(1, 2)^{-1/2}$	$L_3(1, 2)^{-1/2}$
$E_1(1, 1)^{+1}$	$E_2(1, 1)^{+1}$	$E_3(1, 1)^{+1}$
$Q_1(3, 2)^{1/6}$	$Q_2(3, 2)^{1/6}$	$Q_3(3, 2)^{1/6}$
$U_1(3, 1)^{-2/3}$	$U_2(3, 1)^{-2/3}$	$U_3(3, 1)^{-2/3}$
$D_1(3, 1)^{+1/3}$	$D_2(3, 1)^{+1/3}$	$D_3(3, 1)^{+1/3}$
$H_u(1, 2)^{+1/2}$		
$H_d(1, 2)^{-1/2}$		

TAB. 2.2 – Supermultiplets chiraux dans le MSSM. Les conventions d’écriture sont identiques à celles prises dans le cas du Modèle Standard.

plus *scientifiques*, nous dirons que pour les fermions, le principe d’exclusion de Pauli restreint l’ensemble des états accessibles pour les systèmes de plusieurs particules identiques. Pour résoudre ce problème, la supersymétrie doit être brisée aux basses énergies qui correspondent au monde réel par un terme introduit dans le lagrangien. Néanmoins, il existe des contraintes sur ce terme puisqu’il doit être suffisamment faible afin de conserver la masse du boson de Higgs<sup>17</sup> ce qui se dit en anglais *soft breaking term* et que nous traduirons grossièrement par terme à *faible brisure* de symétrie. Pour ne pas nous égarer, conservons la discussion dans le cadre du MSSM la version supersymétrique minimale du Modèle Standard.

### Le Modèle standard Supersymétrique

La première chose à faire est de grouper tous les champs du SM en les supermultiplets appropriés. De façon évidente, les bosons de jauge deviennent des supermultiplets vecteurs tandis que pour les quarks et les leptons la chose est moins évidente. En effet, pour appartenir à un supermultiplet chiral, tous les champs doivent devenir des champs spineurs lévogyres de Weyl avec à notre disposition des champs dextrogyres et la symétrie  $CP$ . On construit donc les supermultiplets chiraux avec pour composante spineur lévogyre, du quark  $up$  par exemple, le  $CP$  conjugué de la composante spineur dextrogyre soit le champ lévogyre de l’anti-quark  $up$ . Reste le boson de Higgs. Le multiplet du SM peut être élevé au rang du supermultiplet chiral  $H_u$ , il couple les quarks up et génère leur masse par brisure de symétrie. Pour générer la masse des quarks de type down, nous introduisons un second supermultiplet chiral  $H_d$ . Tous les supermultiplets chiraux du MSSM sont repris dans la table 2.2. La symétrie du SM est une symétrie de jauge pour le groupe déjà bien connu  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Elle autorise un superpotentiel du type :

$$\begin{aligned}
W = & \lambda_u^{ij} Q_i U_j H_u + \lambda_d^{ij} Q_i D_j H_d + \lambda_e^{ij} L_i E_j H_d + \mu H_u H_d \\
& + \lambda_u^{ijk} U_i D_j D_k + \lambda_d^{ijk} Q_i D_j L_k + \lambda_e^{ijk} L_i E_j L_k + \mu'_i L_i H_u.
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Les trois premiers termes correspondent au couplage de Yukawa dans le SM. Les indices  $i, j$  et  $k$  sont les indices des générations et  $\mu$  est un paramètre de dimension de masse  $un$  donnant une masse supersymétrique aux composantes fermioniques et bosoniques des supermultiplets chiraux  $H_u$  et  $H_d$ . L’information qui nous intéresse dans le cadre des modèles de baryogenèse se trouve dans la deuxième ligne de l’équation (2.29) puisque ces termes sont susceptibles de violer la conservation des nombres baryoniques et leptoniques, nous verrons plus tard comment les faire intervenir efficacement. Cependant, s’ils nous sont utiles dans une certaine mesure, ils posent le problème de la durée de vie du proton. En effet, une violation du nombre

<sup>17</sup>L’explication détaillée de la contrainte est donnée dans la référence [18].

baryonique et/ou leptonique autorise le proton à se désintégrer en un positron et un pion neutre.

$$\begin{aligned}
p^+ &\rightarrow e^+\pi^0 \\
B: & \quad 1 \quad 0 \quad 0 \\
L: & \quad 0 \quad 1 \quad 0
\end{aligned} \tag{2.29}$$

En accord avec la référence [18], le temps de vie du proton est alors de l'ordre de

$$\tau_p \sim 6 \times 10^{-13} \left( \frac{m_{\tilde{s}}}{1T\text{eV}} \right)^4 \frac{1}{\lambda'^4}. \tag{2.30}$$

Et nous sommes, sauf si la constante de couplage  $\lambda'$  est très petite, en totale contradiction avec la limite expérimentale qui accorde au proton un temps de vie plus long que  $1,6 \times 10^{33}$  ans.

### La parité $R$

Pour éviter la catastrophe du proton, nous pouvons choisir d'introduire une symétrie discrète appelée *parité  $R$*  et de charge discrète

$$R_p = (-1)^{2s+3B+L} \tag{2.31}$$

où  $s$  est le spin de la particule. Sous parité  $R$ , toutes les particules du SM (quarks, leptons, bosons de jauge et de Higgs) portent une charge paire et leurs superpartenaires une charge impaire vu le facteur  $(-1)^{2s}$ . La conséquence immédiate est que l'ajout de ce type de parité fait disparaître les termes violant  $B$  et  $L$  et protège ainsi le proton de la désintégration. Plus exactement, elle protège toutes les particules légères de parité impaire et les rend stables dans le cadre du MSSM<sup>18</sup>. La seconde conséquence est que particules et superparticules sont produites et annihilées uniquement par paires. L'intérêt de la symétrie  $R$  se situe, en tout cas pour ce mémoire, dans les termes de violation de  $B$  et  $L$ . En effet, ces termes ne peuvent apparaître ensemble mais bien de façon indépendante dans le lagrangien SUSY. La violation de  $L$  ou  $B$  protège toujours le proton mais autorise des phénomènes d'oscillation  $n - \bar{n}$  ou de changement de saveur qui peuvent être utilisés pour la génération d'un nombre baryonique non nul, nous y reviendrons dans les sections suivantes.

### Brisure légère de la supersymétrie

Dans le cadre du MSSM développé précédemment, nous pouvons alors ajouter au super-potentiel (2.29) un terme brisant légèrement la supersymétrie, en général, nous l'écrivons sous la forme de deux contributions faibles :

$$\mathcal{L}_{soft} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2, \tag{2.32}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_1 &= -(m_Q^{ij})^2 \tilde{Q}_i^* \tilde{Q}_j - (m_U^{ij})^2 \tilde{U}_i^* \tilde{U}_j - (m_D^{ij})^2 \tilde{D}_i^* \tilde{D}_j \\
&\quad - (m_L^{ij})^2 \tilde{L}_i^* \tilde{L}_j - (m_E^{ij})^2 \tilde{E}_i^* \tilde{E}_j - m_{H_u}^2 |H_u|^2 - m_{H_d}^2 |H_d|^2,
\end{aligned} \tag{2.33}$$

$$\mathcal{L}_2 = -A_u^{ij} \lambda_u^{ij} \tilde{Q}_i \tilde{U}_j H_u - A_d^{ij} \lambda_d^{ij} \tilde{Q}_i \tilde{D}_j H_d - A_l^{ij} \lambda_e^{ij} \tilde{Q}_i \tilde{U}_j H_d + B\mu H_u H_d + c.c. \tag{2.34}$$

<sup>18</sup>Toutes ces particules légères de parité impaires stables sont des superpartenaires appelées en anglais *Lightest Supersymmetric Particles*, LSP.

Les coefficients précédant les particules scalaires squarks et sleptons sont tous des matrices hermitiennes  $3 \times 3$  tandis que les constantes de couplage trilineaire  $A^{ij}$  et bilinéaire  $B$  de dimension de masse un sont en général des nombres complexes.

Nous n'entrerons pas plus en détail dans la théorie et ses contraintes, néanmoins, le lecteur qui le souhaite trouvera dans la référence [18] une excellente introduction.

### En conclusion

La théorie de la supersymétrie est aujourd'hui bien acceptée, d'abord parce que c'est une théorie élégante qui continue à s'appuyer sur les symétries tout en unifiant les bosons et fermions<sup>19</sup>. Intégrée au SM, elle permet d'égaliser précisément les constantes de couplage dans le cadre de la *grande unification*. Comme nous l'avons vu précédemment, les théories de grande unification assurent l'égalité des trois forces non gravitationnelles pour les hautes énergies ( $E \sim 10^{16}$  GeV) ou de façon équivalente pour les très courtes distances, or dans le cadre du Modèle standard les trois constantes ne convergent pas tout à fait comme le montre la figure 2.5.1.

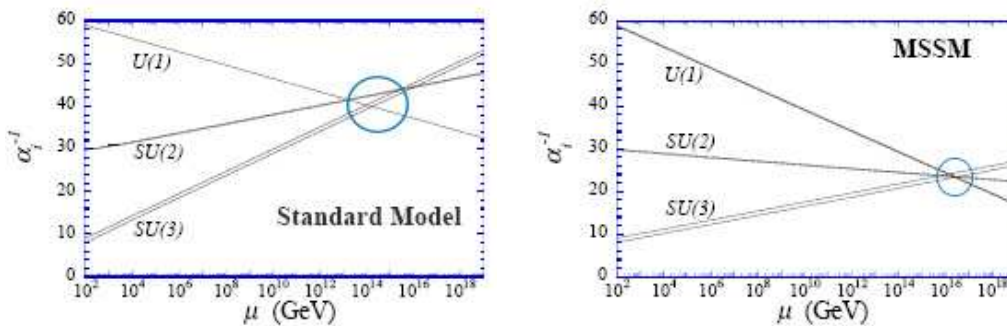


FIG. 2.5 – Convergence des constantes de couplage de jauge dans le cadre du Modèle Standard et son extension supersymétrique, le MSSM. Issu de [18].

Pour les physiciens, cela n'est pas très *joli*. La Nature aurait-elle choisi des forces qui, à grande énergie convergent *presque* sans aller jusqu'à l'unification parfaite? La supersymétrie incorporée au Modèle Standard, fournit le coup de pouce nécessaire à la théorie formant le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) et réconciliant les constantes de couplage dans les processus très énergétiques (figure 2.5). Cependant, il reste à démontrer l'existence des particules supersymétriques parce que même si elles sont bien présentes sur le papier, nous n'en n'avons pas encore trouvé la trace dans le monde réel. Il semble que ces superparticules soient en fait *superlourdes* comparées aux particules habituelles et bien que cela soit encore à l'état de supposition, elles pourraient être mille fois plus lourdes que le proton, voire plus. Cela rend donc impossible à nos accélérateurs les plus sophistiqués de les détecter. Espérons que le futur nous permettra de vérifier si la supersymétrie est une propriété de notre Univers.

### 2.5.2 SUSY baryogenèse

Nous savons déjà que le nombre baryonique de notre Univers peut être produit durant une transition de phase électrofaible du premier ordre. Or ce type de transition n'est pas autorisé dans le cadre du Modèle Standard en raison de la masse trop grande des bosons de Higgs. L'extension au modèle supersymétrique devient alors tentante puisqu'il contient

<sup>19</sup>Pour rappel, les fermions sont des particules de matière et les bosons médient les différentes interactions.

des superpartenaires suffisamment légers pour être actifs à cette période de l'Univers où la température est de l'ordre de 50 à 100 GeV. La présence de doublets de Higgs légers permet d'inclure plus naturellement la transition du premier ordre. De plus, SUSY introduit un nouveau terme dans le lagrangien, un terme qui brise légèrement la symétrie et qui peut alors induire une nouvelle source de violation  $CP$  nécessaire à l'obtention de l'asymétrie. Nous obtenons alors un scénario de baryogenèse électrofaible dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique dont nous donnons ici les idées principales et les résultats.

### La méthode

De façon identique au cas de la baryogenèse électrofaible, nous considérons une bulle correspondant à la symétrie électrofaible brisée s'étendant dans la phase symétrie non brisée. Des particules de masse  $M(z)$  se déplacent dans le référentiel de la frontière de la bulle. Ces différentes particules évoluent selon les équations de Klein-Gordon, Majorana ou Dirac dans lesquelles nous introduisons la matrice de couplage de masse. La distribution de ces particules est affectée par la violation de  $CP$  et la probabilité de transmission des particules et des antiparticules au travers de la frontière de la bulle n'est pas identique. La particularité du Modèle Standard Supersymétrique est d'introduire des matrices de couplage de masse entre les particules et leurs superpartenaires qui modifient la valeur attendue de l'amplitude de la violation  $CP$  et modifient les mécanismes de transmission et de réflexion. Les résultats donnés par la référence [19] montrent que SUSY est capable de générer une asymétrie proche de celle observée. Néanmoins, la théorie est longue et fastidieuse requérant la présence de ces superpartenaires encore non-observés.

### 2.5.3 Conclusion

La baryogenèse par la théorie Supersymétrique semble être un bon compromis pour sauver le cadre théorique mis en place dans la baryogenèse électrofaible. Cependant, notre ignorance des propriétés exactes des superpartenaires impose plutôt de contraindre les paramètres de la théorie par la valeur observée de l'asymétrie. SUSY reste donc une théorie attrayante attendant confirmation par l'observation directe des superparticules.

## 2.6 Baryogenèse via leptogenèse

Un des scénarii possibles sur base de la conservation de la quantité  $B-L$  du Modèle Standard suggère que l'origine de l'asymétrie baryonique se trouve dans une asymétrie leptonique suivie d'un échange de bosons de jauge transformant les leptons en baryons. L'asymétrie baryonique expliquée par la *leptogenèse* est un scénario très populaire.

### 2.6.1 Violation du nombre leptonique

Une violation du nombre leptonique est rendue possible par la désintégration d'un neutrino lourd dit *de Majorana*, soit décrit par un lagrangien couplant particule et antiparticule dont les états propres de masse sont des superpositions de champ lévogyre et dextrogyre de masse différente.<sup>20</sup>

Rappelons d'abord que le neutrino est actuellement le sujet de beaucoup d'études et de controverses quand à leur masse, cependant il semble bien établi qu'il est uniquement décrit par un

<sup>20</sup>La description des particule de Majorana est donnée dans l'annexe (A.4).

champ lévogyre tandis que l'anti-neutrino est décrit uniquement par un champ dextrogyre. Cela implique que

$$(\nu_L)^{CP} = \bar{\nu}_R. \quad (2.35)$$

Nous pouvons montrer que les particules représentées par un champ lévogyre uniquement sont décrites par un spineur ne contenant que deux degrés de liberté (particules d'hélicité positive et négative). En effet,

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi, \quad (2.36)$$

ne contient que deux degrés de liberté. Or, une théorie contenant seulement deux degrés de liberté respectant la symétrie  $U(1)$  décrit uniquement des particules sans masse. Le lagrangien a deux composantes

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_L(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi_L \quad (2.37)$$

est invariant sous la transformation  $U(1) : \psi \rightarrow \psi'_L = e^{-iq\alpha}\psi_L$  où  $q$  est la charge. Cependant, à l'aide de la relation (2.36), nous pouvons réécrire le lagrangien en termes d'un champ  $\psi$ .

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4}((1 - \gamma_5)\psi)^\dagger\gamma_0(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)(1 - \gamma_5)\psi \quad (2.38)$$

$$= \frac{1}{4}\bar{\psi}(1 + \gamma_5)(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)(1 - \gamma_5)\psi \quad (2.39)$$

$$= \frac{1}{2}\bar{\psi}(1 + \gamma_5)i\gamma_\mu\partial^\mu\psi, \quad (2.40)$$

le lagrangien<sup>21</sup> est toujours invariant sous  $U(1)$  et ne contient pas de terme de masse. Toutefois dans le cas du neutrino et de l'anti-neutrino nous avons affaire à deux particules distinctes mais dont les champs peuvent être décrits par deux champs  $CP$  conjugués l'un de l'autre. Dans l'annexe (A.4) nous avons montré comment écrire le lagrangien en fonction des champs de particules et d'antiparticules, dans le cas des neutrinos. Nous avons

$$\psi_{ML} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_L + \psi_L^C) \quad (2.41)$$

si la particule de Majorana est lévogyre et

$$\psi_{MR} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_R + \psi_R^C) \quad (2.42)$$

si elle est dextrogyre. Dans le cas de la formulation des champs lévogyres utilisée ici, nous pouvons montrer que  $(\psi_L)^C = (\psi_L)^{CP}$ . La relation est valable pour les champs dextrogyres<sup>22</sup>. Dans ce cas des neutrinos, nous ne nous intéressons qu'à la composante lévogyre et pour simplifier les notations, nous rebaptisons  $\psi_{ML}$  par  $\psi_M$ . Le lagrangien devient

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_M(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi_M, \quad (2.43)$$

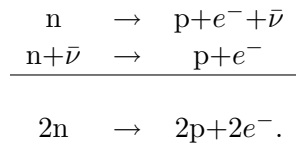
et nous pouvons écrire le terme de masse en fonction de  $\psi_L$ .

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_M\gamma_\mu\partial^\mu\psi_M - \frac{m}{2}(\psi_L\psi_L^C + h.c.), \quad (2.44)$$

<sup>21</sup>Par définition  $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma_0$  et  $\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0$ .

<sup>22</sup>Résultat issu de [49].

Nous pouvons alors montrer que ce type de lagrangien peut décrire des particules massives et vu la définition de  $\psi_M$  il n'est pas invariant sous les transformations de  $U(1)$ . Cela se traduit par la non-conservation d'un nombre quantique supplémentaire comme la charge électrique ou le nombre leptonique. Dans le cas du neutrino qui ne porte pas de charge électrique, si le nombre leptonique n'est pas conservé alors il peut être décrit par un champ de Majorana qui lui donne une masse de Majorana. Il est intéressant de remarquer que si  $m_{ML} = 0$  et  $m_{MR} \gg m_D$ , la diagonalisation de la matrice de masse rend compte d'une particule dont la composante lévogyre est très légère tandis que sa composante dextrogyre est très lourde<sup>23</sup>. Cette particularité pourrait être compatible avec les données actuelles du neutrino qui lui donnent une masse proche de zéro alors que le neutrino dextrogyre n'a pas été observé. L'intérêt de cette description est que l'on obtient alors des réactions impliquant des neutrinos ne conservant pas le nombre leptonique comme dans processus global



Cette désintégration connue sous le nom de *Double désintégration  $\beta$  sans neutrino* n'est évidemment possible que si le neutrino et l'anti-neutrino sont identiques c'est-à-dire si ce sont des particules de Majorana. Cependant, cette preuve du caractère de Majorana du neutrino n'a pas encore été observée.

Nous avons donc montré qu'il est possible d'obtenir relativement facilement une violation du nombre leptonique  $L$  dans le cas particulier des neutrinos. Il reste maintenant à montrer comment utiliser ce nombre leptonique en faveur de la génération du nombre baryonique de notre Univers.

### 2.6.2 Génération du nombre baryonique

La violation du nombre leptonique  $L$  n'affecte pas la valeur du nombre baryonique  $B$  mais modifie les valeurs totales de  $B - L$  et  $B + L$ . Cette violation est très faible dans notre Univers actuel mais devient beaucoup plus importante aux hautes températures qui ont suivi le Big Bang. C'est en utilisant cette particularité qu'il est possible d'obtenir une modification du nombre baryonique à partir de la modification du nombre leptonique.

Plaçons-nous à une température de l'ordre de la masse prédite pour le neutrino dextrogyre de Majorana qui, rappelons-le, est un fermion lourd. Un fermion lourd de Majorana  $N$  est sa propre antiparticule et peut se désintégrer de deux façons distinctes<sup>24</sup> :

$$N \quad \rightarrow \quad e_R + \bar{e}_L + \nu_L \quad (2.45)$$

$$N = \bar{N} \quad \rightarrow \quad \bar{e}_R + e_L + \bar{\nu}_L. \quad (2.46)$$

Si nous introduisons une violation de  $C$  et de  $CP$  qui va différencier deux modes de désintégration possible pour  $N$  et  $\bar{N}$  comme nous l'avons vu dans le cadre de la désintégration de particule lourdes hors équilibre de la section 2.2, nous avons alors réuni deux des conditions de Sakharov. Reste à obtenir le déséquilibre pour générer un nombre leptonique non nul. Deux

<sup>23</sup>Cf référence [49].

<sup>24</sup>Il faut être prudent et attentif dans les notations puisque l'anti-électron dextrogyre s'observe comme un positon lévogyre.



mécanismes sont possibles, le premier est la transition de phase du premier ordre déjà décrite précédemment et dont nous connaissons les faiblesses, le second est donné par les *particules reliques* déjà introduites dans la section 2.2. Lorsque l'Univers se refroidit, sa densité diminue par les processus d'annihilation et de désintégration. Cependant, pour certaines particules lourdes comme par exemple le neutrino dextrogyre de Majorana, les mécanismes de désintégration sont assez lents pour permettre la diminution de la densité en accord avec la thermodynamique. Nous obtenons alors des *particules reliques* dont la masse est beaucoup plus grande que le bain thermique de l'Univers. Lorsqu'une telle particule se désintègre, elle se trouve hors équilibre et les produits de désintégration ne pourront se recombinaison pour reconstruire la particule initiale produisant ainsi un excès de leur abondance. Comme nous l'avons déjà dit, la condition pour obtenir ce genre de phénomène est que le temps de vie de la particule soit supérieur au temps caractéristique d'expansion de l'Univers à une température proche de sa masse. Soit si

$$\tau \gg H^{-1} \quad (2.47)$$

Le mécanisme de baryogenèse via la leptogenèse peut alors être décrit de façon intuitive. Les neutrinos lourds de Majorana se désintègrent en devenant des particules reliques. Nous introduisons une violation  $CP$  *à la main* dont la valeur choisie permet de générer un nombre leptonique  $L_0 \neq 0$  et lors de la transition électrofaible<sup>25</sup>, les mécanismes d'anomalies opèrent près de l'équilibre et tendent à ramener  $B + L_L \rightarrow 0$ . Les composantes de masse dextrogyre sont aussi affectées au travers du couplage de masse et la symétrie  $B - L$  du SM décrivant la physique après la leptogenèse est conservée. Si  $B_t$  et  $L_t$  sont les nombres baryonique et leptonique de l'Univers à l'instant  $t$ , au cours de la transition de phase, nous avons alors que

$$B_t - L_t = L_0, \quad (2.48)$$

et

$$B_t + L_t \rightarrow 0. \quad (2.49)$$

Si la transition de phase reste suffisamment près de l'équilibre, nous atteignons presque zéro et nous avons alors que

$$B_t = \frac{L_0}{2}. \quad (2.50)$$

Nous avons généré un nombre baryonique différent de zéro à partir du nombre leptonique obtenu au départ.

L'avantage de ce mécanisme est qu'il dépend très peu de la dynamique de la transition de phase ou de la violation du nombre baryonique. La baryogenèse via leptogenèse est donc pour l'instant un des modèles les plus simples et les plus satisfaisants. Cependant, son intérêt dépend grandement de la physique du neutrino qui fait toujours actuellement le sujet de nombreuses études.

## 2.7 Conclusion : une approche de la baryogenèse

Tout au long de ce chapitre nous avons donc décrit, de façon sommaire, les différentes possibilités qui nous sont offertes pour résoudre le mystère de l'asymétrie baryonique observée

<sup>25</sup>Transition qui s'effectue à une température de l'ordre de la masse du boson scalaire soit proche de 100 GeV. Cette transition de phase est selon toute apparence en accord avec la référence [48] du second ordre.

dans notre Univers.

Nous avons décrit les quatre scénarii de baryogenèse les plus connus et les mieux acceptés à ce jour : les théories de grandes unification, la théorie électrofaible et son extension supersymétrique en terminant par la leptogenèse. De ces quatre modèles se dégage la leptogenèse qui semble le moyen le plus simple et le plus élégant depuis que les théories électrofaibles ont montré leur faiblesse dans la condition de transition de phase du premier ordre. Cependant, la particularité de chacun de ces mécanismes qui est d'opérer tôt dans l'Univers c'est-à-dire à des échelles d'énergie très grandes, fait qu'il ne nous est pas encore possible de vérifier leur validité. Les grands accélérateurs comme le LHC vont peut-être ouvrir de nouvelles voies ou simplement confirmer les anciennes en mettant en évidence toute ces particules lourdes que nous ne pouvons encore voir. Superpartenaires, sphalerons, bosons de Higgs et neutrino dextrogyre n'ont pas encore prouvé leur existence. Les modèles n'ont donc pas encore été testés.

Il ne nous est donc pas permis de vraiment conclure ce chapitre mais il est à noter que les scénarii envisagés restent possibles et sont la preuve de l'*imagination* de tous ces physiciens. Notons aussi qu'il existe d'autres mécanismes de baryogenèse, comme le mécanisme d'Affleck-Dine ou la théorie des cordes. Ils présentent aussi un intérêt certain même si nous n'avons pas choisi d'en parler ici.

## Chapitre 3

# Recherche expérimentale

La première preuve expérimentale de la détection d'antimatière a été faite par C. Anderson<sup>1</sup> en 1932 alors qu'il étudiait la composition du rayonnement cosmique à l'aide d'une chambre de Wilson. Depuis, les détecteurs se sont améliorés et permettent maintenant de mesurer précisément la masse, la charge et l'énergie cinétique de particules issues de l'espace. La plupart des détecteurs à rayonnement cosmique sont constitués par un spectromètre magnétique et différents détecteurs secondaires qui permettent de recouper ou de préciser les mesures. Pour être parfaitement efficaces, ces détecteurs doivent être placés dans l'espace, ou haut dans l'atmosphère, afin d'éliminer de la détection toutes les particules secondaires produites par l'interaction du rayonnement avec l'atmosphère. Un des projets les plus attendus est AMS02 (Alpha Magnetic Spectrometer) placé sur la Station Spatiale Internationale qui permettra d'étudier le rayonnement cosmique chargé avec une très bonne statistique et améliorera les données dans l'étude de la matière sombre, de l'antimatière primordiale et la propagation du rayonnement cosmique dans la Galaxie.

Donc, l'antimatière tient toujours les scientifiques en haleine. Même si on commence à la fabriquer sous forme d'antiprotons d'hydrogène et qu'on peut prédire son apparition dans les collisions, elle reste discrète quand il s'agit de la trouver en tant que constituant d'anti-objets présents dans l'Univers. Ce chapitre porte donc sur les moyens mis en œuvre pour découvrir des traces d'antimatière dans l'Univers en tant que témoins de son existence à l'état primordial. Nous commencerons par expliciter les contraintes sur la détection puis nous décrirons le rayonnement cosmique qui est capable d'apporter jusqu'à la Terre des antiparticules issues d'anti-objets et discuterons quelque méthode permettant de déterminer son origine. La fin du chapitre porte sur les mesures effectuées par les études antérieures à AMS02.

### 3.1 Détection de l'antimatière

Nous savons qu'il y a peu de chance que de l'antimatière neutre, comme des anti-atomes ou des anti-molécules, se propagent dans l'espace. La détection directe de l'antimatière *cosmique* concerne donc les antileptons (des positons essentiellement) et les antibaryons. Cependant, comme les positons peuvent être produits par matérialisation de gamma énergétiques, il est raisonnable de penser que les antibaryons du rayonnement cosmique sont les meilleurs indicateurs de la présence d'antimatière dans l'Univers et, dorénavant, lorsque nous parlerons d'antimatière, nous considérerons seulement les antibaryons. Cependant, nous pouvons aussi

---

<sup>1</sup>Dans un article paru dans *Science : The apparent existence of easily deflectable positives*, *Science* **76** (1932) 238.

espérer détecter l'antimatière indirectement à l'aide des indices qu'elle peut laisser lors de son annihilation.

### 3.1.1 Ce qu'il faut chercher

Deux principales observations seraient susceptibles de confirmer l'existence de l'antimatière sous forme d'objet dans notre Univers :

#### Observation directe d'antiparticules dans le rayonnement cosmique :

Des anti-objets émettraient dans l'espace les environnant des antiparticules (essentiellement des antiprotons, des positons et éventuellement des antinoyaux) de la même façon que notre Soleil nous inonde de particules. Ces antiparticules constituent alors le rayonnement cosmique primordial, peuvent voyager à travers la matière interstellaire et parvenir au voisinage de la Terre. Cependant, il faut rester prudent puisqu'une quantité non négligeable d'antiprotons détectée dans le rayonnement cosmique n'est que le résultat de processus de collisions des particules primordiales. Un unique antinoyau d'hélium pourrait, par contre, constituer une preuve directe de la présence d'anti-étoiles.

#### Observations indirectes de photons issus de l'annihilation :

L'annihilation matière-antimatière peut donner naissance à un rayon  $\gamma$  détectable depuis la Terre et l'accrétion du gaz interstellaire autour d'un anti-objet créerait une source importante de ce type de rayonnement. L'étude des données permet seulement de vérifier que les observations sont consistantes avec le rayonnement  $\gamma$  issu de l'annihilation mais la découverte d'autres sources de  $\gamma$  n'est pas à exclure.

Explicitons quelque peu le second point, le premier sera largement discuté dans les sections suivantes.

#### Rayonnement $\gamma$ et annihilation

L'idée est d'observer le rayonnement  $\gamma$  et de tenter d'y détecter des traces d'annihilations lointaines qui pourraient être caractéristiques de la présence d'anti-objets hors de notre champ de détection directe. Nous savons déjà qu'il n'y a pas d'observation de trace d'annihilation en provenance du système Solaire et de notre Galaxie. Les recherches, référence [21] portent donc plutôt sur des distances grandes correspondant à des redshift de l'ordre de 100.

Il faut alors comparer le spectre  $\gamma$  observé avec le spectre attendu dans le cas de la désintégration de pions  $\pi^0$  produits par une annihilation baryon-antibaryon  $B\bar{B}$  dont un des schémas possibles est donné par :

$$B\bar{B} \rightarrow \pi^0 + X \quad (3.1)$$

$$\pi^0 \rightarrow e^+e^- \quad (3.2)$$

$$e^+e^- \rightarrow 2\gamma, \quad (3.3)$$

où  $X$  représente d'autres particules ou noyaux. L'annihilation  $e^+e^-$  produit des photons  $\gamma$  ou photons d'annihilation de basse énergie (0,511 MeV) tandis que le pion neutre  $\pi^0$  peut aussi produire en se désintégrant des  $\gamma$  d'énergie de l'ordre de 70 MeV. Donc dans le cas qui nous occupe, la région du spectre susceptible d'être modifiée se situe aux environs de 1 MeV et a été mesurée récemment par le satellite *Compton Gamma Ray Observatory*. Les résultats<sup>2</sup> obtenus par les deux groupes COMPTEL en 1996 et EGRET en 1998 sont repris dans la figure 3.1.

<sup>2</sup>Résultats et figures sont issus des références [21] et [29].

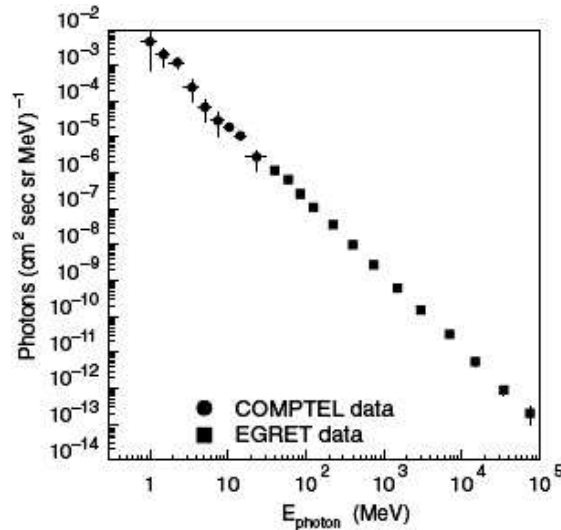


FIG. 3.1 – Spectre du rayonnement  $\gamma$  d'après les mesures de COMPTEL et EGRET.

Nous n'observons pas d'excès manifeste de photons dans les plages d'énergies attendues. Nous pouvons alors dire qu'il n'y a pas de trace évidente d'annihilation lointaine qui pourrait être compatible avec la présence d'antimatière.

### 3.1.2 Le problème de la propagation

Il faut donc envisager que la preuve de l'existence de l'antimatière nous sera apportée par le rayonnement cosmique. Pour l'étudier, il *suffit* de placer sur Terre et dans l'espace proche des appareils capables de détecter les antiparticules et à partir des informations fournies, tenter de reconstituer leur parcours au travers de l'Univers. Ainsi, nous pourrions estimer la position d'éventuelles sources d'antimatière.

Cependant, que l'origine de l'antimatière soit Galactique ou extra-Galactique, les composantes du rayonnement cosmique doivent, de leur source à la Terre, traverser l'espace et le champ magnétique qui y règne. L'intensité de ce champ influence fortement la distance parcourue par les particules tout comme la matière interstellaire peut modifier la constitution du rayonnement cosmique. Or, la densité de ce milieu et le champ magnétique qui y règne sont assez mal connus. La principale difficulté consiste donc à modéliser correctement ce champ afin de comprendre comment il influence les trajectoires des particules et des antiparticules. Si le champ magnétique extra-galactique est presque totalement inconnu, celui de notre Galaxie peut être déterminé, grossièrement et dans certains cas, au travers de méthodes indirectes<sup>3</sup> comme par l'étude des vecteurs de polarisation de la lumière des étoiles en fonction de leur position dans la Galaxie ou encore l'observation de l'effet Zeeman<sup>4</sup> sur le spectre des gaz d'hydrogène présents dans le milieu interstellaire. En accord avec les références [20] et [21], nous pouvons dire que :

- Le champ magnétique extragalactique moyen est estimé en fonction de sa capacité à

<sup>3</sup>voir référence [20], volume 1, chapitre 17.

<sup>4</sup>Influence du champ magnétique sur les raies d'émission d'un gaz. L'effet Zeeman normal est caractérisé par un dédoublement des raies d'émission si l'observation se fait dans l'axe du champ magnétique, détriplée dans le cas perpendiculaire.

*aligner* les grandes structures qui composent l'Univers :  $B_{moyen} < 10^{-11}$  G.

- Le champ magnétique intragalactique est concentré dans le plan de notre Galaxie et son intensité estimée à  $2 - 3 \times 10^{-6}$  G.
- Le champ magnétique possède des irrégularités intrinsèques ou dues à la présence d'objets magnétiques.

Pour donner une idée de l'ordre de grandeur, rappelons que le champ magnétique terrestre vaut 0,5 G. Cette connaissance très imparfaite du champ magnétique fait qu'il n'est pas surprenant que l'estimation de la distance parcourue par les composantes du rayonnement cosmique avant d'atteindre la Terre soit peu pertinente. En effet, les marges d'erreur vont d'une fraction de Mpc à la distance nous séparant de l'horizon ! Notons qu'au voisinage de la Terre, l'influence du champ magnétique sur le rayonnement cosmique est relativement bien comprise. Reste le problème de la détection : Si un antinoyau arrivait jusqu'aux confins de la Terre, serions-nous capables de le voir ? Les détecteurs placés à la surface du sol ne sont pas très utiles car le rayonnement cosmique primordial interagit avec l'atmosphère terrestre créant par *spallation*<sup>5</sup> une multitude de constituants secondaires comme les pions, les muons et même de l'antimatière. Il existe différents modèles décrivant les différents processus d'interactions avec l'atmosphère et capables de prédire la production résultante de particule et d'antiparticule (voir par exemple la référence [51]). Malheureusement on perd trop rapidement l'information sur la composante primaire. De plus, c'est fournir un gros travail de reconstruction alors que nous pouvons actuellement placer des détecteurs directement dans l'espace. Ces détecteurs doivent être capables d'identifier clairement les antiprotons et les antinoyaux soit de prouver que la charge des particules détectées est négative. Cela implique l'utilisation de champs magnétiques hautement efficaces dans ce cas particulier.

Les premières expériences ont été réalisées à l'aide du ballon sonde BESS et d'une première version de l'expérience AMS, AMS01 à bord de la navette Discovery. Les résultats étant positifs, une version améliorée, le AMS02 devrait être installée sur la Station Spatiale Internationale (ISS) d'ici 2007. En orbite pendant trois ans, les chercheurs espèrent enfin obtenir des données suffisantes sur le rayonnement cosmique primaire chargé.

### 3.1.3 Les modulations solaires

En période de forte activité du soleil, le vent solaire peut empêcher certaines particules du rayonnement cosmique d'atteindre la Terre. Cette modulation influence les particules d'énergie faible et modifie le spectre de la loi de puissance décrivant sa partie principale. Essayons de comprendre l'origine et l'influence du vent solaire sur la mesure du flux de rayonnement cosmique.

Le système Solaire ne constitue pas un espace vide et figé puisque sous l'influence du Soleil. En effet, notre étoile est une énorme boule de gaz dont la température de la photosphère est de l'ordre de 5800 K, la surface n'est pas lisse mais présente de grandes échappées gazeuses formant la *couronne solaire* très visible lors d'éclipse totale. Ces vents de particules majoritairement composés de protons et d'électrons sont d'importance différente selon l'activité

<sup>5</sup>Spallation : Réaction nucléaire à haute énergie dans laquelle un noyau-cible frappé par une particule incidente émet un certain nombre de particules plus légères et produit un noyau dont la masse est en général comparable à celle du noyau d'origine. La réaction typique est

$$p + N \rightarrow N' + x + y + \dots \quad (3.4)$$

Les particules légères émises sont des neutrons, des protons, des pions ou des noyaux légers tels que les isotopes de l'hydrogène, de l'hélium ou du lithium.

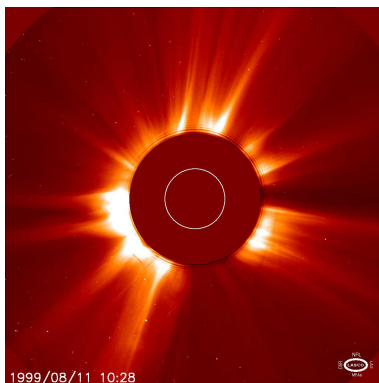


FIG. 3.2 – Coronographe C2 au moment de l'éclipse totale, août 1999, 10H28 TU. Image issue de la base de données *Solaire Sol 2000* des observatoires de France.

solaire basée sur un cycle de 11 ans entre un minimum et un maximum. La meilleure façon de montrer l'existence de ce phénomène est de comparer deux spectres de flux de rayonnement cosmique à des périodes différentes de l'activité solaire. Sur la figure 3.3, nous donnons le flux des noyaux d'hydrogène mesuré dans le rayonnement cosmique. La première remarque évidente est que le vent solaire influence fortement le flux de particules cosmiques d'énergie jusqu'à l'ordre du GeV, les particules de grandes énergies et donc de grandes rigidités sont beaucoup moins sensibles aux champs magnétiques et aux collisions.

L'origine de ce que l'on appelle la *modulation solaire* vient donc de l'interaction entre vent solaire et particules du rayonnement cosmique. En général, le problème est traité par un calcul de propagation des particules dans le plasma ionisé et le champ magnétique entourant la Terre.

### Le champ magnétique gelé

L'idée physique développée est basée sur les équations de l'hydrodynamique des plasmas chauds dans le champ magnétique du Soleil. Sans entrer dans les détails et pour fixer les idées, décrivons rapidement la technique du *champ magnétique gelé*.

Dans le cas particulier de la physique des hautes énergies et de l'astrophysique, le plasma du milieu interstellaire a une conductivité électrique très importante ou, pour l'exprimer d'une autre façon, le libre parcours moyen des particules est très long. Nous pouvons alors simplifier la discussion en choisissant une conductivité infinie ce qui donne au champ magnétique un comportement identique à celui qu'il aurait si les lignes de champ sont figées dans le plasma et bougent avec lui. Si nous appliquons ces considérations au vent solaire, c'est-à-dire que le plasma et le champ magnétique sont fortement liés, nous pouvons estimer que l'énergie des protons étant grande par rapport à l'énergie du champ magnétique, ce sont eux qui vont donner leur forme aux lignes de champs. Une représentation simple est donnée par les figures 3.4. Les particules très énergétiques sont entraînées par le mouvement constant de rotation du Soleil formant une spirale d'Archimède et en tenant compte d'une polarité de type dipolaire, la polarité change plus ou moins au niveau du plan de l'écliptique, théorie et mesures directes peuvent déterminer plus ou moins précisément la forme du champ magnétique entourant le soleil et baignant la Terre. De la même façon, le champ magnétique terrestre, déjà bien connu, va influencer le parcours des particules du rayonnement cosmique. Il est le plus généralement approximé par un dipôle de pôle Nord opposé au pôle Nord géographique et in-

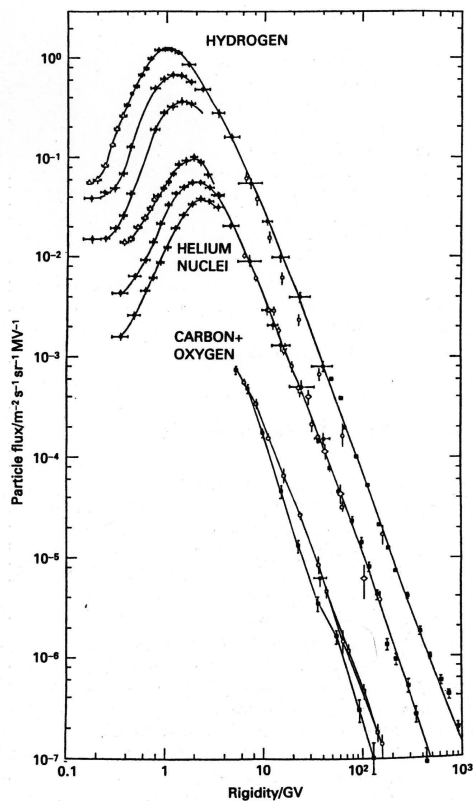


FIG. 3.3 – Spectre différentiel en énergie des noyaux d'hydrogène et d'hélium présent dans le rayonnement cosmique en fonction de l'activité solaire. Pour chaque spectre, la courbe supérieure donne la mesure de flux en période de maximum solaire et la plus basse en période de minimum. Spectre issu de la référence [20].

cliné de 11,5 degrés. Le champ magnétique dipolaire est modifié par le vent solaire qui *écrase* les boucles magnétiques faisant face au Soleil. Les modifications de la forme de notre bouclier magnétique dépendent donc de la période d'activité solaire et c'est la forme de celui-ci qui va déterminer la rigidité minimum des particules pouvant atteindre la Terre. Une modélisation des champs magnétiques solaire et terrestre sont donnés sur la figure 3.5. Une bonne connaissance de ces influences va alors permettre à partir des mesures de déterminer précisément la composition du rayonnement cosmique avant que la configuration du champ magnétique ne le modifie.

### La rigidité et son influence

Lorsqu'une particule s'approche de la Terre à des distances inférieures à 10 rayons terrestres, le champ magnétique de celle-ci devient dominant devant les champs magnétiques Solaire et Galactique beaucoup plus faibles<sup>6</sup>. Ce champ joue alors un rôle de bouclier nous protégeant des rayonnements solaires dangereux et empêchant les particules de rigidité trop faible d'atteindre la Terre. La rigidité est définie par

$$R = \frac{pc}{ze}, \quad (3.5)$$

<sup>6</sup>Pour rappel, le champ magnétique terrestre est de l'ordre de 0,5 G tandis que celui du Soleil et de la Galaxie sont plutôt de l'ordre de  $5 \times 10^{-2}$  et  $10^{-11}$  G.



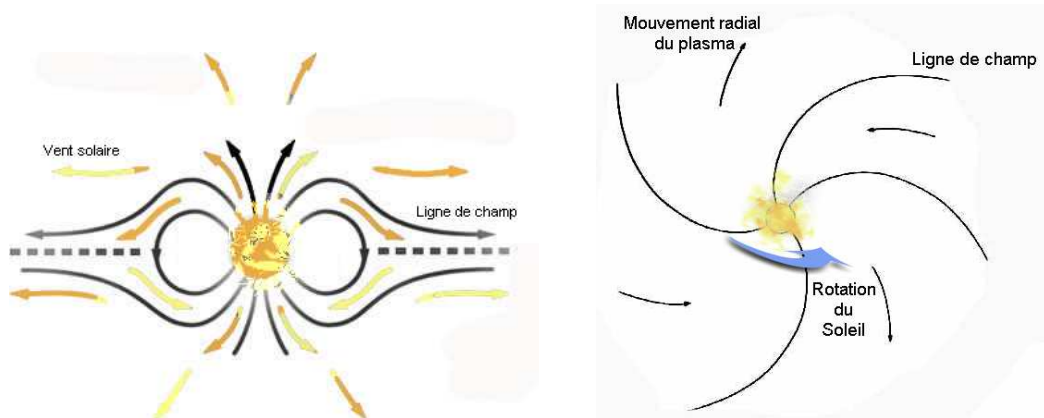


FIG. 3.4 – Représentation simple du vent solaire en coupe méridienne et équatoriale. Dans les deux figures, les flèches en couleurs représentent le flux du plasma.

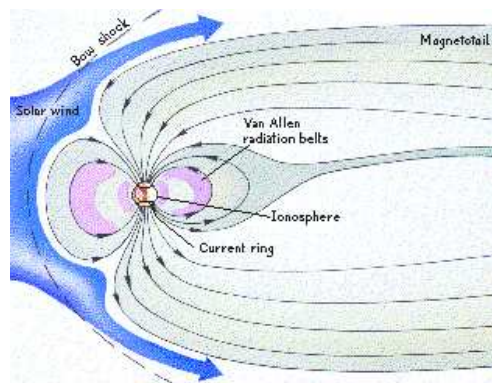


FIG. 3.5 – Représentation schématique du champ magnétique terrestre. Nous pouvons remarquer l'influence du vent solaire qui déforme la magnétosphère et l'écarte de la représentation classique du dipole.

où  $p$  est l'impulsion,  $c$  la vitesse de la lumière et  $z$  la charge. Dès lors, deux particules de charge et masse différentes mais de même rigidité réagissent de façon identique dans un champ magnétique. La rigidité a la dimension d'une énergie sur une charge soit la dimension du Volt et les premières études sur son importance ont été menées par Störmer<sup>7</sup> dans les années cinquante.

A l'aide de l'approximation simple d'un champ magnétique Terrestre dipolaire, il est possible de calculer la rigidité minimum nécessaire pour atteindre la Terre en un point donné décrit par ses coordonnées géomagnétiques, c'est ce que l'on appelle la coupure en rigidité. A partir de cette constatation, nous pouvons alors dire que si l'on détecte au niveau de la Terre une antiparticule de rigidité inférieure à la coupure, elle sera nécessairement une antiparticule secondaire produite dans l'atmosphère. De manière qualitative, plus la latitude est grande plus la valeur de la coupure est faible et cela explique pourquoi nous observons une chute du flux dans le domaine des faibles rigidités. De même, nous avons plus de chance de détecter des particules primaires au niveau des pôles.

<sup>7</sup>C. Störmer, *The Polar Aurora*, Clarendon Press, Cambridge 1955.

## 3.2 Le rayonnement cosmique

Dans les années 1900, on commence à étudier la radioactivité à l'aide de l'électroscope et de mesures d'ionisation. Rapidement, on se rend compte que ces instruments se déchargent même si on les maintient dans le noir et à l'abri de toute source radioactive. On montre alors qu'il existe, dans les sols et notre environnement, une radioactivité naturelle qui dépend des lieux. Mais l'expérience décisive date de 1912 et 1913 quand Hess (et plus tard Kolhörster) mesure à l'aide de ballons-sondes l'ionisation de l'atmosphère en fonction de l'altitude. Ils démontrent que l'ionisation moyenne augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne du niveau de la mer et cela de façon tellement significative que la source de cette radiation ionisante ne peut être située qu'en dehors de l'atmosphère terrestre. L'étude du rayonnement cosmique a occupé, et occupe encore un grand nombre de scientifiques en tant que laboratoire de la physique des hautes énergies. C'est dans le rayonnement cosmique que l'on a découvert de nombreuses particules (Muons, Pions, Kaons, particules  $\Lambda$ , ...) et les fameuses *antiparticules* de Dirac. Ce rayonnement, appelé *cosmic rays* par Millikan, est étudié à l'aide des grands télescopes à rayonnement ou au travers de ses productions secondaires puisqu'il est capable d'apporter jusqu'à la Terre des informations précieuses sur la composition de l'Univers et sur les zones d'où il est originaire. Ainsi trouver des antiparticules dans la partie primordiale d'un tel rayonnement serait la meilleure façon de prouver la présence d'antimatière.

### 3.2.1 Bases, définitions et propriétés

Définissons d'abord rapidement le rayonnement cosmique avant de nous pencher plus précisément sur ses propriétés :

**Description :** Le rayonnement cosmique est composé de particules de hautes énergies d'origine extra-terrestre : protons, noyaux, électrons. Ceux-ci constituent sa composante primaire stable. Si la détection se fait au niveau du sol, on détecte en plus les productions secondaires (voir tertiaires) de muons et de pions d'énergie proches de celle du rayonnement cosmique et dotés de temps de vie courts.

**Composition :** Sa composition chimique est similaire à celle du système Solaire hormis quelques exceptions importantes comme l'abondance des éléments légers, lithium, béryllium et bore très présents dans le rayonnement cosmique. Les études montrent que cette différence peut apparaître lors du passage du rayonnement dans le milieu interstellaire.

**Spectre :** Dans les régions où le spectre n'est pas modifié par le vent Solaire ( $E \gtrsim 1$  GeV), le spectre en énergie (figure 3.6) pour les particules composant le rayonnement cosmique est décrit par :

$$N(E)dE = K E^{-x} dE \quad \text{particules} \quad m^{-2} s^{-1} sr^{-1} \quad (3.6)$$

Le spectre sera analysé plus précisément dans la suite du chapitre.

**Isotropie et origine :** La distribution de la direction d'arrivée des particules du rayonnement cosmique est fortement isotropique pour les énergies inférieures à  $10^{14}$  eV. L'origine du rayonnement cosmique pourrait aussi bien être galactique, impliquant une diffusion importante, qu'extragalactique et il semble que ses propriétés soient constantes sur des périodes au moins égale à  $10^9$  ans.

En réalité, le rayonnement cosmique pose trois grands problèmes : quelle est son origine ? Comment est-il modifié au cours de son voyage dans l'Univers et dans le milieu interstellaire ? Mais surtout, quels mécanismes sont capables de donner aux particules le composant leur

énergie? Le sujet de ce mémoire n'étant pas le rayonnement cosmique en tant que tel, je renvoie le lecteur à la référence [20] pour plus de précisions.

### 3.2.2 Spectre en énergie

Résumons rapidement les données accumulées depuis vingt ans sur le rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère.

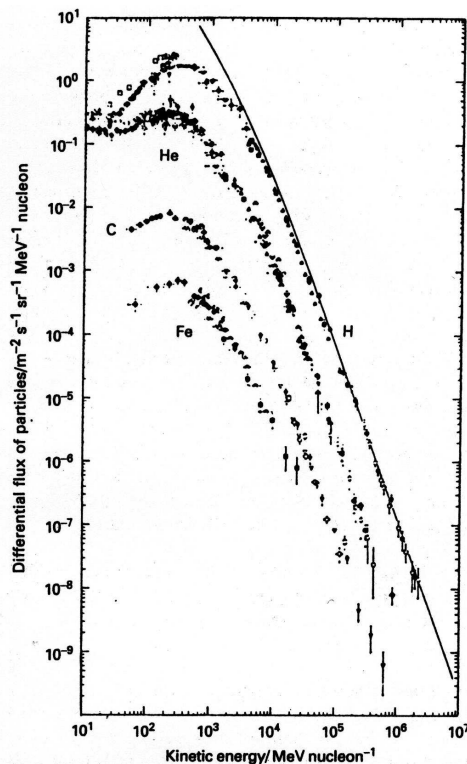


FIG. 3.6 – Energie cinétique en MeV par nucléon en fonction du flux différentiel de particules au sommet de l'atmosphère pour l'hydrogène, l'hélium, le carbone et le fer. La courbe pleine représente le spectre de l'hydrogène où les effets dus à la propagation des noyaux dans le milieu interstellaire ont été éliminés. Spectre issu de la référence [20]

Le spectre différentiel du rayonnement cosmique a été mesuré sur une gamme d'énergie extrêmement grande comprise entre  $\sim 10^2$  MeV et  $\sim 10^{18}$  MeV pour presque 32 décades en flux. Pour les énergies,  $E > 10^3$  GeV, il est très bien représenté par la loi simple de puissance (3.6) où  $x$  représente l'*indice spectral*. A partir du spectre, nous pouvons distinguer quatre portions du domaine d'énergie :

1. En dessous de 1 GeV par nucléon : les courbes présentent une déviation par rapport à la loi de puissance des hautes énergies. Ce phénomène de *modulation solaire* est dû au passage du rayonnement cosmique dans le vent solaire<sup>8</sup> pendant son voyage vers la Terre. Lors des périodes de forte activité solaire, le milieu interstellaire est saturé de particules solaires et le champ magnétique interplanétaire est suffisamment perturbé pour modifier

<sup>8</sup>Rappelons que le terme vent Solaire se rapporte ici aux phénomènes liés à l'activité solaire et entraînant l'émission de particules de hautes énergies et non pas le phénomène continu d'émission solaire qui est caractérisé par des énergies beaucoup plus basses.

la propagation de particules d'énergie inférieure à 1 GeV. Cette modulation dépendant de l'activité du soleil est donc beaucoup plus faible en période de repos solaire.

2. Entre 1 GeV et  $10^5$  GeV par nucléon : Le spectre est assez bien décrit par la loi de puissance (3.6) d'indice spectral  $x \sim 2,5 - 2,7$ .  
La gamme d'énergie est facilement expliquée par les mécanismes d'accélération classiques (En général les éruptions solaires, la magnétosphère terrestre et les restes de supernovae).
3. Entre  $10^5$  GeV et  $10^9$  GeV : on observe dans le spectre un changement de pente appelé *knee* (soit le genou) aux environs de  $5 \times 10^{15}$  eV. L'indice spectral devient  $x \sim 3,3$  et les flux sont très faibles, de l'ordre d'une particule par  $m^2$  et par an. Cette variation de l'indice spectral semble indiquer une transition dans la diffusion ou dans les mécanismes d'accélération.
4. Au-delà de  $10^9$  GeV : on observe une nouvelle rupture dans le spectre appelé cette fois *ankle* (la cheville) correspondant à un nouveau changement de l'indice spectral qui tombe à  $x \sim 2,8$ . Les particules de cette zone forment le rayonnement cosmique d'ultra haute énergie et leur flux est extrêmement faible puisque de l'ordre d'une particule par  $km^2$  et par siècle. L'origine et les mécanismes d'accélération capables de produire de telles énergies ne sont pas bien connus mais il semble possible que ces particules soit issues d'objets extragalactiques et soumises à des mécanismes d'accélération non-classiques. Les solutions restent à découvrir.

### 3.2.3 Origine du rayonnement cosmique

Le problème de l'origine du rayonnement cosmique oppose encore aujourd'hui les scientifiques : est-il issu de notre Galaxie, de bien plus loin ou est-il, à la fois, d'origine Galactique et extra-Galactique ? La réponse à cette question est cruciale dans la recherche de l'antimatière. De fait, le rayonnement cosmique est le seul capable d'amener jusqu'à la Terre les noyaux d'antimatière primaire témoins de la présence de celle-ci dans l'Univers. Si une telle détection directe devait être faite, connaître la source du rayonnement indiquerait alors la position d'un anti-objet possible. L'étude de l'origine du rayonnement cosmique passe par celle de sa propagation dans le milieu interstellaire, voire intergalactique et des éléments qui le composent en tant qu'horloges ou résultats de cette propagation.

#### L'abondance des éléments légers

La similitude des abondances des éléments avec celles du système Solaire laisse supposer que le rayonnement cosmique est issu d'étoiles de composition semblable à notre Soleil et donc que les différences relevées doivent être issues de processus de spallation au cours de son trajet vers la Terre. La création de ces éléments peut nous renseigner sur la distance parcourue par le rayonnement cosmique.

Comparons les abondances entre éléments du rayonnement cosmique et du système Solaire à partir de la figure 3.7. Le rayonnement cosmique est beaucoup plus riche en éléments légers comme le lithium, le béryllium, le bore et en éléments juste plus légers que le fer. Calculons le taux de production des éléments légers lors du passage du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire en se basant sur l'équation des diffusions et des pertes subies par un électron de haute énergie<sup>9</sup>. Appliquée à un noyau de l'espèce  $i$  où  $N_i$  est la densité de noyaux de l'espèce  $i$  et dépend de l'énergie, l'équation devient :

<sup>9</sup>Equation développée dans la référence [20], chapitre 19. La version de cette équation présentée par Ginzburg et Syrovatskii en 1964 contient un terme d'accélération qui est négligé ici.

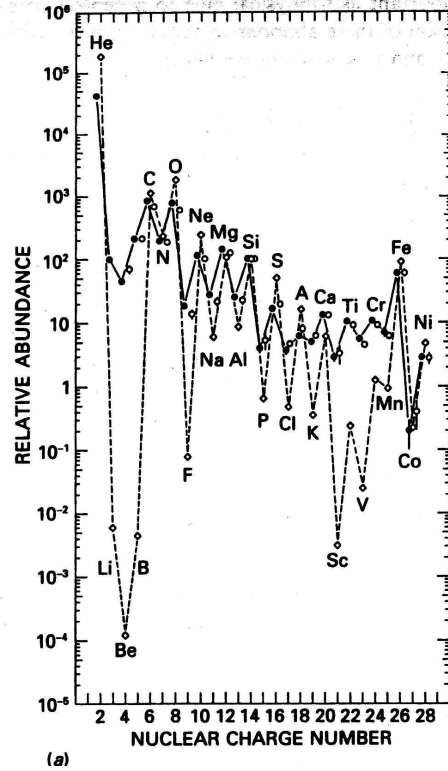


FIG. 3.7 – Comparaison entre les abondances des éléments dans le rayonnement cosmique au sommet de l’atmosphère terrestre et l’abondance des éléments dans notre système Solaire. Les données sont normalisées à  $[S_i] = 100$ . Issu de [20]

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = D\nabla^2 N_i + \frac{\partial}{\partial E}[b(E)N_i] + Q_i - \frac{N_i}{\tau_i} + \sum_{j>i} \frac{P_{ij}}{\tau_j} N_j, \quad (3.7)$$

où le terme  $D\nabla^2 N_i$  est le terme habituel de diffusion ;  $\frac{\partial}{\partial E}[b(E)N_i]$  tient compte des effets consécutifs à la perte ou au gain d’énergie ;  $Q_i$  est le taux d’injection de noyaux de l’espèce  $i$  à partir de la source et par unité de volume. Les deux derniers termes décrivent les effets de la spallation en tenant compte du temps de vie résultant des collisions  $\tau_i$  et  $\tau_j$  des particules de type  $i$  et  $j$ . Seules les spallations des espèces avec  $j > i$  contribuent à  $N_i$  et  $P_{ij}$  est la probabilité de créer une particule de type  $i$  lors d’une collision inélastique détruisant la particule de type  $j$ . Dans le but de simplifier l’étude de la propagation, nous cherchons la solution de cette équation en négligeant les termes de diffusion et de perte d’énergie. De même, comme les noyaux auxquels nous nous intéressons (éléments légers hormis l’hélium et éléments juste plus légers que le fer) ont une abondance relativement faible, on peut supposer que le taux d’injection de la source en ces particules est nul soit  $Q_i = 0$ . L’équation en fonction du nombre de kilogrammes par mètre carré traversé s’écrit, si  $\xi$  est la distance parcourue dans le milieu interstellaire :

$$\frac{\partial N_i(\xi)}{\partial \xi} = -\frac{N_i(\xi)}{\xi_i} + \sum_{j>i} \frac{P_{ij}}{\xi_j} N_j(\xi), \quad (3.8)$$

avec  $\xi = \rho x = \rho vt$ ,  $v$  la vitesse de la particule,  $\rho$  la densité du gaz interstellaire,  $\xi_i$  et  $\xi_j$  représentent maintenant le libre parcours moyen précédant une collision inélastique pour les

espèces  $i$  et  $j$ . L'équation, ainsi modifiée, rend compte du nombre de particules de l'espèce  $i$  après le passage du rayonnement cosmique dans  $\xi$  kg  $m^2$  de gaz interstellaire.

Avant d'expliciter le résultat, il faut rappeler que le modèle utilisé, le *slab model*, est une approximation très simple qui suppose que la quantité de matière traversée est identique pour chaque espèce de noyau. Il reste pourtant capable d'apporter une réponse suffisamment correcte. Ainsi, on sépare les éléments en deux grandes catégories : les éléments légers  $L$ , lithium, béryllium et bore des éléments moyens  $M$ , carbone, azote et oxygène très présents dans le rayonnement cosmique et les meilleurs candidats en tant que *parents* des éléments du groupes  $L$ . On fixe à zéro le nombre d'éléments du groupe  $L$  et on écrit les équations différentielles donnant les variations d'abondance en fonction de la distance parcourue.

$$\frac{dN_M(\xi)}{d\xi} = -\frac{N_M(\xi)}{\xi_M}, \quad (3.9)$$

$$\frac{dN_L(\xi)}{d\xi} = -\frac{N_L(\xi)}{\xi_L} + \frac{P_{ML}}{\xi_M} N_M(\xi). \quad (3.10)$$

La première équation est immédiatement intégrée puisque il n'y a pas d'éléments capables, vu leurs masses, de *fabriquer* des particules du groupe  $M$  et ne dépend donc pas de  $N_L$ . Soit

$$N_M(\xi) = N_M(0)e^{(-\frac{\xi}{\xi_M})} \quad (3.11)$$

On multiplie l'équation (3.10) par un facteur d'intégration  $e^{\frac{\xi}{\xi_L}}$  pour obtenir

$$\frac{d}{d\xi} [e^{\frac{\xi}{\xi_L}} N_L(\xi)] = \frac{P_{ML}}{\xi_M} [e^{(\frac{\xi}{\xi_L} - \frac{\xi}{\xi_M})}] N_M(0). \quad (3.12)$$

La solution est

$$\frac{N_L(\xi)}{N_M(\xi)} = \frac{P_{ML}\xi_L}{(\xi_L - \xi_M)} [e^{(\frac{\xi}{\xi_L} - \frac{\xi}{\xi_M})} - 1]. \quad (3.13)$$

Les valeurs de  $\xi_L$ ,  $\xi_M$  et  $P_{ML}$  peuvent être estimées à partir de tables donnant les sections efficaces pour les collisions inélastiques de noyaux lourds avec l'hydrogène. Les libres parcours<sup>10</sup> moyens sont respectivement  $\xi_L = 84$  kg  $m^{-2}$  et  $\xi_M = 60$  kg  $m^{-2}$ . Le rapport  $N_L(\xi)/N_M(\xi) = 0,25$  est déterminé par l'observation du rapport d'abondance entre les éléments  $L$  et  $M$  dans le rayonnement cosmique donné dans la table (3.8). On trouve  $\xi = 48 \sim 50$  kg  $m^{-2}$ , du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen des éléments du groupe M. Ce calcul et le résultat méritent évidemment une discussion plus poussée, notamment sur les processus de spallation, les sections efficaces et une véritable confrontation aux observations. Cependant, nous nous arrêterons au fait que les estimations de la probabilité de production des éléments légers est comparable aux abondances observées et suffisantes pour donner une idée de la distance parcourue par les noyaux.

Les résultats sont très bien représentés dans la figure 3.8 présentée dans la référence [20] donnant un histogramme des abondances primaires, des produits de spallation et les abondances observées. De la figure 3.8, il apparaît que tous les isotopes légers ainsi que  $^{15}N$ ,  $^{17}O$ ,  $^{18}O$ ,  $^{19}F$  et  $^{21}Ne$  sont des produits des réactions de spallation. Une fraction non négligeable des isotopes des éléments juste plus légers que le fer est issue des interactions du fer lui-même avec le milieu interstellaire alors que les éléments carbone, oxygène, néon, magnésium et silicium

<sup>10</sup>Les valeurs utilisées sont identiques à la référence [20], table 5.1.

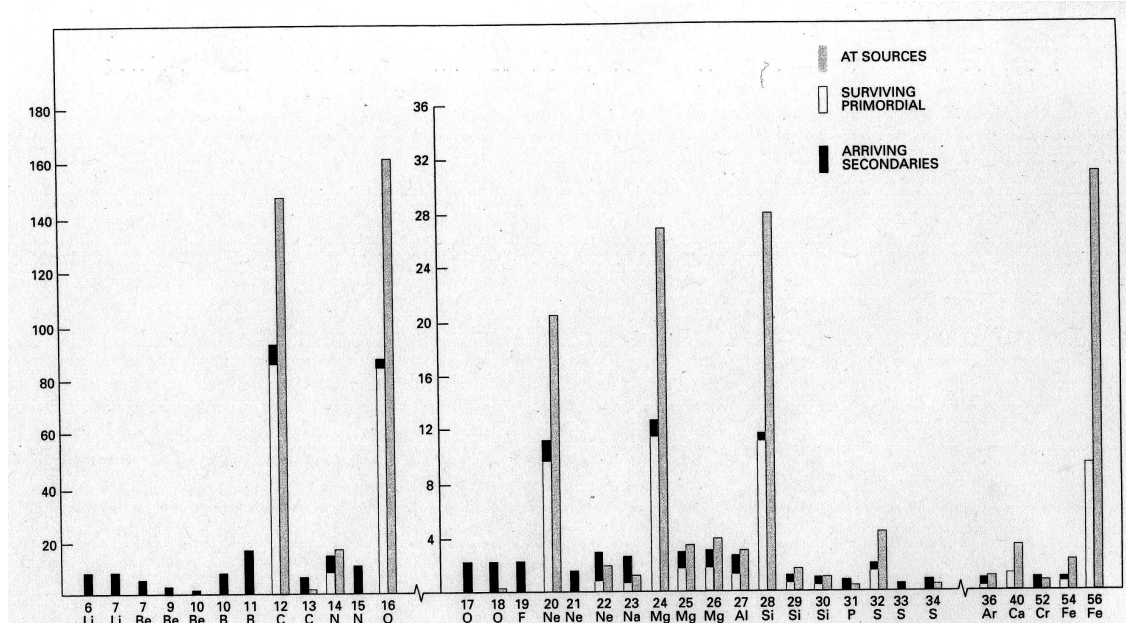


FIG. 3.8 – Abondances relatives des différents isotopes présents dans le rayonnement cosmique au sommet de l’atmosphère terrestre. Toutes les abondances sont normalisées à 100 pour  $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$  avec en gris, les abondances supposées de la source, en blanc les abondances primordiales (c’est-à-dire les abondances de la source) et en noir la partie issue des processus de la spallation. Histogramme issu de la référence [20]

n’ont subi presque aucune réaction de leurs source à la Terre. Donc, à partir d’un traitement simple, on peut connaître le libre parcours moyen du rayonnement cosmique estimé par  $\xi \approx 50 \text{ kg m}^{-2}$  et s’il avait été différent, les abondances relatives des éléments présents dans le rayonnement cosmique l’auraient été aussi. De manière générale, la densité du gaz interstellaire est donnée par  $N = 10^6 \text{ m}^{-3}$  et si on estime que les particules voyagent à la vitesse de la lumière, la durée maximum du trajet dans une telle densité est  $\tau_e \approx 3 \times 10^6$  ans. Evidemment, si le rayonnement cosmique traverse des zones de densité plus faible, son voyage peut être plus long mais nous faisons seulement ici une estimation grossière de la distance parcourue. Ainsi, si on choisit une dimension caractéristique pour notre Galaxie de 1-10 kpc et que les particules se déplacent librement à une vitesse proche de celle de la lumière, le temps qu’elle mettraient pour sortir des limites de la Voie Lactée ( $3 \times 10^3$  à  $3 \times 10^4$  ans) est plus court que le temps nécessaire pour obtenir une abondance consistante avec les observations. Nous avons donc deux possibilités, soit l’origine du rayonnement cosmique est extra-galactique, soit le chemin parcouru par les particules dans notre Galaxie est erratique et plus long. Nous pouvons cependant remarquer que si le rayonnement cosmique ne diffusait pas, il nous arriverait de façon anisotropique et essentiellement dans le plan Galactique<sup>11</sup>. La solution est que les particules restent confinées dans notre voisinage Galactique, dans ce que l’on appelle le *volume de confinement* illustré sur la figure 3.9.

De ce point de vue, duquel on exclut les particules d’ultra-haute énergie dont l’origine et les mécanismes d’accélération sont peu ou mal connus, le rayonnement cosmique voit son origine dans notre Galaxie et y circule de manière erratique jusqu’à son arrivée au sommet

<sup>11</sup>Les principales sources du rayonnement cosmique se situent dans le plan galactique et sans les phénomènes de diffusion, il nous arriverait de façon directe.

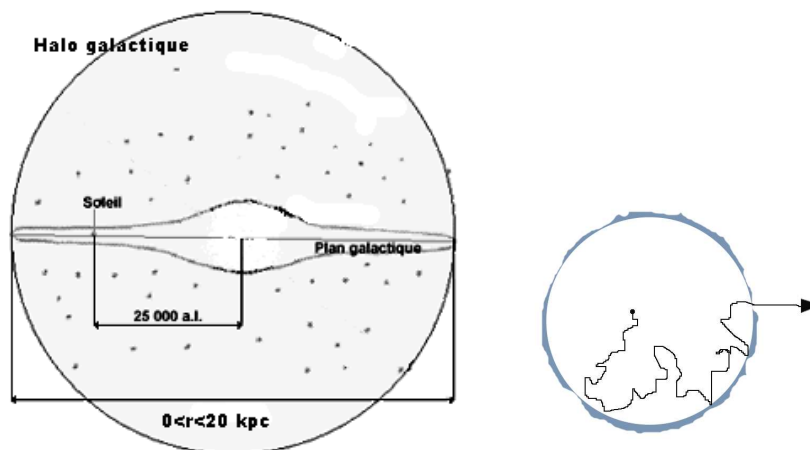


FIG. 3.9 – A droite, représentation schématique de notre Galaxie avec au centre le disque Galactique entouré du halo qui illustre le volume de confinement. A gauche, diffusion du rayonnement cosmique dans le volume de confinement.

de notre atmosphère.

### Les noyaux comme horloges

Une autre approche intéressante dans la détermination de l'origine et du temps de confinement du rayonnement cosmique est basée sur les isotopes radioactifs en temps qu'*horloges*. Un exemple est donné par l'isotope  $^{10}\text{Be}$  du béryllium, produit en quantités connues dans les réactions de spallation et dont la variation d'abondance due à sa désintégration peut être utilisée pour déterminer le temps de voyage du rayonnement cosmique.

Le  $^{10}\text{Be}$  est produit dans les réactions de spallation du carbone et de l'oxygène, représentant environ 10% de la production totale de béryllium. C'est un isotope radioactif qui se désintègre en  $^{10}\text{B}$  par émission  $\beta$  et doté d'un temps de vie caractéristique  $\tau_r = 3,9 \times 10^6$  ans. Toutefois, si le noyau est relativiste, le temps de vie mesuré est  $\gamma\tau_r$ , soit modifié par le facteur de Lorentz  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ . Notre approche simpliste consiste alors à introduire dans l'équation de diffusion (3.7) un terme décrivant la désintégration de l'espèce  $i$  en fonction de son temps de vie et donc, si le temps de confinement du rayonnement cosmique dans notre Galaxie est inférieur, le rapport  $[^{10}\text{Be}]/[^7\text{Be} + ^9\text{Be} + ^{10}\text{Be}]$  doit être identique au taux de production de ces trois espèces soit 10% environ. Calculons grossièrement l'abondance attendue du  $^{10}\text{Be}$  dans le modèle *leaky box*<sup>12</sup>. Trois changements sont apportés à l'équation de la diffusion, le terme de diffusion  $D\nabla^2 N_i$  est approché par le terme de désintégration  $N_i\tau_e(i)$  et correspond toujours à la perte d'une particule, on suppose un état stationnaire  $\partial N_i/\partial t = 0$  et que tous les isotopes du béryllium sont issus de réactions de spallation des éléments du groupe  $M$ . Le taux de production de l'isotope  $i$  est écrit sous la forme

$$C_i = \sum_{j>i} \frac{P_{ij}}{\tau_j} N_j. \quad (3.14)$$

Nous obtenons alors une version simplifiée de l'équation de la diffusion donnant un état stationnaire des abondances des isotopes non-radioactifs :

<sup>12</sup>Littéralement, le modèle de la *boite percée* dans lequel notre Galaxie est caractérisée par un volume dont une particule peut s'échapper après un temps caractéristique,  $\tau_e$ .



$$-\frac{N_i}{\tau_e(i)} + C_i - \frac{N_i}{\tau_{spal}(i)} = 0, \quad (3.15)$$

où  $\tau_{spal}(i)$  est le temps au bout duquel l'isotope  $i$  est détruit par les collisions inélastiques. Cependant, si l'isotope  $i$  est radioactif, nous devons ajouter un terme de perte qui dépendra du temps caractéristique de désintégration du noyau,  $\tau_r(j)$ , soit

$$-\frac{N_j}{\tau_e(j)} + C_j - \frac{N_j}{\tau_{spal}(j)} - \frac{N_j}{\tau_r(j)} = 0. \quad (3.16)$$

De ces deux équations, on peut isoler  $N_i$  et  $N_j$  et considérer le rapport d'abondance entre les espèces radioactives ou non dans le cas d'un état stationnaire. Considérons le cas particulier des espèces  $^{10}\text{Be}$  et  $^7\text{Be}$ ,

$$\frac{N(^{10}\text{Be})}{N(^7\text{Be})} = \frac{\tau_e^{-1}(^7\text{Be}) + \tau_{spal}^{-1}(^7\text{Be})}{\tau_e^{-1}(^{10}\text{Be}) + \tau_{spal}^{-1}(^{10}\text{Be}) + \tau_r^{-1}(^{10}\text{Be})} \frac{C(^{10}\text{Be})}{C(^7\text{Be})} \quad (3.17)$$

On peut supposer que  $\tau_{spal}(\text{Be}) \gg \tau_e(\text{Be})$  ce qui revient à dire que le temps nécessaire à la destruction des isotopes du béryllium est beaucoup plus grand que le temps nécessaire pour qu'un noyau s'échappe. L'équation obtenue ne dépend alors que du rapport d'abondance (observable), de la demi-vie de l'isotope 10 du béryllium (connu) et des taux de production  $C_i$  :

$$\frac{N(^{10}\text{Be})}{N(^7\text{Be})} = \frac{\tau_e^{-1}(^7\text{Be})}{\tau_e^{-1}(^{10}\text{Be}) + \tau_r^{-1}(^{10}\text{Be})} \frac{C(^{10}\text{Be})}{C(^7\text{Be})} \quad (3.18)$$

On peut donc obtenir une estimation du  $\tau_e$ , c'est-à-dire le temps passé par le rayonnement cosmique dans notre Galaxie à partir du rapport d'abondance  $[^{10}\text{Be}]/[^7\text{Be} + ^9\text{Be} + ^{10}\text{Be}]$  observé. Il est donné à 0,028 par Simpson et ses collaborateurs dans la référence [20] d'après les observations des télescopes à rayonnement cosmique IMP-7 et IMP-8. Si l'équation est résolue on obtient un temps d'échappement<sup>13</sup> de  $10^7$  ans et cela au travers d'une densité de gaz interstellaire valant  $3 \times 10^5 \text{ m}^{-3}$ . L'information obtenue de ces *horloges* à  $^{10}\text{Be}$  est que le rayonnement cosmique met  $10^7$  ans pour parcourir la distance séparant sa source de la Terre. De nouveau ne nous pouvons pas trancher vraiment entre une origine extra-galactique ou une origine Galactique plus un volume de confinement. Cependant, ce modèle très simple ne rend pas compte des variations possibles de la densité sur la trajectoire du rayonnement et autres artefacts susceptibles d'allonger ou diminuer le temps de parcours. On pourrait, par exemple, tenir compte de la différence de densité et de nature du milieu interstellaire constituant le disque et le halo, de la distribution des sources dans le halo, d'une trajectoire erratique.

En conclusion, l'origine du rayonnement cosmique n'est pas encore connue avec certitude et nous ne pouvons pas affirmer avec certitude s'il est d'origine Galactique ou non. Il existe un grand nombre de modèles et de techniques visant à déterminer la distance parcourue par un tel rayonnement et des méthodes extrêmement simples comme celles explicitées ci-dessus peuvent tout de même nous donner une idée assez précise des *possibilités* de l'origine du rayonnement cosmique. Le but de cette section était surtout de mettre en pratique des modèles simples et d'en tirer un ordre de grandeur. Il est évident que d'autres modèles, voire le même modèle mais poussé à ces limites, peuvent donner de meilleures informations. Et, bien que les avis restent partagés, l'origine du rayonnement cosmique est souvent tenue pour Galactique même si on soupçonne que les particules d'ultra haute énergie,  $E > 10^{19}$  eV, sont originaires de bien plus loin et peut-être même de l'extérieur de notre super-amas.

<sup>13</sup>Un calcul plus précis tiendrait compte de la destruction des isotopes au travers de la spallation que nous avons négligé dans l'équation (3.7).

### 3.3 A la recherche des antiparticules

Le rayonnement cosmique primordial ne nous est pas parfaitement connu puisque modifié par les réactions de spallation. Cependant, nous sommes capables à ce jour d'estimer la production des particules et antiparticules lors du trajet du rayonnement vers la Terre. En partant de l'hypothèse que l'abondance des éléments primordiaux est proche de celle de notre Soleil, nous pouvons comparer le taux de production calculé aux données recueillies par les grands détecteurs. Une différence peut alors indiquer que notre hypothèse de départ est erronée et que d'autres particules ou antiparticules sont présentes dans la partie primordiale du rayonnement cosmique. Par exemple, le taux de production attendu des antinoyaux secondaires comme l'hélium est tellement faible que la détection d'un seul de ceux-ci pourrait suffire comme confirmation de la présence d'antimatière dans l'Univers.

Nous allons tout d'abord donner la composition du rayonnement cosmique telle que nous l'observons au voisinage de la Terre. Ensuite, nous montrerons qualitativement comment il est possible, à partir de cette information, d'estimer les quantités d'antimatière primordiale c'est-à-dire l'abondance possible d'antimatière à la source du rayonnement. La section est divisée en trois parties, la première consacrée aux abondances observées, la seconde à la production par spallation et à la détection des antiprotons. La troisième concerne les antinoyaux d'hélium et l'intérêt de leur détection.

#### 3.3.1 La composante antimatière

La composition du rayonnement cosmique aux basses énergies est à ce jour bien connue et caractérisée jusqu'aux énergies de l'ordre du TeV par nucléon. En accord avec la référence [20], nous observons en moyenne, 98% de noyaux et 2% d'électrons. Pour la majorité, on retrouve 87% de protons, 11% de noyaux d'hélium et le reste de noyaux lourds. Au-delà de ces énergies, la composition est donnée par l'étude des cascades atmosphériques.

La présence d'antimatière dans le rayonnement cosmique primordial n'a encore jamais été confirmée. En effet, l'abondance en antinoyaux, antiprotons et autres antiparticules est bien expliquée par les cascades et les processus de spallation lors du passage du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire et l'atmosphère terrestre. Cependant, on attend avec impatience les données recueillies par l'expérience AMS02 placée en orbite sur la Station Spatiale Internationale. Ce détecteur va mesurer pendant trois ans le flux d'antiprotons et d'antidéutons issus de notre Univers et participera activement à la recherche de noyaux d'antimatière comme l' $\bar{H}e$  et  $\bar{C}$ . De telles données devraient apporter plus de clarté sur la présence, ou non, d'antimatière et poser des contraintes sur les paramètres de l'asymétrie de notre Univers.

### 3.4 Recherche d'antiprotons

Les antiprotons sont détectés par les détecteurs tel que BESS mais les études récentes<sup>14</sup> estiment qu'ils sont certainement produits par l'interaction du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire. Les antiprotons primaires, s'ils existent, seraient plutôt caractérisés par une énergie basse.

Les calculs les plus récents de production d'antiproton se basent sur deux modèles de diffusion, le modèle de la *Leaky Box* et celui de la *Réaccélération*. Le premier modèle est extrêmement

<sup>14</sup>Voir par exemple la référence [24].

Table 9.1. Galactic cosmic ray elemental abundances at 1 AU, normalised to Si = 100 compared with the Solar System and local interstellar abundances. (energy intervals given in MeV nucleon<sup>-1</sup>)

Element	Cosmic rays			Solar System	Local Galactic
	70-280	600-1000	Average at 1000-2000		
He	41 700 ± 3000	27 030 ± 580			(0.27 ± 0.06) × 10 <sup>6</sup>
Li	100 ± 6	136 ± 3		5.0 × 10 <sup>-3</sup>	
Be	45 ± 5	67 ± 2	69.4 ± 10	8.1 × 10 <sup>-3</sup>	
B	210 ± 9	233 ± 4	212 ± 10	3.5 × 10 <sup>-3</sup>	
C	851 ± 29	760 ± 16	684 ± 27	1110	1300 ± 300
N	194 ± 8	208 ± 5	188 ± 6	231	230 ± 100
O	777 ± 28	707 ± 15	607 ± 28	1840	2300 ± 500
F	18.3 ± 1.3	17.0 ± 1.1	13.5 ± 2.3	0.078	0.093 (1.6)
Ne	112 ± 6	113 ± 3	100 ± 3	240	270 (1.7)
Na	27.3 ± 3.4	25.8 ± 1.1	21.3 ± 3.2	6	5.6 ± 0.9
Mg	143 ± 6	142 ± 4	125 ± 12	106	105 ± 3
Al	25.2 ± 3.0	28.2 ± 1.2	22.2 ± 3.2	8.5	8.4 ± 0.4
Si	100	100	100	100	100 ± 3
P	4.0 ± 0.7	5.3 ± 0.5	5.3 ± 1.6	0.65	0.96 ± 0.20
S	16.4 ± 1.2	23.1 ± 1.1	19.6 ± 0.9	50	45 ± 13
Cl	3.6 ± 0.5	6.4 ± 0.5	4.7 ± 0.4	0.47	0.47 (1.6)
A	6.3 ± 0.6	10.2 ± 0.7	8.2 ± 1.2	10.6	9.0 (1.7)
K	5.1 ± 0.6	7.2 ± 0.5	6.3 ± 0.4	0.35	0.36 ± 0.12
Ca	13.5 ± 1.0	16.1 ± 0.9	13.1 ± 1.2	6.25	6.2 ± 0.8
Sc	2.9 ± 0.5	4.5 ± 0.5	3.3 ± 1.1	0.003	0.0035 ± 0.0005
Ti	10.7 ± 0.9	10.2 ± 0.7	9.1 ± 0.9	0.24	0.27 ± 0.04
V	5.7 ± 0.6	6.7 ± 0.5	4.6 ± 0.3	0.025	0.026 ± 0.005
Cr	10.9 ± 1.0	11.8 ± 0.8	9.1 ± 0.8	1.27	1.30 ± 0.12
Mn	7.2 ± 1.2	8.2 ± 0.7	6.3 ± 0.4	0.93	0.79 ± 0.17
Fe	60.2 ± 3.2	69.8 ± 2.0	60.5 ± 7.6	90.0	88 ± 6
Co	0.2 ± 0.1		0.4 ± 0.2	0.22	0.21 ± 0.03
Ni	2.9 ± 0.4	3.7 ± 0.5	2.8 ± 0.6	4.78	4.8 ± 0.6
Cu			0.038 ± 0.006		0.052 (1.6)
Zn			0.035 ± 0.005		0.135 (1.6)

FIG. 3.10 – Abondances des éléments dans le rayonnement cosmique à une distance de 1 UA et normalisés à [Si]=100. Comparaison entre l'abondance des éléments observée dans le rayonnement cosmique (trois premières colonnes) et l'abondance des éléments dans le système Solaire et dans la Galaxie. Table issue de la référence [20].

simple, les particules de hautes énergies diffusent librement dans un volume de confinement et sont réfléchies sur ses frontières. Il existe une certaine probabilité que la particule s'échappe de la Galaxie à chaque réflexion et la production d'antiprotons est calculée par une équation de diffusion tenant compte de différents termes de spallation, production et perte d'énergie. Le second modèle est basé sur différentes suppositions décrites dès 1985 dans la référence [25] :

1. Le rayonnement cosmique est émis dans l'espace et accéléré par sa source.
2. Le rayonnement cosmique, confiné par le champ magnétique, se propage dans la Galaxie et diffuse sur les irrégularités magnétiques. Au cours de sa propagation, il y a création d'une composante secondaire issue de réactions de spallation et de fragmentation.
3. Les particules du rayonnement cosmique peuvent être accélérées par les ondes de chocs résultant d'explosion de supernovae.
4. Détection au niveau du sommet de l'atmosphère.

La difficulté du modèle réside dans la connaissance des supernovae puisque le gain en rigidité dépend de l'occurrence d'explosion du type supernovae, des processus de propagation de l'onde de choc qui en résulte et du temps passé par les composantes du rayonnement cosmique à leurs voisinage. L'idée générale qui en résulte, est une augmentation flagrante du nombre de particules secondaires donnant lieu à une distribution en énergie de forme semblable à la distribution expérimentale dans le cas particulier des antiprotons. Et même, un ajustement des deux paramètres principaux du modèle, coefficient de diffusion et temps d'échappement, permettent de reproduire presque exactement les données. La distribution de l'énergie cinétique d'antiprotons secondaires est marquée par un pic aux environs de 2 GeV. La comparaison

avec les données expérimentales du flux d'antiprotons au sommet de l'atmosphère est donnée par la figure 3.11.

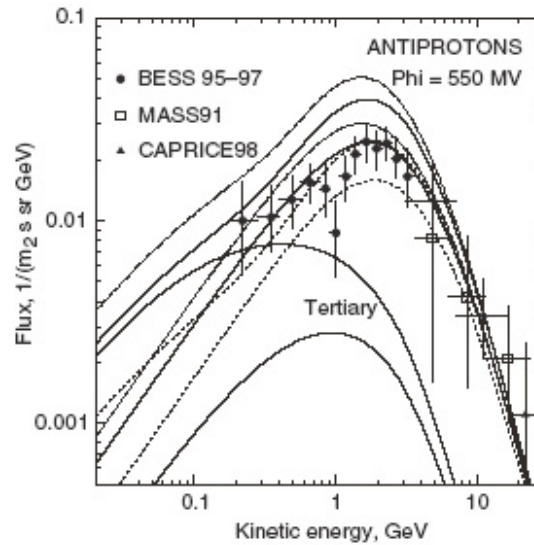


FIG. 3.11 – Comparaison entre le flux d'antiprotons calculé et le flux mesuré par BESS, CAPRICE94 et MASS91. Les différentes courbes pleines sont théoriques et de paramètres de diffusion distincts. Figure issue de [26].

En première approximation, il semble que la production d'antiprotons secondaires soit importante : 1 pour  $10^4$  protons, et qu'une différence entre abondance calculée et mesurée ne représente pas une preuve pertinente de la présence d'antiprotons primordiaux. En général, les données issues de différents détecteurs sont en bon accord ici BESS, CAPRICE94 et MASS91. Les mesures de BESS portent sur une large statistique ce qui donne les erreurs sur les coefficients à  $\sim 5\%$ . Calcul et détection sont donc en très bon accord et laissent penser que tous les antiprotons détectés sont des antinucléons secondaires. Cependant, les mesures ainsi que les calculs précédents sont réalisés dans le moment particulier de l'activité solaire la plus faible.

En conclusion, si les antiprotons ne peuvent nous donner une preuve formelle de l'existence d'antimatière à l'état primordial, la mesure de leur abondance est un excellent test de nos modèles de propagation.

### 3.5 Recherche d'antinoyaux : l'anti-hélium

Au début de ce paragraphe, nous avons estimé que la production d'anti-hélium lors du passage du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire était extrêmement faible et la découverte d'un tel antinoyau peut permettre alors de postuler l'existence de zones dans notre Univers faites d'antimatière. Bien évidemment, il faut pour cela connaître précisément les quantités d'antimatières issues des phénomènes de spallation. Dans ce présent chapitre, en accord avec les références [21] et [27], nous utilisons un *modèle de coalescence* pour obtenir les quantités produites d'anti-hélium dans le rayonnement cosmique. Un tel calcul demande deux ingrédients, la section efficace de production de l'anti-hélium pendant l'interaction rayonnement cosmique et milieu interstellaire et un modèle précis de notre Galaxie.

### 3.5.1 Section efficace

Un noyau d'anti-hélium  ${}^3\bar{H}e$  peut-être produit par la réaction directe de deux antiprotons et d'un anti-neutron mais le mécanisme dominant de production est la fabrication d'un anti-tritium<sup>15</sup> qui se désintègre en  ${}^3\bar{H}e$  avec une demi-vie de  $\sim 12,3$  ans. C'est ce mécanisme de production qui nous intéresse ici.

Le but est de déterminer une section efficace pour la production d'un antinoyau  $\chi$  pendant le temps d'interaction entre deux protons. On se place dans le centre de masse de la collision  $p-p$  où l'énergie utilisable<sup>16</sup> est donnée par  $\sqrt{s}$  et la section efficace totale  $\sigma_{p-p}^{tot}$ . Le nombre  $d\mathcal{N}_\chi$  de particules d'espèces  $\chi$  et d'impulsions  $\vec{k}_\chi$  créées durant une seule interaction est donné par

$$d\mathcal{N}_\chi = \mathcal{F}_\chi(\sqrt{s}, \vec{k}_\chi) d^3\vec{k}_\chi. \quad (3.19)$$

La probabilité  $\mathcal{F}_\chi$  s'exprime sous la forme d'une fonction de la section efficace différentielle Lorentz invariante,

$$E_\chi \frac{d^3\sigma_\chi}{d^3\vec{k}_\chi}(\sqrt{s}, \vec{k}_\chi) = E_\chi \mathcal{F}_\chi(\sqrt{s}, \vec{k}_\chi) \sigma_{p-p}^{tot}, \quad (3.20)$$

qui elle, peut être évaluée. L'énergie  $E_\chi$  de l'antinoyau créée ne peut excéder une valeur limite :

$$E_\chi^{max} = \frac{s - M_X^2 + m_\chi^2}{2\sqrt{s}}. \quad (3.21)$$

$M_X$  est la masse minimum du système de nucléons qui est créée en même temps que l'antinoyau puisque en vertu de la conservation du nombre baryonique chaque anti-nucléon est produit avec un nucléon complémentaire. Cette masse minimum vaut  $5m_p$  dans le cas de l'anti-tritium. La probabilité de créer un antinoyau peut alors être calculée en deux étapes :

- Calcul de la probabilité d'obtenir un groupe d'anti-nucléons.
- Calcul de la probabilité qu'ils se lient en un antinoyau.

Nous n'entrerons pas dans les détails de la suite du calcul que l'on peut trouver dans la référence [27]. Notons cependant que l'on considère que la factorisation est respectée, c'est-à-dire que la production de deux anti-nucléons est proportionnelle au carré de la production d'un seul d'entre-eux et que la fonction de probabilité  $\mathcal{F}_\chi$  doit être Lorentz invariante. Dans ce cadre, la probabilité qu'un antiproton se combine avec deux anti-neutrons pour former un anti-tritium est donnée par

$$\mathcal{F}_{\bar{T}}(\sqrt{s}, \vec{k}_{\bar{T}}) d^3\vec{k}_{\bar{T}} = \int d^3\vec{k}_{\bar{p}} d^3\vec{k}_{\bar{n}_1} d^3\vec{k}_{\bar{n}_2} \mathcal{C}(\vec{k}_{\bar{p}}, \vec{k}_{\bar{n}_1}, \vec{k}_{\bar{n}_2}) \mathcal{F}_{\bar{p}, \bar{n}}(\sqrt{s}, \vec{k}_{\bar{p}}, \vec{k}_{\bar{n}_1} d^3\vec{k}_{\bar{n}_2}). \quad (3.22)$$

L'intégrale porte sur tous les anti-nucléons qui remplissent la condition

$$\vec{k}_{\bar{p}} + \vec{k}_{\bar{n}_1} + \vec{k}_{\bar{n}_2} = \vec{k}_{\bar{T}}. \quad (3.23)$$

La fonction  $\mathcal{C}(\vec{k}_{\bar{p}}, \vec{k}_{\bar{n}_1}, \vec{k}_{\bar{n}_2})$  porte le nom de fonction de *coalescence* et décrit la probabilité pour que l'ensemble d'anti-nucléons  $\bar{p}\bar{n}\bar{n}$  se lient pour former un anti-tritium, c'est une fonction

<sup>15</sup>Le tritium est un isotope de l'hydrogène de masse atomique égale à trois. Il est formé d'un proton et de deux neutrons.

<sup>16</sup> $s = (p_1 + p_2)^2$

qui dépend de la différence entre les impulsions des anti-nucléons et la résolution de cette intégrale passe par la connaissance de la fonction de coalescence. De nouveau, sans entrer dans les subtilités du modèle, il faut savoir que cette fonction est déterminée expérimentalement et représente le seul paramètre libre de la théorie. Même si, malheureusement, les données expérimentales n'existent pas dans le cas précis de l'anti-tritium, il est possible d'extrapoler sa valeur à partir des données d'autres antinoyaux comme l'anti-deutérium. Les résultats sont explicités dans la conclusion et la figure 3.13.

### 3.5.2 Diffusion dans notre Galaxie

Le principal problème de l'étude de la diffusion du rayonnement cosmique dans notre Galaxie porte sur le peu de connaissances que nous avons d'elle. Son champ magnétique, sa composition et même sa forme sont peu ou mal connus.

Néanmoins, comme nous en avons discuté dans la section 3.2 il existe des méthodes indirectes permettant de *découvrir* les caractéristiques de notre Galaxie. D'après les données recueillies<sup>17</sup> à partir des abondances d'éléments légers et des noyaux-horloges, nous estimons que le rayonnement cosmique est émis à partir du disque central et reste confiné pendant environ 10 millions d'années dans la Galaxie avant de s'échapper vers l'Univers lointain. En étudiant le parcours du rayonnement cosmique, il est possible de décrire notre Galaxie par deux régions distinctes représentées sur la figure 3.12. Au centre, le *disque* galactique où le rayonnement cosmique est produit et interagit avec un milieu interstellaire composé de gaz d'hydrogène. Il constitue une région étroite de rayon  $r_d$  tel que  $0 \leq r_d \leq 20$  kpc et d'épaisseur  $|z_d| \leq 100$  pc. Tout autour de ce *noyau*, on définit une région appelée le *halo* où la densité est très faible et le champ magnétique irrégulier. Il possède la même extension radiale mais est beaucoup plus épais puisque  $|z_h| \leq 3$  kpc et joue le rôle d'un réservoir, une zone de confinement.

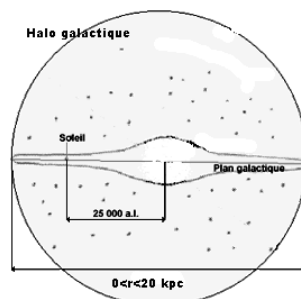


FIG. 3.12 – Représentation schématique des deux régions composant notre Galaxie, la partie centrale représente le disque.

Les particules passent environ 90% de leur temps à dériver paresseusement dans le halo. Les 10% restant sont dépensés en diffusion dans le milieu interstellaire plus dense du plan Galactique où finalement nous le détectons.

### 3.5.3 Production d'anti-hélium

Cette étude rend compte d'une production d' ${}^3\bar{H}e/p$  qui ne dépasse pas  $\sim 4 \times 10^{-13}$  en fonction de l'impulsion, voir figure 3.13. Et même en acceptant une erreur d'un facteur

<sup>17</sup>Et cela en accord avec la référence [20].

deux dans notre raisonnement, nous devons conclure qu'un détecteur comme AMS02 serait incapable de détecter un seul noyau d'anti-hélium produit dans notre Galaxie.

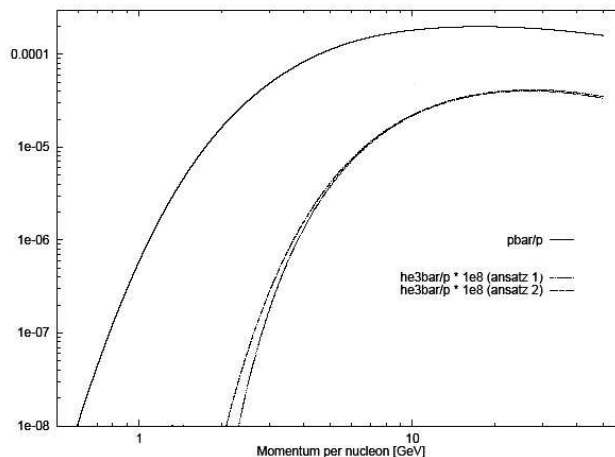


FIG. 3.13 – Estimation pour le rayonnement cosmique. Flux d'anti-hélium calculé rapporté au flux d'antiprotons en fonction de l'impulsion par nucléons. Les résultats ne tiennent pas compte des modulations solaires. Issu de [27].

Cela nous permet donc d'espérer que si AMS02 en décèle, ne fut-ce qu'en très petit nombre, ils seraient les témoins qu'une quantité non négligeable d'antimatière existe à l'état primaire (anti-objets) dans notre Univers. Notons cependant que le modèle utilisé ne tient compte que d'un seul mode de production de l'anti-hélium et ne considère pas la possibilité qu'un des antiprotons forme un anti-hélium avec un des protons du gaz interstellaire ou s'annihile simplement avec un de ces protons. De même, les résultats ne sont pas affectés par les modulations solaires qui, suivant l'intensité de l'activité solaire, diminueraient le maximum d'impulsion de quelques GeV.

### 3.5.4 Détection

Les résultats de la recherche d'anti-hélium par AMS01 sont résumés dans la figure 3.14 qui donne le nombre d'événements détectés en fonction de la rigidité<sup>18</sup>. Un nombre total de  $2,86 \times 10^6$  He de rigidité ne dépassant pas 140 GV ont été détectés contre aucun anti-hélium. Il est possible d'estimer le nombre d'événements anti-hélium attendus en fonction du nombre d'hélium détecté. En effet, nous considérons que les deux spectres, He et  $\bar{H}e$ , doivent avoir la même forme, le noyau et son antinoyau ne se différencient que par leurs trajectoires dans un champ magnétique. Alors, si  $N_{He}(R)$  est le nombre de noyaux hélium incidents de rigidité  $R$  le nombre de noyaux détectés,  $N'_{He}(R)$  est donné par la relation

$$N'_{He}(R) = \epsilon_{He}(R)N_{He}(R), \quad (3.24)$$

où  $\epsilon_{He}$  est l'efficacité du détecteur. Nous pouvons écrire une relation similaire pour les noyaux d'anti-hélium et dans l'intervalle de rigidité étudié,  $N'_{\bar{H}e}(R) = 0$  pour tout  $R$ . La limite supérieure au rapport des deux flux est donnée avec un niveau de confiance de 95% par

$$\frac{N_{\bar{H}e}(R)}{N_{He}(R)} < \frac{3}{N'_{He}(R)} \frac{\epsilon_{He}(R)}{\epsilon_{\bar{H}e}(R)}. \quad (3.25)$$

<sup>18</sup>Les résultats sont tirés de la référence [21].

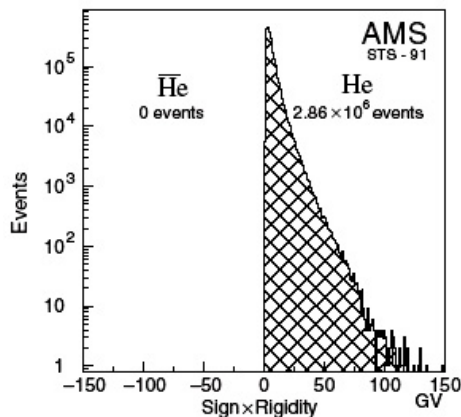


FIG. 3.14 – Nombre d'événements  $He$  et  $\bar{H}e$  en fonction de la rigidité du noyau. Résultats : Yu V. Galaktionov, *Antimatter in cosmic rays*.

La différence entre  $\epsilon_{\bar{H}e}(R)$  et  $\epsilon_{He}(R)$  est très faible, nous pouvons approximer ce facteur par  $un$  et obtenir ainsi une limite supérieure indépendante de l'efficacité du détecteur. Dans le cas présent, nous pouvons sommer sur les rigidités  $1 < R < 140$  GV, l'équation (3.25) donne alors

$$\frac{N_{\bar{H}e}}{N_{He}} < 1,1 \times 10^{-6} \quad (3.26)$$

Nous avons donc une borne supérieure quand à la possibilité de détection de noyaux d'anti-hélium. Cependant, si nous comparons cette limite et l'estimation pour le flux de noyaux d'anti-hélium de la figure 3.13, nous voyons que mesures et calculs sont compatibles bien qu'il ne semble pas y avoir de source d' $\bar{H}e$  autre que les processus de spallation.

Une telle quantité reste néanmoins très faible et présente des difficultés pour être détectée. Cependant, l'expérience AMS02 bientôt en orbite pour trois ans sur la Station Spatiale Internationale pourrait apporter de nouveaux résultats permettant de poser des contraintes sur la présence d'antimatière dans l'Univers.

### 3.6 Conclusion

L'existence d'antimatière à l'état primordial peut se manifester de deux manières, directe et indirecte.

**Indirect :** Par les traces lointaines d'annihilation matière-antimatière. L'étude du spectre  $\gamma$  galactique montre qu'il n'y a pas de trace évidente qui pourrait être compatible avec la présence d'antimatière.

**Direct :** Par la détection d'antiparticules dans le rayonnement cosmique. Dans ce cas, les données demandent une étude plus détaillée tenant compte de la propagation et des processus de spallation.

Les recherches, qui précèdent l'expérience AMS02, pour la détection d'antiparticules dans le rayonnement cosmique ne permettent pas vraiment de conclure vu les faibles abondances détectées. Les antiprotons semblent essentiellement produits lors de collisions avec le milieu interstellaire et constituent plutôt un test de nos modèles de propagation. La détection d'antinoyaux comme l'anti-hélium peuvent constituer une preuve pertinente de la présence



d'antimatière primordiale et est le sujet d'expériences à venir. A titre indicatif, il est possible de calculer la limite à la détection d'antinoyaux, les dernières améliorations<sup>19</sup> amenées par l'expérience AMS01 la fixent à

$$\frac{N(-6 \leq Z < -2)}{N(6 \geq Z > 2)} < 2,9 \times 10^{-5}, \quad (3.27)$$

pour des rigidités comprises entre 1 GV et 140 GV. Les chiffres à nouveau demandent des détecteurs précis et des statistiques grandes.

La recherche de l'antimatière reste donc un projet en cours même si les preuves accumulées semblent confirmer de plus en plus certainement son absence à l'état primordial.

---

<sup>19</sup>Voir référence [28].

## Chapitre 4

# Modèle de cascade intranucléaire pour le système antinoyau/noyau

### 4.1 Motivation

La détection directe des antinoyaux semble poser quelques problèmes ainsi que nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Cependant, il est possible que la détection de gerbes dues à l'interaction d'un antinoyau avec l'atmosphère soit finalement plus aisée. Evidemment, pour que l'on puisse identifier l'antinoyau par la gerbe qu'il produit, il faut avoir une idée des caractéristiques de la gerbe, et tout au moins de l'interaction antinoyau-noyau. C'est ce qui a motivé l'étude, modeste mais originale, présentée dans ce chapitre. Il s'agit d'une modélisation de la collision antinoyau/noyau.

### 4.2 Cascade intranucléaire

Lorsque le rayonnement cosmique pénètre dans l'atmosphère de la Terre, les particules qui le constituent interagissent fortement avec le milieu. Ces processus de *cascade* donnent alors naissance à de nombreuses particules secondaires qui sont détectées au niveau du sol en même temps que les restes de la composante primordiale. Il est donc intéressant de développer des modèles décrivant les processus de spallation dans l'atmosphère afin de pouvoir différencier les noyaux primordiaux de ceux qui sont issus des collisions. Dans l'hypothèse où le rayonnement cosmique contient des antinoyaux, nous devons donc étudier les collisions typiques antinoyau/noyau dans l'atmosphère terrestre. L'étude est basée sur un modèle de cascade intranucléaire développé à Liège.

A partir de ce programme déjà conçu, nous avons étudié différents scénarii de collisions hypothétiques entre un antinoyau qui pourrait, par exemple, appartenir au rayonnement cosmique et un noyau de l'atmosphère. Nous décrirons donc d'abord le modèle utilisé puis donnerons les résultats produits pour une collision impliquant un antinoyau et un noyau d'oxygène puisque c'est un noyau représentatif de l'atmosphère.

### 4.3 Le modèle de cascade intranucléaire

En fait, le modèle utilisé est une extension du modèle de cascade intranucléaire (INC) pour l'annihilation des antiprotons sur les noyaux atomiques développé à Liège<sup>1</sup>, ou mieux du

---

<sup>1</sup>Voir [35] pour une revue et les références antérieures.

modèle INC spécialement construit pour l'interaction d'antidéutons avec les noyaux, contenu dans la référence [34]. Suit une description générale du modèle.

Un modèle de cascade intranucléaire décrit une réaction nucléaire par une succession de collisions binaires hadron-hadron. Il s'agit d'un modèle de simulation, où la suite des collisions est générée à partir de conditions initiales à préciser et considérant une dynamique (semi-)classique. Ces conditions initiales doivent être compatibles avec ce que nous savons des noyaux atomiques : la forme approximative de la distribution des nucléons dans l'espace de configuration et dans l'espace des impulsions. En général, nous échantillons cette distribution, c'est-à-dire que nous générons un certain nombre de réalisations possibles de l'état initial (valeurs des coordonnées et des impulsions des nucléons en concordance avec la loi de distribution), et nous faisons évoluer dans le temps chacune des réalisations. Nous élaborons ainsi un certain nombre de *runs* et nous calculons les observables par une moyenne d'ensemble sur les runs. Plus de détails sont fournis dans la description du modèle INC pour antinoyau-noyau décrit dans la suite.

### 4.3.1 Génération des conditions initiales

Au début d'un run, la position des nucléons (ou antinucléons) est choisie au hasard, tant pour l'antinoyau que pour le noyau dans leurs référentiels respectifs, et cela en conformité avec une distribution de densité trapézoïdale. Cette dernière est choisie pour la simplicité de sa génération, ménageant néanmoins la présence d'une surface diffuse. L'impulsion des nucléons (ou antinucléons) est choisie au hasard dans une sphère de rayon  $p_F$ , représentant la mer de Fermi. Bien sûr, il n'est fait aucune différence entre la distribution d'un noyau et celle de l'antinoyau correspondant.

L'antinoyau, par simplicité nous le considérons toujours comme le système incident, est positionné *en face* du noyau et dans le référentiel de ce dernier, avec la vitesse correspondant à l'énergie cinétique incidente. Plus précisément, l'antinoyau est placé *sur le côté* à une distance  $b$  qui correspond au paramètre d'impact et situé de telle façon que les bords externes du noyau et de l'antinoyau se touchent. Encore plus précisément, le centre du noyau est placé à l'origine des coordonnées (dans le référentiel du noyau) et le centre de l'antinoyau est situé en  $(b, 0, \sqrt{(R_{1s} + R_{2s})^2 - b^2})$ , où  $R_{1s}$  et  $R_{2s}$  sont les rayons extérieurs de l'antinoyau et du noyau, respectivement. Il est *boosté* avec la vitesse initiale nominale. La direction  $z$  est donc la direction incidente et la plan  $y = 0$  est le plan de la réaction. Cette configuration est décrite dans la figure 4.1.

### 4.3.2 Génération de la collision

Les nucléons, et le terme est utilisé ici génériquement pour nucléons ou antinucléons, sont mis en mouvement et sont supposés suivre des trajectoires rectilignes. Cela jusqu'à ce que deux d'entre eux atteignent leur distance minimum d'approche  $d_{min}$ . Si celle-ci est suffisamment petite, c'est-à-dire si

$$d_{min} \leq \sqrt{\sigma_{tot}(\sqrt{s})/\pi}, \quad (4.1)$$

où  $\sigma_{tot}$  est la section efficace totale pour la paire de particules en question (à l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$ ), les nucléons sont forcés de diffuser. Leurs impulsions finales sont choisies au hasard, mais en respectant la conservation de l'énergie-impulsion et en accord avec la distribution angulaire expérimentale. En pratique, les impulsions initiales sont transformées dans le centre de masse de la paire en collision. Il suffit alors de générer l'angle polaire de

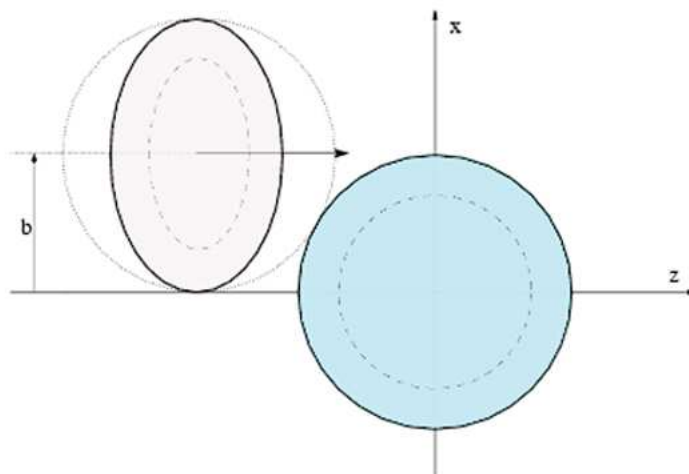


FIG. 4.1 – Représentation schématique de la configuration initiale avant collision, dans le référentiel attaché au noyau. L'effet de la contraction de Lorentz sur l'antinoyau incident est visible.

diffusion suivant une loi de probabilité représentant la distribution angulaire dans le centre de masse et l'angle azimutal au hasard entre 0 et  $2\pi$  (la conservation de l'énergie impose une valeur fixée des impulsions finales) et de retransformer les vecteurs impulsion finaux dans le référentiel initial. Si la condition (4.1) n'est pas vérifiée, les impulsions des nucléons ne sont pas modifiées. Dans les deux cas, le mouvement rectiligne uniforme des nucléons est repris jusqu'à une nouvelle *rencontre* entre deux nucléons. La procédure est répétée jusqu'à un temps maximum, défini en entrée, qui doit être choisi comme le temps moyen marquant la fin des collisions. Généralement, le nombre moyen des collisions croît et finit par se stabiliser. Il faut donc choisir le temps maximum comme au moins aussi grand que le temps marquant le début de la stabilisation.

En fait, les collisions peuvent être élastiques ou inélastiques. Dans le dernier cas, des particules autres que les nucléons peuvent être créées. Si plusieurs voies sont possibles lors d'une collision, une voie est sélectionnée en tirant un nombre au hasard et en le comparant avec les probabilités relatives, données par les diverses sections efficaces de réaction. La méthode est illustrée schématiquement dans la figure 4.2, pour le cas d'une collision proton-noyau.

Les collisions sont sujettes au blocage de Pauli. Même si la relation (4.1) est vérifiée, une collision peut être rejetée si l'espace de phase autour des nucléons dans l'état final présumé est occupé et nous tenons compte ainsi du principe d'exclusion. Plus précisément, la collision potentielle est acceptée avec une probabilité  $P = (1 - f_1)(1 - f_2)$ , où les  $f_i$  sont les taux d'occupation de l'espace de phase autour de la position finale supputée des nucléons dans cet espace. Ils sont calculés en sommant les nucléons identiques dans une hyperboule autour de cette position :

$$f_i = \frac{1}{2} \frac{(2\pi\hbar)^3}{\frac{4\pi}{3} r_{BL}^3 \frac{4\pi}{3} p_{BL}^3} \sum_{k \neq i} \theta(r_{BL} - |\vec{r}_k - \vec{r}_i|) \theta(p_{BL} - |\vec{p}_k - \vec{p}_i|), \quad (4.2)$$

où la somme est limitée aux particules  $k$  identiques à  $i$  et où  $\theta(x)$  est la fonction de Heaviside. Le facteur 1/2 est introduit parce que les composantes de spin sont ignorées. Le

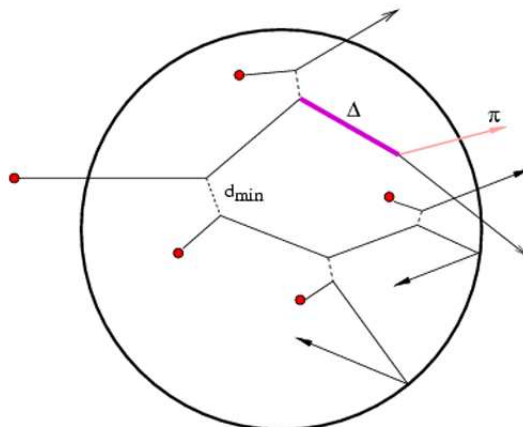


FIG. 4.2 – Représentation schématique du modèle de cascade intranucléaire pour l'interaction nucléon-noyau. Les points rouges indiquent les positions initiales des nucléons.

blocage de Pauli n'est pas appliqué aux  $\Delta$ . Par contre il est appliqué aux nucléons issus de la désintégration des  $\Delta$ .

Les nucléons sont supposés ne pas subir l'action d'un champ (potentiel) moyen. Ceci est sans doute légitime étant donné la violence des événements contenant des annihilations. Cependant, pour éviter l'*expansion* des noyaux, le mouvement de Fermi des nucléons spectateurs est gelé : en d'autres termes, au début les spectateurs sont immobiles dans le centre de masse du noyau auquel ils appartiennent. Par définition, un spectateur est un nucléon qui n'a pas encore fait une collision. Au moment de la première collision, le mouvement de Fermi d'un nucléon spectateur est restauré et celui-ci est promu en nucléon participant.

### 4.3.3 Type de particules

Au départ, le système ne comprend que des nucléons et des antinucléons. Neutrons et protons ne sont pas distingués. Il en va de même pour les antiparticules. Lors d'annihilations antinucléon-nucléon ( $\bar{N} - N$ ), des pions sont produits. Les pions peuvent interagir avec les (anti)nucléons pour produire des (anti)deltas. Ce sont les particules considérées dans ce modèle.

### 4.3.4 Etat final

La description de l'état final reprend la position et l'impulsion des particules présentes. Toutefois, pour mieux rendre compte de l'état asymptotique, les particules  $\Delta$  survivantes sont forcées à se décomposer en pions et nucléons. Une sous-routine de percolation peut générer des *clusters* de nucléons quand ceux-ci sont très proches les uns des autres. Cette possibilité n'est pas utilisée ici.

## 4.4 Les ingrédients principaux du modèle

L'état initial est décrit par les nombres de masse et de charge des noyaux et antinoyaux, par les rayons internes et externes des distributions (trapezoïdales) représentant les densités nucléaires et par l'impulsion de Fermi. Celle-ci est fixée à 270 MeV/c, en accord avec la

phénoménologie.

Les réactions suivantes, au sens général et incluant les désintégrations, sont intégrées au programme :

$$NN \rightarrow NN, N\Delta, \quad (4.3)$$

$$\pi N \rightarrow \Delta, \pi N, \pi\pi N, \quad (4.4)$$

$$\Delta \rightarrow \pi N, \quad (4.5)$$

$$\Delta N \rightarrow \Delta N, NN, \quad (4.6)$$

la même liste avec les antiparticules,

$$\bar{N}N \rightarrow \bar{N}N, n\pi, \quad (4.7)$$

$$\bar{\Delta}N \rightarrow \bar{\Delta}N, \bar{N}N, n\pi, \quad (4.8)$$

$$\Delta\bar{N} \rightarrow \Delta\bar{N}, \bar{N}N, n\pi, \quad (4.9)$$

où  $n\pi$  signifie une annihilation en  $n$  ( $\geq 2$ ) pions.

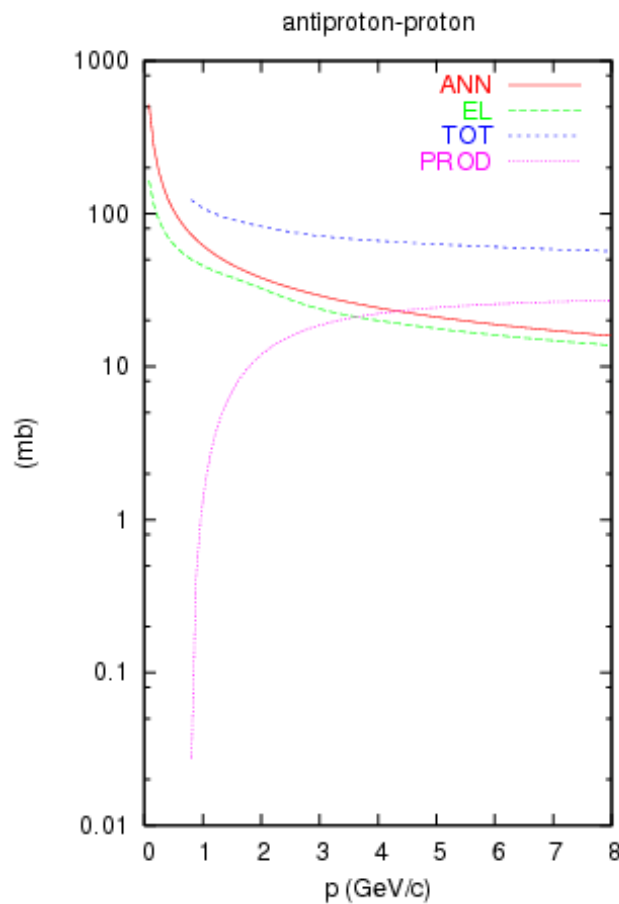


FIG. 4.3 – Sections efficaces antiproton-proton. D'après la réf.[37].

Nous donnons maintenant les sections efficaces pour les diverses réactions, généralement sous formes paramétriques, qui, quoiqu'assez simples, rendent bien compte des mesures

expérimentales. Les sections efficaces  $\bar{N}N$  élastique et d'annihilation sont tirées de la référence [37] :

$$\sigma_{EL} = 42.3 p^{-0.54} + 4.3 \exp[-(p - 1.5)^2], \quad (4.10)$$

$$\sigma_{ANN} = \frac{24}{p^{1.1}} + \frac{38}{p^{0.5}}. \quad (4.11)$$

Ces sections efficaces sont données en mb si  $p$  qui représente l'impulsion incidente de l'anti-nucléon dans le système au repos du nucléon est exprimée en GeV/c. Elles sont représentées dans la figure 4.3. Le modèle d'annihilation est décrit dans la référence [37]. Le nombre  $n$  de pions produits résulte d'une loi Gaussienne avec les valeurs moyennes et de variance satisfaisant :

$$\langle n \rangle = 2.65 + 4.10 \log_{10} s, \quad (4.12)$$

$$\frac{\sigma^2}{\langle n \rangle} = 0.174 s^{0.20}, \quad (4.13)$$

où  $s$  est l'énergie dans le centre de masse. Les impulsions des  $n$  pions produits sont supposées suivre la loi du peuplement uniforme de l'espace de phase, à savoir que la probabilité d'avoir l'impulsion de la particule 1 dans un élément  $d^3\vec{p}_1$  autour de  $\vec{p}_1$ , l'impulsion de la particule 2 dans un élément  $d^3\vec{p}_2$  autour de  $\vec{p}_2$ , est donnée par :

$$\frac{dN}{d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2 \dots d^3\vec{p}_n} = C \delta\left(\sum_i^n \vec{p}_i\right) \delta\left(\sum_i^n \varepsilon_i - \sqrt{s}\right), \quad (4.14)$$

où  $C$  est une constante de normalisation et où  $\varepsilon_i$  est l'énergie totale de la particule  $i$ . En pratique, les impulsions sont générées numériquement par un procédé dit de Metropolis [38].

Les nucléons interagissent, soit élastiquement, soit inélastiquement. Les sections efficaces sont assez bien connues. Une paramétrisation adéquate des sections efficaces et des distributions angulaires est contenue dans la référence [40]. Dans le présent modèle, la diffusion inélastique conduit à la création d'une résonance  $\Delta$ . Cette dernière est dotée d'une masse  $M$  et d'un temps de vie  $\tau$  propre (donné dans son référentiel). La première quantité est tirée au hasard dans une Lorentzienne :

$$f(M) = \frac{A}{(M - M_0)^2 + (\Gamma_0/2)^2}, \quad (4.15)$$

où  $M_0=1232$  MeV et  $\Gamma_0=110$  MeV sont la masse centrale et la largeur de la résonance  $\Delta$ . Le tirage n'est cependant accepté que si  $M \geq m_N + m_\pi$  et que si la production d'une telle masse est énergétiquement possible ( $\sqrt{s} \geq m_N + M$ ), sinon un nouveau tirage est effectué. Le temps de vie propre du  $\Delta$  ainsi produit est tiré aléatoirement dans une distribution exponentielle avec une moyenne égale à  $\hbar/\Gamma_0$ . Au bout d'un tel temps, il est forcé à se désintégrer isotropiquement (dans son c.m.) en un pion et un nucléon.

Les pions et les nucléons interagissent au travers des sections efficaces suivantes. Pour des énergies dans le centre de masse inférieures à 1320 MeV, la diffusion est essentiellement élastique. La section efficace  $\pi^+p$  (exprimée en mb) est donnée assez précisément par l'expression :

$$\sigma_{\pi^+p} = 326.5 \frac{q^3}{q^3 + q_0^3} \frac{1}{1 + \left(\frac{\sqrt{s} - M_0}{\Gamma_0/2}\right)^2}, \quad (4.16)$$

où  $q$  est l'impulsion dans le centre de masse

$$q = \sqrt{\frac{(s - (m_N + m_\pi)^2)(s - (m_N - m_\pi)^2)}{4s}}, \quad (4.17)$$

et où  $q_0=0.18$  GeV/c. Les sections efficaces pour les autres états de charge se déduisent aisément par des relations de Clebsch-Gordan, puisque le système est dans un état d'isospin  $3/2$ . La moyenne sur les états de charge utilisée ici, correspond à  $3/5 \sigma_{\pi+p}$ . La diffusion élastique est cependant modélisée en deux temps : un  $\Delta$  est formé avec la masse nominale (l'énergie dans la c.m.) avec un temps vie comme ci-dessus. Plus tard, il peut donc se désintégrer et rendre un nucléon et un pion. Cependant, dans l'environnement nucléaire, il peut aussi disparaître par réaction



En-dessous de 1117 MeV dans le centre de masse, le pion peut être absorbé sur 2 nucléons. Dans ce cas, nous cherchons le nucléon qui est le plus proche du pion, après le nucléon candidat à la collision binaire. Si la distance du pion au centre de masse de ces deux nucléons se compare favorablement à la section efficace d'absorption sur deux nucléons (prise égale à 10 mb, en accord avec les données expérimentales de  $\pi + d \rightarrow pp$  en-dessous la résonance [43]), l'énergie et l'impulsion sont partagées par les deux nucléons, sinon le test ordinaire pour la collision binaire est effectué.

Au-dessus de 1320 MeV, la voie inélastique



est ouverte. Elle est modélisée en supposant que l'espace de phase est uniformément accessible, c'est-à-dire que les impulsions finales sont régies par une loi telle que (4.14). Les sections efficaces utilisées sont données dans la figure 4.4.

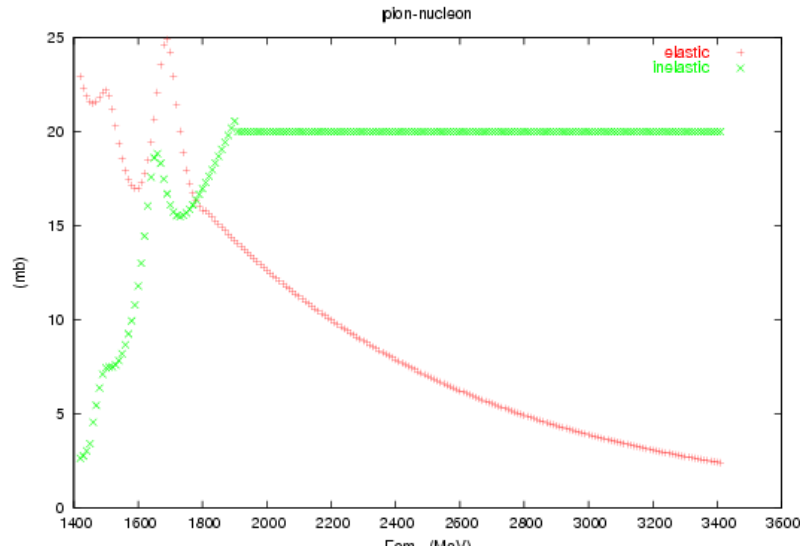


FIG. 4.4 – Sections efficaces pion-nucléon utilisées au-dessus de 1400 MeV c.m.



#### 4.4.1 Hypothèses et simplifications

Nous faisons maintenant une critique *a priori* des hypothèses, ou simplifications principales, introduites dans les interactions.

La première consiste en l'indépendance de charge. En ce qui concerne le système  $\bar{N}N$ , ceci n'a pas beaucoup de conséquences. En effet, les longueurs de diffusion (parties imaginaires de la diffusion)  $\bar{p}p$  et  $\bar{n}p$  sont à peu près les mêmes, les sections efficaces  $\bar{p}p$  et  $\bar{n}p$  sont semblables, ainsi que les sections efficaces  $\bar{p}$ -noyau et  $\bar{n}$ -noyau [43]. L'hypothèse d'indépendance de charge est un peu plus critique en ce qui concerne les sections efficaces  $NN$ . La diffusion élastique  $np$  est assez différente de la diffusion élastique  $pp$ , surtout à basse énergie ( $< 200$  MeV). Pour la diffusion inélastique, la section efficace  $np$  est typiquement 30 à 50% plus petite que la section efficace  $pp$ . Cependant, ces effets sont largement atténués pour des systèmes symétriques (autant de protons que de neutrons) ou pas trop asymétriques, pour lesquels l'utilisation de sections efficaces moyennées sur les états de charge, comme adoptées ici, sont sans doute largement suffisantes. L'expérience des collisions entre ions lourds plaide en cette faveur [44]. De plus, nous n'avons inclus que les nucléons, les pions et les  $\Delta$ . En  $NN$  aussi bien qu'en  $\bar{N}N$ , ceci n'est pas vraiment une limitation tant qu'on ne va pas au-delà de 10 GeV/nucléon. La production de kaons ou autres résonances baryoniques est un phénomène secondaire.

Cependant, nous avons négligé les interactions entre pions. Bien que le nombre de ceux-ci peut être grand, les effets sont peut-être limités, car la diffusion est essentiellement élastique. Ces sections efficaces sont mal connues, mais le problème technique le plus important est celui de l'amplification de Bose-Einstein : la probabilité de réaction *ordinaire*, c'est-à-dire estimée à partir de la section efficace libre, doit être multipliée par un facteur  $(1 + f_1)(1 + f_2)$ , où les  $f_i$  sont les taux d'occupation de l'espace de phase autour des pions en collision. Il n'y a pas de méthode consistante pour simuler cette amplification de Bose-Einstein par des moyens semi-classiques. A l'inverse du cas des fermions, la comparaison de la distance minimum d'approche avec la section efficace (voir équation (4.1)) n'est pas très significative, puisque la collision peut être rendue plus probable par les taux d'occupation de l'espace de phase, qui ne sont connus qu'une fois l'état final déterminé. Pour les fermions, la collision est rendue *moins* probable par les taux d'occupation, ce qui peut être facilement simulé par l'application d'un choix aléatoire de rejeter la collision.

#### 4.4.2 Le programme

Les données (input) du programme sont constituées des *cartes* suivantes :

1. Un titre.
2. Le nom du fichier *hbook* où sont stockés les résultats des *runs*.
3. IA1,IZ1,R01,ADIFF1 : les nombres de masse et de charge (en valeur absolue) du projectile antinoyau, ainsi le paramètre de rayon et la diffusivité. Les rayons internes et externes de la distribution de densité sont donnés par  $R1M = R01^{**}(0.333333*IA1) - 2.2*ADIFF1$  et  $R1S = R01^{**}(0.333333*IA1) + 2.2*ADIFF1$ .
4. IA2,IZ2,R02,ADIFF2 : idem pour le noyau cible.
5. TLAB=énergie incidente par nucléon (en MeV).
6. K1,K2,K3,K4,K5,K6,K7,K8,K9, une série d'options que l'on peut modifier :
  - K1 : 4, référentiel de calcul= référentiel du centre de masse ; 5, référentiel du noyau cible (pas d'autre choix dans ce programme)
  - K2 : 0, cinématique relativiste (pas d'autre choix dans ce programme)

- K3 : 0, production de Deltas ; 1, pas de production
  - K4 : suppose K3=0 et contrôle la durée de vie du Delta : nulle pour K4=0, infinie pour K4=1 et stochastique avec une distribution exponentielle pour K4=2
  - K5 : 0, pas de diffusion élastique des Deltas (par les nucléons ou les Deltas) ; 1, les sections efficaces élastiques Delta-Delta et Delta-nucléon sont prises égales à la section efficace élastique nucléon-nucléon à la même énergie dans le centre de masse
  - K6 : utilisé pour l’affichage sur l’écran (unit 6)
  - K7 : 0, blocage de Pauli ; 1, pas de blocage de Pauli
  - K8 : 0, une procédure de percolation est appliquée à la fin pour générer des clusters ; 1, pas de procédure
  - K9 : 0, utilisation des sections efficaces nominales ; 1, possibilité d’utiliser des facteurs multiplicatifs pour certaines sections efficaces
  - valeurs standard recommandées pour antinoyau-noyau : 5 0 0 2 1 0 0 1 0
7. RBL, PBL : rayons (dans l’espace r et l’espace p) de l’hyperboule utilisée pour évaluer le taux d’occupation dans l’espace de phase et les bloqueurs de Pauli (uniquement si K7=0) : les valeurs recommandées sont 2 fm et 200 MeV/c respectivement.
  8. B : le paramètre d’impact en fm.
  9. NRUN : le nombre de runs.
  10. NTM : le nombre de temps auxquels les positions et impulsions intermédiaires sont stockées.
  11. La valeur de ces NTM temps en fm/c.

Les résultats du programme, particules et coordonnées finales, sont écrits pour chaque runs dans un fichier *hbook* qui peut être exploité off-line par le package PAW++ du CERN pour générer des histogrammes et graphiques.

## 4.5 Résultats

A l’aide du programme créé, nous produisons différentes collisions en faisant varier l’énergie et le paramètre d’impact de l’antinoyau incident. A partir des résultats, deux sortes d’études sont possibles. Soit nous observons uniquement les produits de la réaction c’est-à-dire le nombre de particules et d’antiparticules produites après un temps<sup>2</sup> défini, soit nous observons la collision pas-à-pas en étudiant la distribution des différentes particules du système au cours du temps.

### 4.5.1 Nombre de pions créés

Dans cette première approche nous n’observons que le nombre de pions produits par la collision sans nous intéresser au processus et de même pour le nombre d’annihilations nucléons/antinuéons. Nous avons donc utilisé le programme pour différentes énergies et paramètres d’impact  $b$  et ensuite porté sur un histogramme le nombre de fois, c’est-à-dire le nombre d’événements ou de runs, où nous observons un nombre  $x$  d’annihilations ou de pions produits. La collision étudiée est la rencontre entre oxygène et anti-oxygène ( $^{16}O/^{16}\bar{O}$ ).

Les résultats sont organisés en séries de paramètres d’impact :  $b=0, 1$  et  $2$  fermi. Pour chacune des séries, nous choisissons 6 valeurs d’énergie en sachant que la limite du modèle est située aux environs de 10 GeV par nucléon pour l’énergie de l’antinoyau incident. Dans le cas du rayonnement cosmique, les valeurs typiques et les plus intéressantes se situent aux environs

<sup>2</sup>L’unité de temps est le fm/c qui vaut  $1 \text{ fm/c} = 0,3 \times 10^{-23}$  seconde.

de 1 GeV/A. Le nombre d'événements est fixé à 10 000 runs, ce qui est une valeur raisonnable au niveau de la statistique et n'impose pas des temps de compilation trop long. Pour donner un exemple, la figure 4.5 compare les histogrammes obtenus pour 10 000 et 50 000 événements dans cas de la collision  $^{16}\text{O}/\bar{\text{O}}_{16}$ .

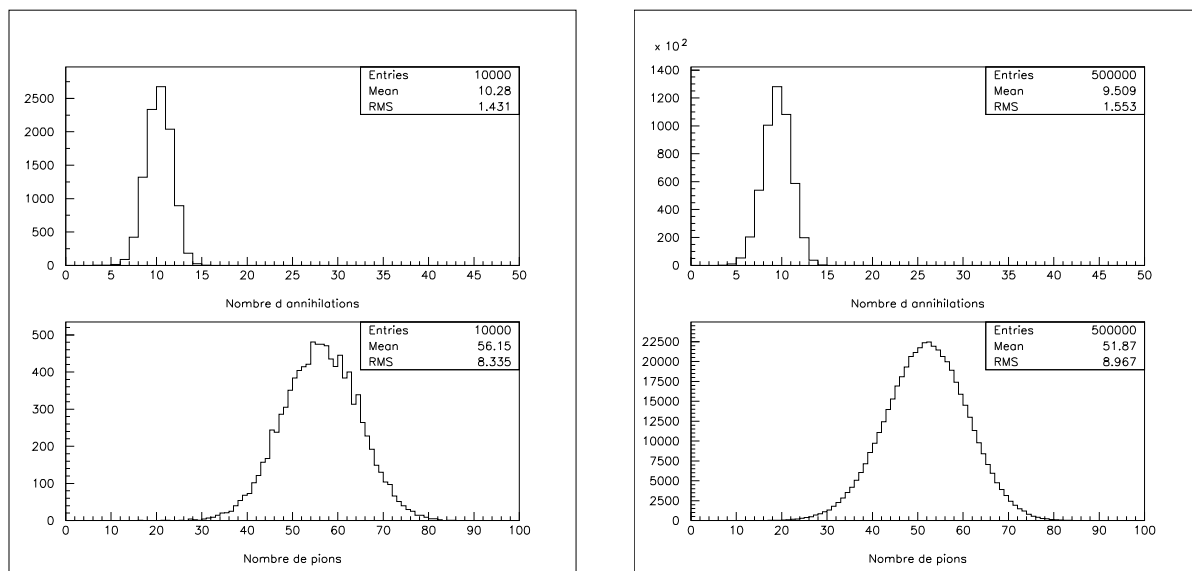


FIG. 4.5 – Comparaison entre les histogrammes obtenus si nous augmentons le nombre de runs. A gauche pour 10 000 événements et à droite pour 50 000 événements.

Nous pouvons remarquer qu'en augmentant le nombre d'événements *lisse* la courbe. La statistique est meilleure et nous reconnaissons la forme typique d'une gaussienne. Le nombre de pions le plus souvent produits est de l'ordre de 50 pions par collision. Pour un nombre d'événements fixe de 10 000 et une énergie de 1 GeV par antinucléon, nous obtenons pour les quatre paramètres d'impact choisis les histogrammes de la figure 4.6.

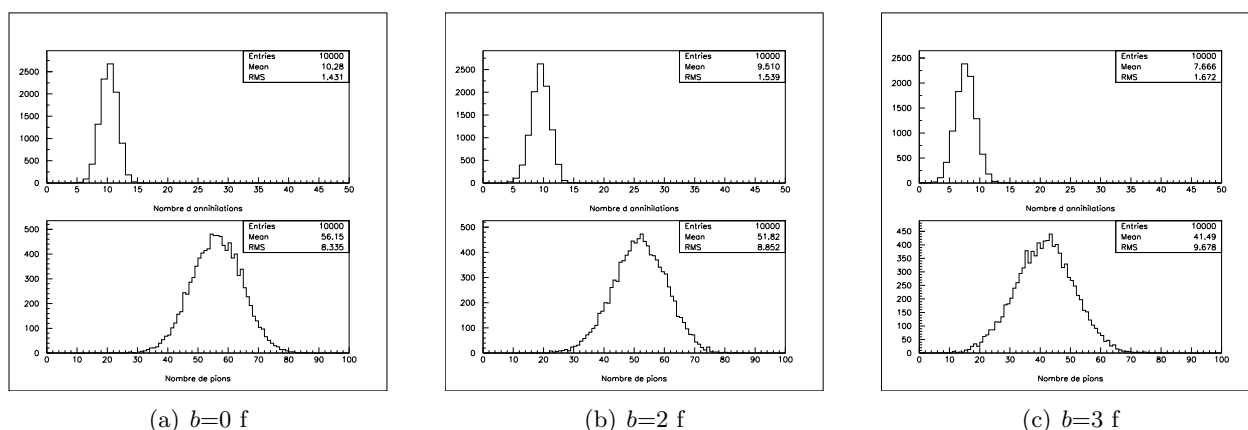


FIG. 4.6 – Histogrammes obtenus pour les trois paramètres d'impact choisis  $b=0, 1$  et  $2$  fm. L'énergie de l'antinucléon incident est de 1 GeV/A et le nombre d'événements fixé à 10 000.

Pour résumer les résultats obtenus dans les trois séries, nous plaçons dans le graphique récapitulatif 4.7 la valeur moyenne du nombre de pions obtenu en fonction de l'énergie de l'antinucléon incident.

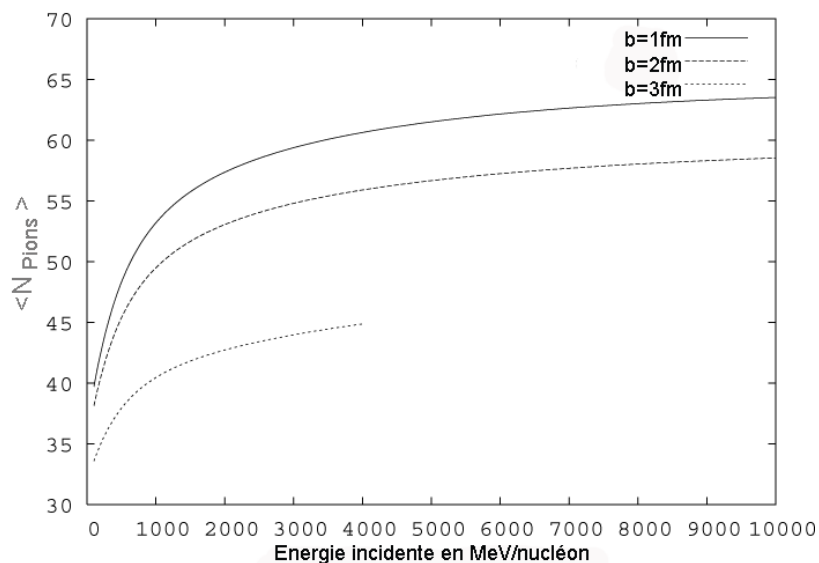


FIG. 4.7 – Nombre moyen de pions obtenu en fonction de l'énergie de l'antiproton incident.

Comme attendu, augmenter le paramètre d'impact diminue le nombre de pions produits et cela est parfaitement logique puisque la collision n'est plus frontale et que seuls quelques nucléons situés sur les bords extérieurs de la cible ou du projectile peuvent interagir. Nous remarquons par contre que pour des énergies incidentes de plus de 4000 MeV/A, le nombre de pions produits en moyenne n'augmente plus que lentement et cela quelque soit le paramètre d'impact. De la même manière, nous avons porté le nombre moyen d'annihilation en fonction de l'énergie sur le graphique 4.8.

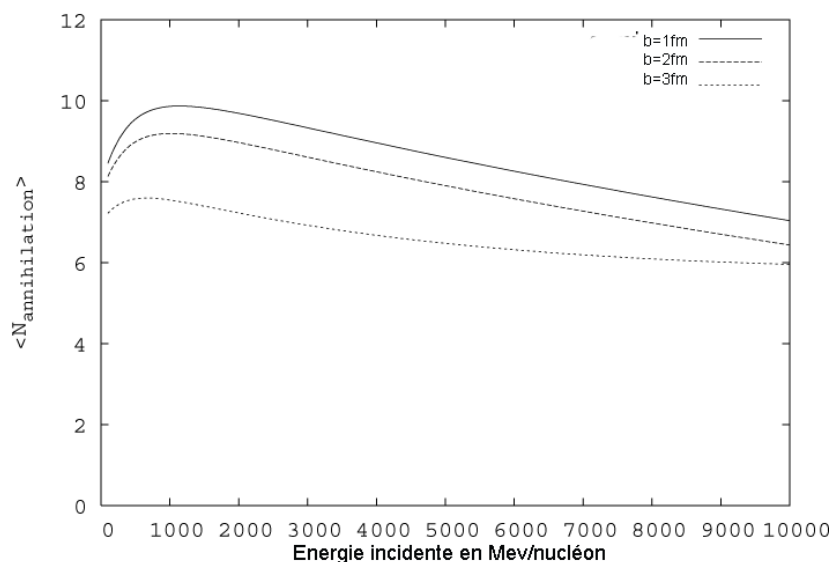


FIG. 4.8 – Nombre moyen de pions obtenus en fonction de l'énergie de l'antiproton incident.

Nous pouvons remarquer que le nombre d'annihilation est maximum aux environs de 1000 MeV puis diminue régulièrement comme attendu vu la forme des sections efficaces. Au maximum,

il y a environ 10 annihilations soit que 20 nucléons s'annihilent mutuellement dans le système qui contient 32 nucléons au total.

#### 4.5.2 Distribution des produits de la collision

A l'aide du même programme, nous réalisons une étude plus détaillée du processus de collision  $^{16}\text{O}/\bar{\text{O}}_{16}$ . Nous portons donc sur un graphique la distribution des particules et anti-particules produites en fonction du temps.

Les résultats obtenus pour la collision étudiée sont donnés par la série de graphique 4.9 et 4.10. Dans le référentiel de la cible, chaque ligne représente un temps  $t=4, 8, 12, 16, 20, 24, 28$  et  $32$  fm/c et dans l'ordre, nous pouvons voir la répartition dans l'espace des antinucléons incidents, des pions produits et des nucléons cibles. Le code de couleur donne la somme sur les runs de la densité de nucléon et de pions. Les intensités présentées sont relatives et le bleu représente la densité la plus élevée, le jaune la plus faible.

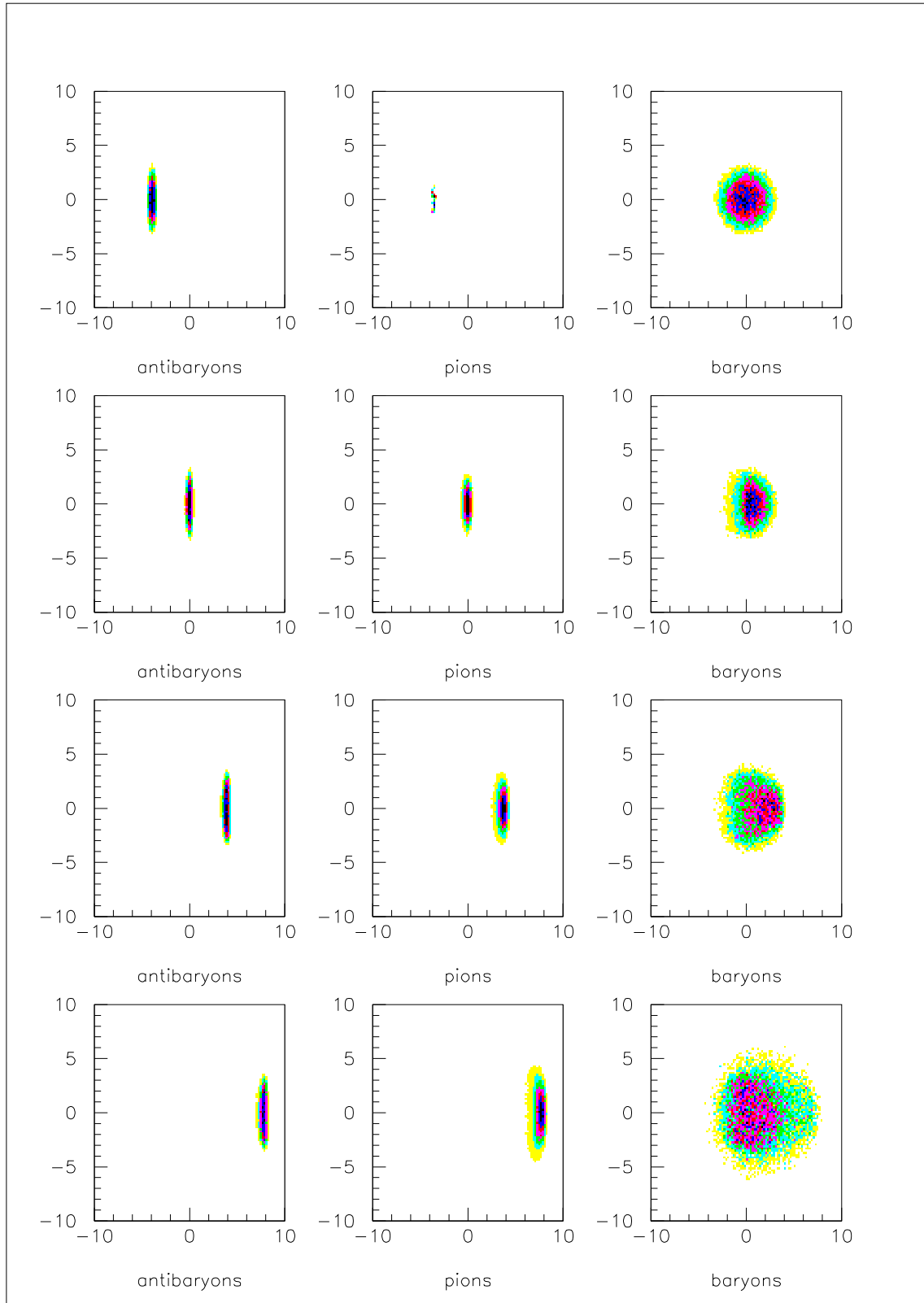


FIG. 4.9 – Répartition dans l'espace vue dans le référentiel de la cible pour les temps  $t=4, 8, 12$  et  $16$  fm/c. L'énergie de l'antinoceau incident est de  $5$  GeV/A et le paramètre d'impact de  $0$  fm.

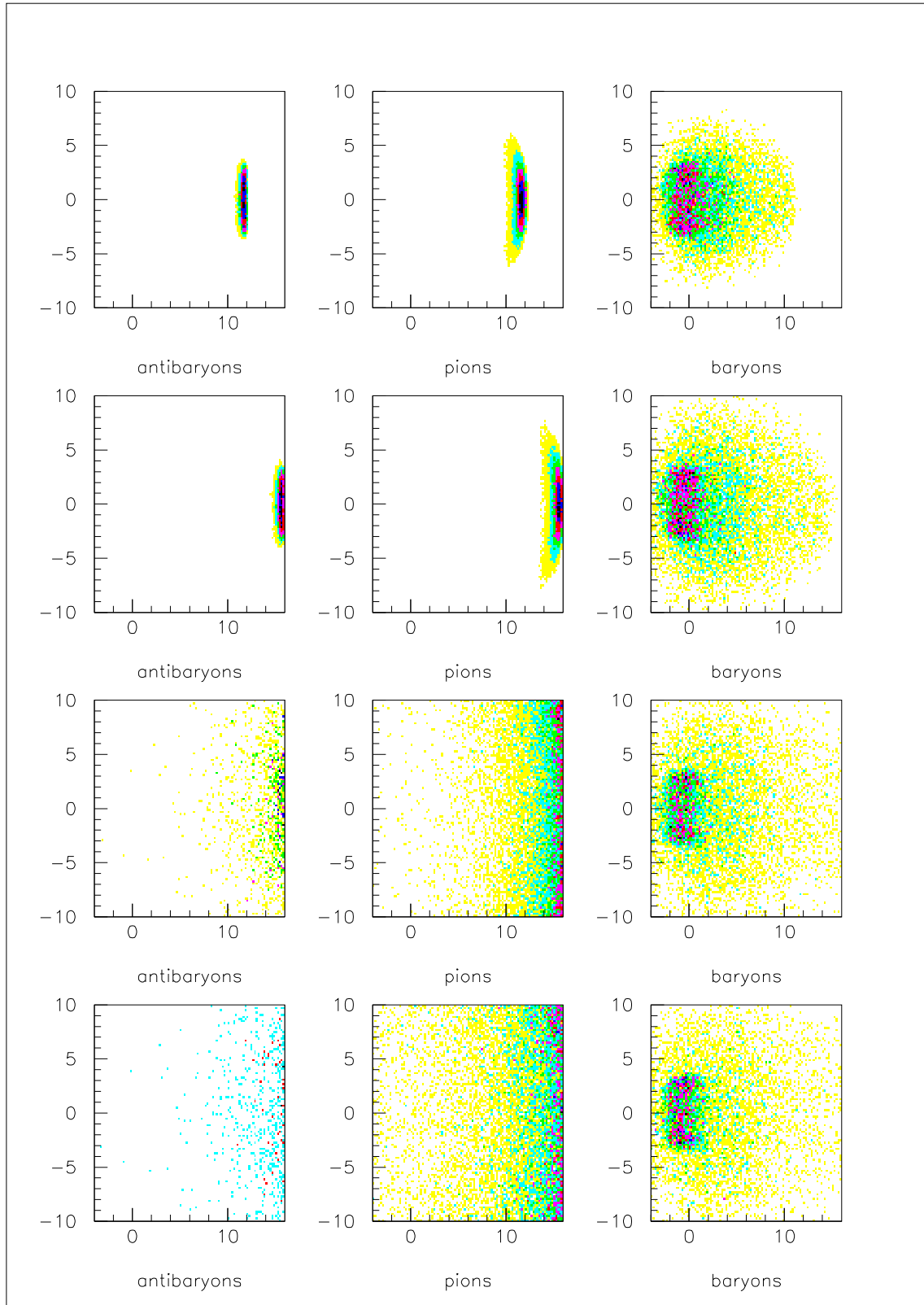


FIG. 4.10 – Répartition en rapidité vue dans le référentiel de la cible pour les temps  $t=20$ , 24, 28 et 32 fm/c. L'énergie de l'antinyon incident est de 1 GeV/A et le paramètre d'impact de 0 fm.

Sur la première figure de chaque ligne, nous observons une répartition spatiale *écrasée* dans sa longueur et comme discuté plus tôt, cela est dû à la contraction de Lorentz puisque l'antinoyau incident est vu dans le référentiel de la cible. Nous pouvons aussi remarquer qu'au cours du temps, les pions produits semblent se déplacer dans la même direction que l'antinoyau incident. Cet entraînement des pions n'est peut être qu'un artéfact issu de la modélisation et demande une étude plus poussée des mécanismes de la collision ainsi qu'une comparaison avec d'autres énergies incidentes.

### 4.5.3 Rapidité et invariance relativiste

Le programme nous permet aussi d'étudier la répartition en rapidité des particules et antiparticules du système lors de la collision. L'intérêt réside dans le fait que les rapidités s'additionnent simplement lorsque l'on passe d'un référentiel de Lorentz à l'autre, contrairement aux vitesses soumises à la loi d'addition des vitesses.

La rapidité d'une particule selon un axe  $z$  est définie par

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (4.20)$$

où  $E$  est l'énergie totale et  $p_z$  l'impulsion selon  $z$ . La rapidité est une quantité qui, au contraire de la vitesse, se transforme simplement dans une transformation de Lorentz. Soit  $y'$  et  $y$  les rapidités dans deux référentiels connectés par une transformation de Lorentz parallèle à l'axe des  $z$ . On a

$$y' = y + y_L, \quad (4.21)$$

où  $y_L$  est la rapidité associée à la transformation. Si  $\beta_L$  est la vitesse associée à la transformation de Lorentz, alors

$$y_L = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_L}{1 - \beta_L}. \quad (4.22)$$

Pour une particule se déplaçant dans la direction  $z$ , c'est la même relation qui relie sa rapidité et sa vitesse  $\beta$  :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta}. \quad (4.23)$$

La rapidité est en quelque sorte une vitesse additive. Pour  $\beta$  petit, on a bien sûr  $y \approx \beta$ . Quand la vitesse approche la vitesse de la lumière,  $y$  tend vers l'infini. En vertu de l'additivité des rapidités, une distribution de particules suivant leur rapidité est invariante de forme dans une transformation de Lorentz.

Le modèle INC n'est pas invariant de Lorentz : les résultats obtenus dans un référentiel ne sont pas équivalents à ceux obtenus dans un autre. Les distributions en rapidité ne sont donc pas simplement translatées en passant d'un référentiel à l'autre, comme elles devraient. La raison vient de ce que l'on décrit le processus à l'aide d'un seul temps, on a gardé la notion de simultanéité. On pourrait retrouver l'invariance de Lorentz en attachant un temps à chaque particule, selon le schéma donné par Schwinger[45], ce qui, numériquement, est très lourd. On peut aussi se rendre compte du fait que l'invariance de Lorentz n'est pas garantie parce que les quantités cruciales sont les distances minimum d'approche des paires de nucléons, qui constituent des distances entre deux particules à un instant donné dans un référentiel et ne sont donc pas des invariants de Lorentz. On peut penser, sur cette base, que les défauts d'invariance de Lorentz seront relativement faibles quand les mouvements seront lents ou quand les mouvements seront largement longitudinaux (les distances minimum d'approche sont dans ce dernier cas largement perpendiculaires et donc invariantes).



### Résultats en rapidité

Les résultats obtenus pour la distribution en rapidité lors d'une collision  $^{16}O/^{16}\bar{O}$  sont donnés par les figures 4.11 et 4.12. Comme dans le cas de la répartition spatiale et dans le référentiel du centre de masse, chaque ligne représente un temps  $t$  en fermi/sec et dans l'ordre, nous pouvons voir la répartition dans l'espace des antinucléons incidents, des pions produits et des nucléons cibles. Dans le cas montré ici, la collision est frontale ( $b=0$ ) et l'énergie de l'antinyau incident de 5 GeV par antinucléon.

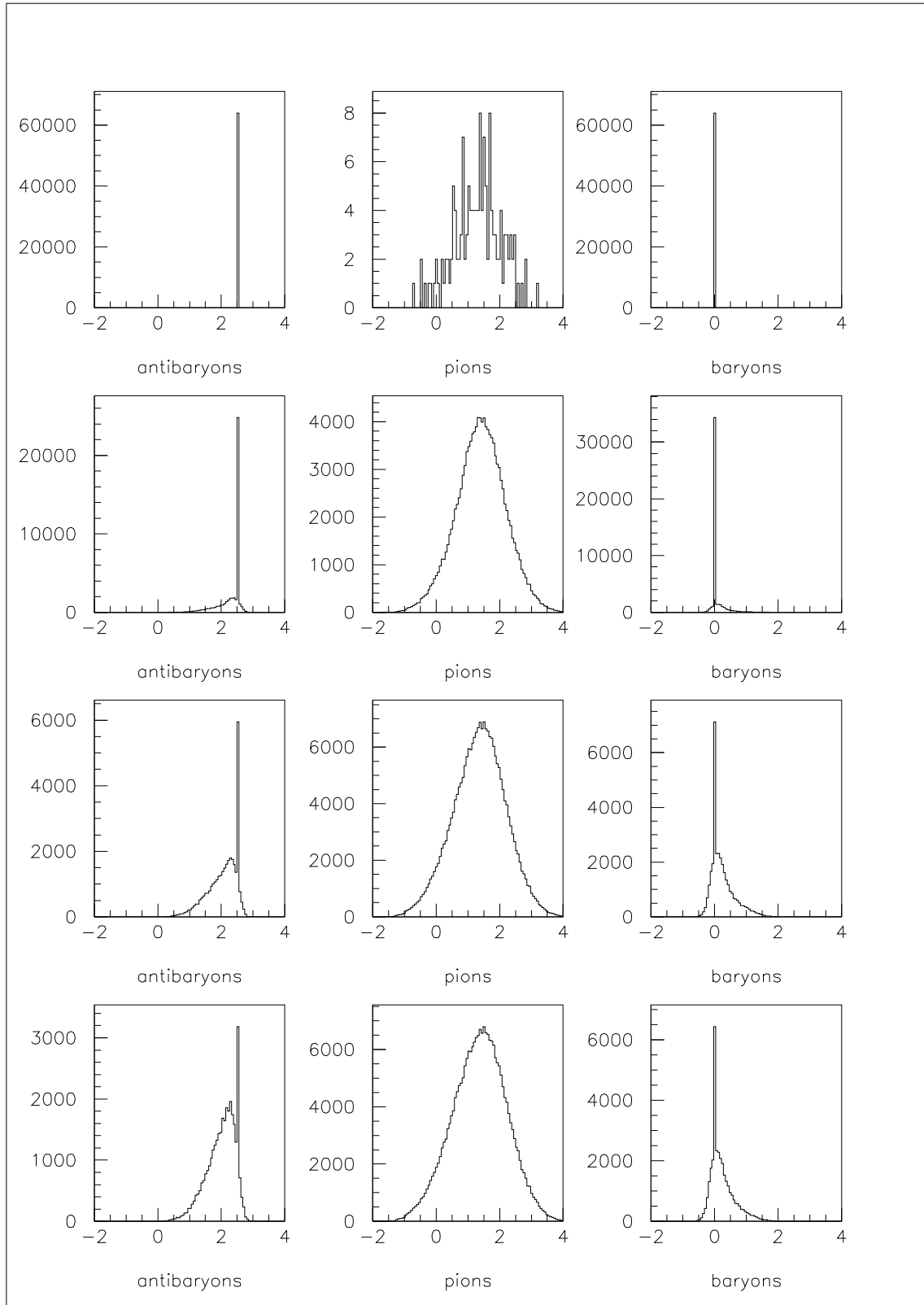


FIG. 4.11 – Répartition en rapidité vue dans le référentiel de la cible pour les temps  $t=4, 8, 12$  et  $16$  fm/c. L'énergie de l'antinoyau incident est de  $5$  GeV/A et le paramètre d'impact de  $0$  fm.

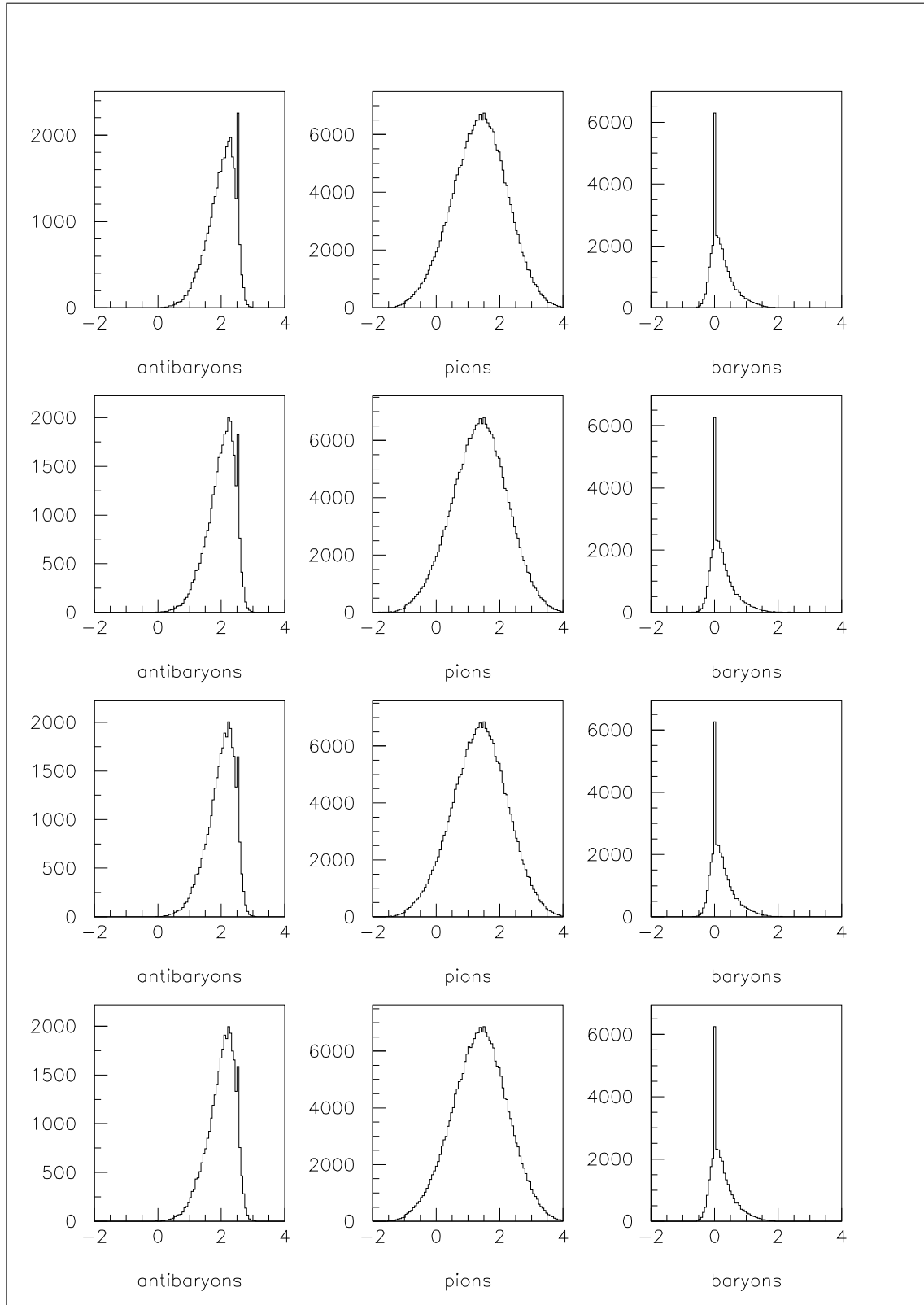


FIG. 4.12 – Répartition en rapidité vue dans le référentiel du centre de masse pour les temps  $t=20, 24, 28$  et  $32$  fm/c. L'énergie de l'antinyau incident est de  $5$  GeV/A et le paramètre d'impact de  $0$  fm.

Nous pouvons remarquer que l'antinoyau traverse le noyau, en perdant quelques (anti)nucléons, puisqu'il y a en moyenne 8 annihilations. Celles-ci génèrent un grand nombre de pions : 63 en moyenne, avec les pions éventuellement produits par les pions d'annihilation eux-mêmes. En dépit du grand nombre de pions, la pression générée par ceux-ci ne suffit pas à stopper l'antinoyau et à le tenir écarté du noyau par un effet Leidenfrost, une hypothèse émise de façon récurrente et basée sur les idées développées par H. Alfvén dans son livre *Worlds-Antiworlds* [46]. Les pions n'interagissent pas entre eux dans le modèle INC choisi ici. On peut donc se demander si ce résultat survivrait à l'introduction des collisions pion-pion. La section efficace est de l'ordre de 10-20 mb, ce qui n'est pas négligeable, mais elle est essentiellement élastique. Le libre parcours des pions (dans un gaz de pions, il faut souligner que l'interaction des pions avec les nucléons est de toute façon introduite ici) ne sera pas très petit vis-à-vis de la dimension du système. On ne s'attend donc pas à ce que l'introduction des collisions pion-pion change drastiquement les propriétés de transparence, bien que l'on manque d'intuition concernant l'effet d'amplification typique aux bosons.

Globalement, le même schéma se reproduit à basse énergie, même si la transparence mutuelle de l'antinoyau et du noyau est moins forte. Les pions ont en moyenne une rapidité intermédiaire bien que leur distribution soit très large. Ce schéma est d'ailleurs corroboré par la distribution en rapidité, qui montre très bien que les antinucléons survivants ont une rapidité positive et, en moyenne, plus grande que celle des nucléons.

### Autres résultats

Nous avons également étudié les collisions  $^{16}O/^{16}\bar{O}$  pour d'autres énergies incidentes et d'autres paramètres d'impact. Une étude similaire peut aussi être faite pour différents types de collisions.

Dans le cas présent, nous avons étudié la collision  $^{16}O/{}^4\bar{He}$  et cela essentiellement, parce que nous attendons plus de  ${}^4\bar{He}$  que d' $^{16}\bar{O}$  dans le rayonnement cosmique. Les résultats sont qualitativement similaires et c'est pourquoi nous ne donnons pas de figure ni de tableau supplémentaire. Nous nous contentons de commenter les aspects les plus remarquables.

**$b=3$  fm,  $E_i=1$  GeV/A :** Le résultat le plus remarquable est l'ablation d'une partie du noyau cible par l'antinoyau arrivant et inversement. Le phénomène est illustré par la figure 4.13 au temps  $t=12$  fm/c.

**Remarques sur l'invariance de Lorentz** Les déviations éventuelles vis-à-vis de l'invariance de Lorentz peuvent s'évaluer en comparant un calcul fait dans le *laboratoire* et un calcul fait dans le centre de masse. Ceci est montré pour  $^{16}\bar{O} - ^{16}O$  à 1 GeV/A à  $b=0$ . La comparaison sur le nombre moyen de pions est encourageante : 56.00 dans le labo pour 56.63 dans le centre de masse. Il en va de même pour le nombre d'annihilations : 10.25 pour 10.37 respectivement. Par contre les distributions en rapidité présentent des différences plus grandes, bien qu'une partie de ces différences semble venir de l'histogrammage (*binning*). De l'analyse de différentes grandeurs, nous pouvons dire que la violation de l'invariance de Lorentz est de 2-3% au plus jusqu'à 1 GeV/A. Au-delà, cela se dégrade et on atteint 10-15% à 5 GeV/A.

**${}^4\bar{He} - ^{16}O$ ,  $b=0$  fm,  $E_i=1$  GeV/A :** L'antinoyau est entièrement annihilé 60% du temps. En moyenne seulement un demi-antinucleon survit. Mais il parvient à traverser le noyau cible, ainsi qu'on peut le voir sur la distribution en rapidité. Les résultats restent qualitativement les mêmes aux autres énergies. A 50 MeV/A, le (demi-)antinucleon ne traverse pas le noyau, en moyenne, mais il n'est pas repoussé non plus par la pression des pions : au mieux il est stoppé.

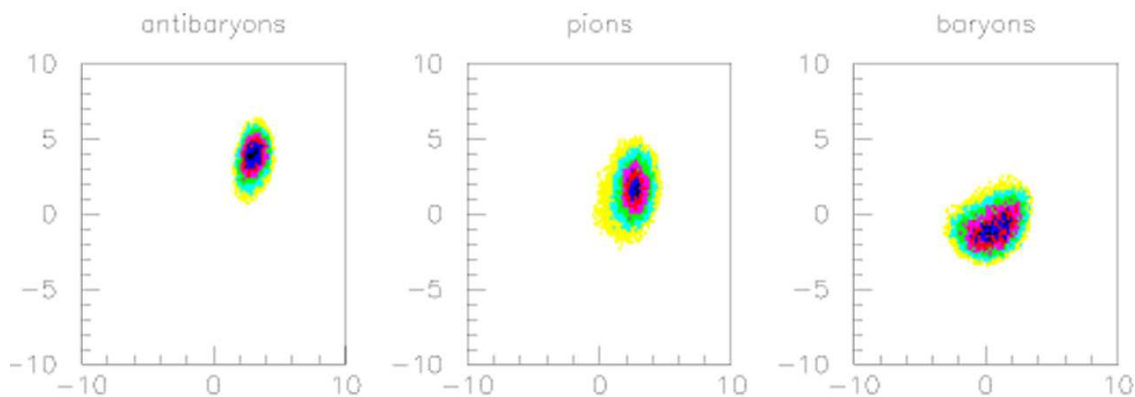


FIG. 4.13 – Ablation d’une partie du noyau cible par l’antinoyau arrivant et inversement. L’énergie de l’antinoyau est de 1 GeV/A et le paramètre d’impact de 3 fm. Nous pouvons voir que la distribution spatiale de la première et dernière figure est légèrement tronquée à l’endroit de la collision.

## 4.6 Conclusion

Nous savons que le rayonnement cosmique ne contient pas beaucoup d’antinoyaux et donc que la probabilité d’en détecter directement est très faible. Par contre, il est peut être plus prometteur d’étudier les gerbes atmosphériques qu’ils produisent en traversant l’atmosphère terrestre.

De nombreux détecteurs étudient les cascades atmosphérique mais il faut alors pouvoir faire la distinction entre celles produites par un antinoyau de celles produites par un noyau. Pour cela, nous pouvons rechercher les caractéristiques de la collision noyau/antinoyau pour des noyaux typiques de l’atmosphère et du rayonnement cosmique. A partir de l’ensemble des résultats, nous pouvons remarquer trois comportements principaux donnés pour la collision  $^{16}\bar{O} - ^{16}O$  :

1. L’annihilation est notable puisque, au maximum, nous observons 20 annihilations pour les 32 nucléons impliqués dans la collision.
2. Le nombre de pions générés est important et montre peu de dépendance à l’énergie incidente. De plus, nous observons que ce nombre moyen n’augmente plus au-delà de  $\sim 4000$  MeV.
3. La plupart des antinucléons traversent le noyaux cible et vice-versa. Le nombre de pions produits n’est donc pas suffisant pour provoquer un effet Leidenfrost nucléaire.

Ces comportements sont similaires dans le cas de la collision  $^4\bar{He} - ^{16}O$ .

Un tel modèle, pourtant simple, donne une idée assez précise de ce que l’on observerait dans le cas de collisions noyau-antinoyau. A partir de cette collision, modélisée pour la première fois, il faut encore calculer la gerbe. Soit propager les particules créées et étudier les productions secondaires. Une telle étude pourra alors servir de guide pour étudier les caractéristiques des gerbes initiées par les antinoyaux .

# Conclusion

A la question posée dans le premier chapitre : Pourquoi la densité de baryons est-elle si faible et quelle est l'origine de l'asymétrie baryonique ? Nous avons donné et passé en revues plusieurs réponses simples.

Dans un premier temps, nous avons montré à quel point les antiparticules et l'antimatière étaient naturelles et fondamentales au monde microscopique. Après avoir introduit le concept de symétrie sur lequel repose une grande partie de la physique des particules moderne, nous avons décrit les antiparticules comme le conjugué de charges des particules qui nous sont familières. Cette propriété de symétrie impose que les antiparticules soient des constituants de l'Univers et jouent un rôle aussi important que les particules dans les processus d'interaction. Si cela est vraiment le cas, pourquoi en observons nous si peu dans l'Univers ? Nous avons alors montré qu'il existe plusieurs façons d'imaginer notre Univers. En effet, le fait d'observer un nombre de baryons beaucoup plus important que le nombre d'antibaryons permet, en théorie, à l'Univers de prendre différentes configurations. Trois modèles ont été introduits, un modèle symétrique du point de vue baryons/antibaryons, un modèle asymétrique et un modèle intermédiaire. Nous avons vu dans le premier chapitre que l'hypothèse de domaines d'antimatière, suffisamment éloignés de la matière pour éviter une annihilation massive, pouvait être écartée puisque peu ou pas étayée par des preuves observationnelles. Les modèles envisagés dans la dernière section du chapitre sont quant à eux plutôt des hypothèses théoriques que des descriptions possibles mais présentent toujours l'intérêt de décrire des processus de création d'antimatière dans notre Univers. En conclusion de ce premier chapitre, nous pouvons donc affirmer que notre Univers est dominé par la matière baryonique et qu'il nous faut alors découvrir comment il en est arrivé là.

L'origine de l'asymétrie baryonique observée dans notre Univers actuel peut avoir deux points de départ. Premièrement, l'asymétrie peut être primordiale et inhérente à la naissance de l'Univers. Cette hypothèse est en général jugée *inélegante* bien que consistante avec le Modèle Standard. En effet, dans ce cas particulier, l'asymétrie primordiale doit être faible et avoir une valeur très précise. C'est justement cette précision qui pose problème, les physiciens préfèrent en général des modèles moins dépendant d'une valeur donnée et d'un grand nombre de décimales. L'hypothèse reste cependant valable si nous pouvons montrer que cette asymétrie n'est pas effacée par des processus agissant tôt dans l'Univers et tendant à ramener l'équilibre. La seconde hypothèse et peut-être la plus tentante au niveau physique est de générer cette asymétrie au cours de l'enfance de l'Univers. Cette génération du nombre baryonique est un défi théorique qui peut être relevé par différents modèles. Le point commun à tous ces scénarii de baryogenèse est de tenter d'obtenir les trois conditions de Sakharov

1. Violation du nombre baryonique.
2. Violation des symétries  $C$  et  $CP$ .
3. Processus hors équilibre.

En général, ils agissent dans un Univers jeune et chaud, milieu plus propice à des processus hors équilibre et de hautes énergies impliquant des particules lourdes. Nous avons décrit les quatre modèles les plus acceptés : la baryogenèse par la théorie des Grandes Unifications, la baryogenèse électrofaible, la baryogenèse du modèle Supersymétrique et la baryogenèse par la leptogenèse. De ces quatre modèles se détache la leptogenèse qui génère un nombre leptonique différent de zéro issu des anomalies quantiques qui sont un phénomène naturel de la quantification. La conversion du nombre leptonique en nombre baryonique durant la transition de phase électrofaible du second ordre peut alors mener à l'asymétrie observée. Chacun de ces modèles présentent l'inconvénient de décrire des processus de très hautes énergies qui ne peuvent être testés actuellement. Néanmoins, l'ouverture, en 2007, de l'accélérateur du LHC qui sera capable d'atteindre des énergies de l'ordre de 15 TeV pourra nous indiquer dans quel voie nous devons chercher en découvrant par exemple une particule supersymétrique. En attendant, l'asymétrie observée sert surtout à contraindre ces modèles de la physique des hautes énergies.

Dans le troisième chapitre, nous avons surtout abordé le sujet du rayonnement cosmique en tant que *véhicule* galactique ou intergalactique d'antiparticules issues de zones lointaines de la Terre. En effet, si l'antimatière forme des anti-objets dans notre Galaxie (ou des anti-galaxie dans notre Univers) le rayonnement cosmique est capable d'amener jusqu'à la Terre la preuve de leurs existences. Pour mieux cerner son origine nous avons montré comment il est possible de décrire sa propagation dans notre Univers et ainsi estimer la position de ses sources. Bien que les avis soient encore partagés, il semble que son origine soit principalement galactique. Dans ce cas, détecter de l'antimatière primordiale parmi les particules le composant serait la preuve de l'existence d'anti-objets. Malheureusement, il semble que la plupart des antiparticules et des antinoyaux détectés à ce jour aient été créés dans des réactions de spallation avec le milieu interstellaire lors du voyage vers la Terre du rayonnement cosmique. De nouveau, nous attendons les résultats d'études récentes ou à venir comme l'expérience AMS02 qui sera placée en orbite autour de la Terre en 2007 et qui sera capable de détecter avec une bonne certitude les anti-noyaux légers.

Dans le dernier chapitre, nous avons exposé et utilisé un modèle de collision entre antinoxygène et noyau. La motivation du modèle est d'obtenir une idée de la composante secondaire du rayonnement cosmique qui serait produite si des antinoyaux qui le composent interagissent avec des noyaux de notre atmosphère. Les résultats exhibés ne constituent qu'une première approche. Des développements plus précis sont nécessaires avant de pouvoir utiliser les résultats pour éventuellement identifier une gerbe atmosphérique générée par un antinoxygène.

En conclusion, notre Univers est presque certainement asymétrique au point de vue matière-antimatière. C'est-à-dire qu'il ne contient que très peu d'antimatière et cela semble se confirmer au niveau observationnel. Reste à en déterminer précisément les causes ou les raisons et, même si nous avons déjà quelques modèles encourageants, nous en attendons la confirmation. Le mot antimatière reste toujours sujet de rêve et discussion, nombre de scientifiques et de moins scientifiques espèrent un jour, peut-être découvrir un anti-monde.

## Annexe A

# Violation $CP$ et Modèle Standard

### A.1 Le champ scalaire

En plus des différentes particules introduites dans le SM, nous avons introduit un champ scalaire

$$\phi(1,2)_{+1/2}, \quad (\text{A.1})$$

constituant un singlet  $(1,2)$  pour le groupe  $SU(3)_C$ , un doublet  $(1,2)$  pour le groupe  $SU(2)_L$  et d'hypercharge  $Y = +1/2$ . Les deux composantes du champ forment un doublet de  $SU(2)$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Le terme du lagrangien lié aux interactions de ce champ est donné par

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (\text{A.3})$$

et a la forme d'un *chapeau mexicain* comme montré dans la figure A.1.

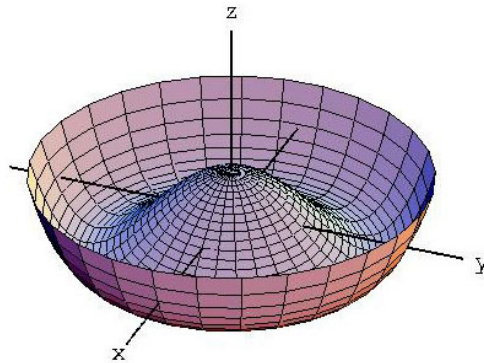


FIG. A.1 – Potentiel en *chapeau mexicain*.

On est en présence d'un champ à deux dimensions et déterminer une coordonnée  $v$  sur un des axes revient à déterminer le rayon d'un cercle sur le potentiel. Comme on a le choix des axes, on les prend tels que

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$



avec  $v$  relié à la valeur moyenne du champ dans le vide :  $|\phi| = v = \sqrt{-\mu^2/\lambda^2}$ . La  $\sqrt{2}$  est une convention et les paramètres  $\mu$  et  $\lambda$  sont issus du potentiel de Higgs. Le champ décrit est ce que l'on appelle le *champ du vide* et au vide, tous les champs ont une valeur nulle sauf le champ de Higgs dont la valeur moyenne est reliée à  $v$ .

## A.2 Le lagrangien du Modèle Standard

Le lagrangien du SM est invariant sous la symétrie de jauge et peut être écrit sous la forme de trois termes :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{kinetic} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (\text{A.5})$$

Le premier terme est un terme d'énergie cinétique où pour maintenir l'invariance de jauge, la dérivée est remplacée par la dérivée covariante

$$D^\mu = \partial^\mu + ig_s G_a^\mu L_a + ig W_b^\mu T_b + ig' B^\mu Y \quad (\text{A.6})$$

Avec  $G_a^\mu$  les huit champs de gluons,  $W_b^\mu$  les trois bosons de l'interaction faible et  $B^\mu$  le boson de l'hypercharge faible. Les autres notations rendent compte des générateurs :  $L_a$  pour  $SU(3)_C$ ,  $T_b$  pour  $SU(2)_L$  et  $Y$  les charges pour  $U(1)_Y$ . Par exemple, pour un quark levogyre, le terme d'énergie cinétique est donné par

$$\mathcal{L}_{kinetic}(Q_L) = i\overline{Q_{Li}}\gamma^\mu D^\mu Q_{Li}. \quad (\text{A.7})$$

La symétrie CP transforme les opérateurs de la façon suivante

$$\overline{\psi_{Li}}\phi\psi_{Rj} \leftrightarrow \overline{\psi_{Rj}}\phi^\dagger\psi_{Li} \quad (\text{A.8})$$

Et donc, appliquer une telle symétrie au terme d'énergie cinétique du quark levogyre ne le modifie pas. Le terme est CP conservé et aussi pour toutes les autres particules. Le second terme décrit l'interaction d'une particule scalaire avec elle-même et est appelé le *potentiel de Higgs*. Il est donné par :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (\text{A.9})$$

Dans le secteur scalaire contenant un seul doublet, cette partie du lagrangien est toujours CP conservée.

## A.3 Champ de fermion de masse nulle

Pour les fermions sans masse, l'équation de Dirac s'écrit

$$i\gamma^\mu\partial_\mu\psi = 0. \quad (\text{A.10})$$

Si on introduit la matrice

$$\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

qui obéit aux relations d'anticommutation avec toutes les matrices  $\gamma^\mu$  et telle que :

$$\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0, \quad (\gamma^5)^2 = 1. \quad (\text{A.12})$$

Nous pouvons montrer que  $\psi$  et  $\gamma_5\psi$  sont tous les deux solutions de l'équation de Dirac (A.10).  $\gamma_5$  est un opérateur de *chiralité* et le champ  $\psi$  se décompose en deux champs solution de l'équation de Dirac et qui correspondent à des fermions lévogyres et dextrogyres

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \quad (\text{A.13})$$

et

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi. \quad (\text{A.14})$$

Le résultat de la conjugaison de charge d'un tel champ est un peu particulière et nous donnons le résultat sans démonstration mais elle se trouve dans la référence [49] :

$$\psi_L^L = i\gamma^2\gamma^0\bar{\psi}_L^\top \hat{=} (\psi_L)^{CP}. \quad (\text{A.15})$$

## A.4 Particule de Majorana

Par opposition aux particules de Dirac, les particules de Majorana sont décrites par un champ qui couple les particules et leurs antiparticules.

Une particule de *Dirac* correspond à un champ qui couple les parties gauche et droite avec un poids égal

$$\psi = \psi_L + \psi_R. \quad (\text{A.16})$$

Le terme de masse est donné par

$$\mathcal{L}_D = -m_D\bar{\psi}\psi = -m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + h.c.), \quad (\text{A.17})$$

et dans ce cas, les particules sont bien distinctes de leurs antiparticules. La symétrie  $U(1)$  n'est pas brisée et donne lieu à la conservation de nombres quantiques comme le nombre leptonique. Le champ présente quatre degrés de liberté, particule, antiparticule, hélicité positive et hélicité négative. Cependant, il est possible de décrire le champ  $\psi$  en terme de particule de Majorana et dans ce cas,

$$\psi_{ML} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_L + \psi_L^C), \quad (\text{A.18})$$

$$\psi_{MR} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_R + \psi_R^C), \quad (\text{A.19})$$

pour les parties respectivement lévogyre et dextrogyre. Les deux champs couplent particule et antiparticule puisque  $\psi^C$  est le champ  $\psi$  conjugué de charge. La symétrie  $U(1)$  est brisée, il ne reste que deux degrés de liberté : hélicité positive et négative, la particule est sa propre antiparticule. Le terme de masse s'écrit sous la forme

$$\mathcal{L}_M = -\frac{m_{ML}}{2}\bar{\psi}_L\psi_L^C - \frac{m_{MR}}{2}\bar{\psi}_R\psi_R^C + h.c. \quad (\text{A.20})$$

$$= -m_{ML}\bar{\psi}_{ML}\psi_{ML} - m_{MR}\bar{\psi}_{MR}\psi_{MR}. \quad (\text{A.21})$$

Les champs lévogyres et dextrogyres de Dirac peuvent aussi être exprimés en terme des champ de Majorana

$$\psi_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \gamma_5)\psi_{ML} \quad (\text{A.22})$$

$$\psi_R = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \gamma_5)\psi_{MR}, \quad (\text{A.23})$$

Avec toujours  $\psi = \psi_L + \psi_R$ . Si nous écrivons le terme de masse pour une particule de Dirac en fonction de  $\psi_{ML}$  et  $\psi_{MR}$ , nous devons d'abord écrire les champs de Dirac lévogyres et dextrogyres sous la forme :

$$\psi_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \gamma_5)\psi_{ML}, \quad (\text{A.24})$$

$$\psi_R = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \gamma_5)\psi_{MR}, \quad (\text{A.25})$$

et

$$\mathcal{L}_D = -m_D(\bar{\psi}_L\psi_R + h.c.) \quad (\text{A.26})$$

$$= -\frac{m_D}{2}(\bar{\psi}_{MR}\psi_{ML} + \bar{\psi}_{ML}\psi_{MR}). \quad (\text{A.27})$$

Alors, en combinant les équations (A.21) et (A.27), le terme de masse le plus général pour un champ de fermion à quatre composantes s'écrit :

$$\mathcal{L} = -m_{ML}\bar{\psi}_{ML}\psi_{ML} - m_{MR}\bar{\psi}_{MR}\psi_{MR} - \frac{m_D}{2}(\bar{\psi}_{MR}\psi_{ML} + \bar{\psi}_{ML}\psi_{MR}) \quad (\text{A.28})$$

$$= -(\bar{\psi}_{ML}\bar{\psi}_{MR}) \begin{pmatrix} m_{ML} & \frac{1}{2}m_D \\ \frac{1}{2}m_D & m_{MR} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{ML} \\ \psi_{MR} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.29})$$

La matrice de masse n'est pas diagonale, les champs de Majorana  $\psi_{ML}$  ou  $\psi_{MR}$  ne sont pas des états propres de masse. Cependant, il est possible de diagonaliser cette matrice et, dans ce cas, nous trouvons des états propres de masse qui sont une superposition de champs lévogyres et dextrogyres de masses différentes.

# Table des figures

1	Mise en évidence du positon par sa trajectoire dans la chambre à brouillard de C. Anderson. . . . .	5
1.1	Triangle unitaire dans le plan complexe. . . . .	17
1.2	Spectre d'émission $\gamma$ résultant d'une annihilation matière-antimatière prédit par Cohen <i>et al</i> pour des domaines de 20 et 1000 Mpc comparé aux observations (Kappadath 1998 et référence [20]). . . . .	19
1.3	Valeurs limites au rapport matière-antimatière et à la taille des domaines d'antimatière dans l'Univers primordial à $T=100$ GeV imposée par la nucléosynthèse (zones grisées et noires) et par l'observation du CMB (zone hachurée). Issu de la référence [21]. . . . .	20
2.1	Convergence de l'intensité des trois forces forte, faible et électromagnétique. Jusqu'à environ 100 GeV, les courbes correspondent aux mesures existantes. Au-delà, ce sont des extrapolations théoriques qui mènent à la grande unification. Issu de [33]. . . . .	24
2.2	Schéma de désintégration possible du proton dans le cadre des GUTs. $d$ : quark down, charge $1/3$ ; $u$ : quark up, charge $2/3$ ; $\bar{d}$ : anti-quark down, charge $-1/3$ . . . . .	25
2.3	Brisure de symétrie électrofaible. La masse du sphaleron correspond à une solution instable qui peut mener à deux situations de nombres baryoniques différents tandis que la quantité $(B + L)$ est conservée. . . . .	28
2.4	Une bulle contenant un excès de baryons s'étend dans une phase correspondant à la symétrie électrofaible conservée. . . . .	29
2.5	Convergence des constantes de couplage de jauge dans le cadre du Modèle Standard et son extension supersymétrique, le MSSM. Issu de [18]. . . . .	37
3.1	Spectre du rayonnement $\gamma$ d'après les mesures de COMPTEL et EGRET. . . . .	45
3.2	Coronographe C2 au moment de l'éclipse totale, août 1999, 10H28 TU. Image issue de la base de données <i>Solaire Sol 2000</i> des observatoires de France. . . . .	47
3.3	Spectre différentiel en énergie des noyaux d'hydrogène et d'hélium présent dans le rayonnement cosmique en fonction de l'activité solaire. Pour chaque spectre, la courbe supérieure donne la mesure de flux en période de maximum solaire et la plus basse en période de minimum. Spectre issu de la référence [20]. . . . .	48
3.4	Représentation simple du vent solaire en coupe méridienne et équatoriale. Dans les deux figures, les flèches en couleurs représentent le flux du plasma. . . . .	49
3.5	Représentation schématique du champ magnétique terrestre. Nous pouvons remarquer l'influence du vent solaire qui déforme la magnétosphère et l'écarte de la représentation classique du dipole. . . . .	49

3.6	Energie cinétique en MeV par nucléon en fonction du flux différentiel de particules au sommet de l'atmosphère pour l'hydrogène, l'hélium, le carbone et le fer. La courbe pleine représente le spectre de l'hydrogène où les effets dus à la propagation des noyaux dans le milieu interstellaire ont été éliminés. Spectre issu de la référence [20] . . . . .	51
3.7	Comparaison entre les abondances des éléments dans le rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère terrestre et l'abondance des éléments dans notre système Solaire. Les données sont normalisées à $[Si] = 100$ . Issu de [20] . . . .	53
3.8	Abondances relatives des différents isotopes présents dans le rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère terrestre. Toutes les abondances sont normalisées à 100 pour $^{12}C + ^{13}C$ avec en gris, les abondances supposées de la source, en blanc les abondances primordiales (c'est-à-dire les abondances de la source) et en noir la partie issue des processus de la spallation. Histogramme issu de la référence [20] . . . . .	55
3.9	A droite, représentation schématique de notre Galaxie avec au centre le disque Galactique entouré du halo qui illustre le volume de confinement. A gauche, diffusion du rayonnement cosmique dans le volume de confinement. . . . .	56
3.10	Abondances des éléments dans le rayonnement cosmique à une distance de 1 UA et normalisés à $[Si]=100$ . Comparaison entre l'abondance des éléments observée dans le rayonnement cosmique (trois premières colonnes) et l'abondance des éléments dans le système Solaire et dans la Galaxie. Table issue de la référence [20]. . . . .	59
3.11	Comparaison entre le flux d'antiprotons calculé et le flux mesuré par BESS, CAPRICE94 et MASS91. Les différentes courbes pleines sont théoriques et de paramètres de diffusion distincts. Figure issue de [26]. . . . .	60
3.12	Représentation schématique des deux régions composant notre Galaxie, la partie centrale représente le disque. . . . .	62
3.13	Estimation pour le rayonnement cosmique. Flux d'anti-hélium calculé rapporté au flux d'antiprotons en fonction de l'impulsion par nucléons. Les résultats ne tiennent pas compte des modulations solaires. Issu de [27]. . . . .	63
3.14	Nombre d'événements $He$ et $\bar{He}$ en fonction de la rigidité du noyau. Résultats : Yu V. Galaktionov, <i>Antimatter in cosmic rays</i> . . . . .	64
4.1	Représentation schématique de la configuration initiale avant collision, dans le référentiel attaché au noyau. L'effet de la contraction de Lorentz sur l'antinoyau incident est visible. . . . .	68
4.2	Représentation schématique du modèle de cascade intranucléaire pour l'interaction nucléon-noyau. Les points rouges indiquent les positions initiales des nucléons. . . . .	69
4.3	Sections efficaces antiproton-proton. D'après la réf.[37]. . . . .	70
4.4	Sections efficaces pion-nucléon utilisées au-dessus de 1400 MeV c.m. . . . .	72
4.5	Comparaison entre les histogrammes obtenus si nous augmentons le nombre de runs. A gauche pour 10 000 événements et à droite pour 50 000 événements.	75
4.6	Histogrammes obtenus pour les trois paramètres d'impact choisis $b=0, 1$ et $2$ fm. L'énergie de l'antinoyau incident est de 1 GeV/A et le nombre d'événements fixé à 10 000. . . . .	75
4.7	Nombre moyen de pions obtenu en fonction de l'énergie de l'antinoyau incident.	76
4.8	Nombre moyen de pions obtenu en fonction de l'énergie de l'antinoyau incident.	76

---

4.9	Répartition dans l'espace vue dans le référentiel de la cible pour les temps $t=4, 8, 12$ et $16$ fm/c. L'énergie de l'antinoceau incident est de $5$ GeV/A et le paramètre d'impact de $0$ fm. . . . .	78
4.10	Répartition en rapidité vue dans le référentiel de la cible pour les temps $t=20, 24, 28$ et $32$ fm/c. L'énergie de l'antinoceau incident est de $1$ GeV/A et le paramètre d'impact de $0$ fm. . . . .	79
4.11	Répartition en rapidité vue dans le référentiel de la cible pour les temps $t=4, 8, 12$ et $16$ fm/c. L'énergie de l'antinoceau incident est de $5$ GeV/A et le paramètre d'impact de $0$ fm. . . . .	82
4.12	Répartition en rapidité vue dans le référentiel du centre de masse pour les temps $t=20, 24, 28$ et $32$ fm/c. L'énergie de l'antinoceau incident est de $5$ GeV/A et le paramètre d'impact de $0$ fm. . . . .	83
4.13	Ablation d'une partie du noyau cible par l'antinoceau arrivant et inversement. L'énergie de l'antinoceau est de $1$ GeV/A et le paramètre d'impact de $3$ fm. Nous pouvons voir que la distribution spatiale de la première et dernière figure est légèrement tronquée à l'endroit de la collision. . . . .	85
A.1	Potentiel en <i>chapeau mexicain</i> . . . . .	88

# Bibliographie

- [1] O. Chamberlain, E Segré, C.E. Wiegand and T. Ypsilantis, Phys. Rev. **100** (1955) 447
- [2] B. Cook, G.R Lambertson, O. Ricconi and W.A. Wentzel, Phys. Rev. **104** (1956) 1193
- [3] Yu. P. Gorin *et al*, Sov. J. Nucl. Phys. **13** (1971) 192
- [4] G. Baur *et al*, Phys. Lett. **B368** (1996) 192
- [5] A. Linde, *Prospects of Inflation*, arXiv :hep-th/0402051, Février 2004.
- [6] J. S. Schwinger, *Quantum Electrodynamics. I : A Covariant Formulation*, Phys. Rev. **74** (1948) 1439
- [7] G. Lueders, *Proof of the TCP theorem*, Annals Phys. **2** (1957) 1 [Annals Phys. **281** (2000) 1004]
- [8] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, *Evidence For The 2 Pi Decay Of The K(2)0 Meson*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [9] A. G. Cohen, A. De Rujula and S. L. Glashow, *A matter-antimatter universe ?*, Astrophys. J.**495** (1998) 539 [arXiv :astro-ph/9707087]
- [10] Y. Nir, Heavy flavour physics : *Theory and experimental results in heavy quark physics : CP violation a new era*, CTH Davies and SM Playfer, Scottish graduate textbook series
- [11] Y. Nir, *CP violation in and beyond the Standard Model*, [arXiv :hep-ph/9911321] v2, Novembre 1999
- [12] J.M. Frère, *Introduction à la violation de CP*, PhysTh. ULB (2003)
- [13] A.D. Sakharov, *CP symmetry violation, C-asymmetry and baryonic asymmetry of the Universe*, Pisma Zh. Eksp Teor. Fiz **5** (1967) 32
- [14] S. Weinberg, *Cosmological Production Of Baryons*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 850.
- [15] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, *Electroweak baryogenesis*, dans *Moscow 1991, Proceedings, Sakharov memorial lectures in physics* (1991) **2** 779
- [16] P. Huet and E. Sather, *Electroweak baryogenesis and standard model CP violation*, Phys. Rev. D **51** (1995) 379 [arXiv :hep-ph/9404302]
- [17] G. R. Farrar and M. E. Shaposhnikov, *Baryon asymmetry of the universe in the minimal Standard Model*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2833 [Erratum-ibid. **71** (1993) 210] [arXiv :hep-ph/9305274]
- [18] H. Murayama, *Supersymmetry phenomenology*, [arXiv :hep-ph/0002232]
- [19] P. Huet and A. E. Nelson, *Electroweak baryogenesis in supersymmetric models*, Phys. Rev. D **53** (1996) 4578 [arXiv :hep-ph/9506477]
- [20] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, seconde edition, Cambridge University press, 2004.
- [21] Y. V. Galaktionov, *Antimatter in cosmic rays*, Rept. Prog. Phys. **65** (2002) 1243

- [22] A. D. Dolgov, *Cosmological matter antimatter asymmetry and antimatter in the universe*, [arXiv :hep-ph/0211260]
- [23] G. Steigman, *Observational Tests Of Antimatter Cosmologies* Ann. Rev. Astron. Astrophys. **14** (1976) 339
- [24] S. Orito *et al.* [BESS Collaboration], *Precision measurement of cosmic-ray antiproton spectrum*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1078 [arXiv :astro-ph/9906426]
- [25] M. Simon, W. Heinrich and K. D. Mathis, *Propagation Of Injected Cosmic Rays Under Distributed Reacceleration*, SI-85-7
- [26] I. V. Moskalenko, A. W. Strong, S. G. Mashnik and J. F. Ormes, *Challenging cosmic ray propagation with antiprotons : Evidence for a 'fresh' nuclei component ?*, Astrophys. J. **586** (2003) 1050
- [27] P. Chardonnet, J. Orloff and P. Salati, *The production of anti-matter in our galaxy*, Phys. Lett. B **409** (1997) 313 [arXiv :astro-ph/9705110]
- [28] M. Cristinziani [AMS Collaboration], *AMS antimatter search results*, Prepared for 27th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2001), Hamburg, Germany, 7-15 Aug 2001.
- [29] P. Sreekumar, F. W. Stecker and S. C. Kappadath, *The Extragalactic Diffuse Gamma-Ray Emission*, AIP Conf. Proc. **510** (2004) 459 [arXiv :astro-ph/9709258]
- [30] F. W. Stecker, D. L. Morgan and J. Bredekamp, *Possible Evidence For The Existence Of Antimatter On A Cosmological Scale In The Universe*, Phys. Rev. Lett. **27** (1971) 1469.
- [31] D. V. Volkov and V. P. Akulov, *Possible Universal Neutrino Interaction*, JETP Lett. **16** (1972) 438
- [32] F. Stancu, *Group theory in subnuclear physics*, Clarendon press, Oxford, 1996
- [33] J. M. Frère, *La défaite de l'antimatière*, La Recherche, Hors-série, Avril 1998
- [34] J. Cugnon, *Anti-deuteron annihilation on nuclei*, Nucl. Phys. A **542** (1992) 559.
- [35] J. Cugnon, *Nuclear physics with antiprotons*, Nucl. Phys. **B8** (1989) 255-262
- [36] J.-L. Basdevant, *Mécanique Quantique*, Ellipses, Paris (1986)
- [37] J. Cugnon and J. Vandermeulen, Ann. Phys. Fr. **14**, (1989) 14
- [38] N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teller and E. Teller, *Equation Of State Calculations By Fast Computing Machines*, J. Chem. Phys. **21** (1953) 1087
- [39] R. P. Feynmann and A. R. Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals*, Mc Graw-Hill NY (1965) p.233
- [40] J. Cugnon, D. L'Hôte and J. Vandermeulen, Nucl. Instr. and Meth. B **111**, 215 (1996)
- [41] J. Cugnon and D. Vautherin, *Hadronic Atoms and Positronium in the Standard Model*, edited by M.A. Ivanov *et al.*, Dubna (1998) 128
- [42] G. Baur and H. Rebel, J. Phys. G : Nucl. Part. **20** (1994) 1
- [43] T.E.O. Ericson and W. Weise, *Pion and nucléi*, Clarendon Press, Oxford (1988)
- [44] D. L'Hôte and J. Cugnon, *Relativistic heavy ions collision*, ed. by L.P. Csernai ad D.D. Strottman, Int. Rev. Nucl. Phys. **5** (1991)37
- [45] J. Schwinger, Phys. Rev. **82** (1950) 664
- [46] H. Alfvén, *Worlds-Antiworlds*, W. H. Freeman and Co., San Francisco, 1966
- [47] F. Vissani, *What is the Standard Model of elementary particles and why we have to modify it*, arXiv :hep-ph/0007040v1, Juillet 2000



- 
- [48] J.M. Frère, *Une introduction à la baryogenèse*, PhysTh. ULB (2003)
- [49] U. Mosel, *Fields, Symmetries and Quark*, Springer, second revisited and enlarged version, 1998
- [50] C. Itzykson and J. Zuber : *Quantum field theory*, advanced book program, 1980
- [51] B. Baret, *Simulation et détection du rayonnement cosmique : production d'antimatière dans l'atmosphère et étude de l'imageur Cherenkov annulaire de l'expérience AMS*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble 1, octobre 2004
- [52] C. Barbier, *Cosmologie*, DEA en astrophysique, ULg
- [53] B. Green, *L'Univers élégant*, Gallimard, Folio 451 essais, 1999