ULB–PhysTh 03/02
January, 2003

Une Introduction à la baryogenèse

J.-M. Frère

Service de Physique Théorique, Université Libre de Bruxelles, CP 228, B-1050 Bruxelles, Belgium

Abstract

Cours présenté à l'Ecole de Gif, Strasbourg, septembre 2002. Il s'agit d'une introduction élémentaire, centrée sur les concepts fondamentaux de physique des particules mis en oeuvre.

1 Quelques concepts

1.1 Nombre baryonique

Tout d'abord, pourquoi introduire cette notion?

Les physiciens des particules ont été amenés (d'ailleurs bien avant la formulation mathématique de ce que nous considérons maintenant comme le modèle standard) à introduire des "règles de sélection" pour traduire le fait que certains processus, pourtant possibles sur le plan de la seule conservation de l'énergie, sont expérimentalement exclus, ou du moins, fortement défavorisés.

Le cas qui nous occupe concerne la stabilité du proton. A priori, rien n'empêcherait le proton de se désintégrer en particules plus légères, comme par exemple des mésons π (spin 0) et des électrons ou neutrinos. La masse du proton le permet, la conservation de la charge est compatible avec $p \rightarrow \pi^0 e^+$ où e^+ représente un positon (anti-électron), et la conservation du moment angulaire peut être vérifiée (le proton est un fermion, de spin 1/2, de sorte qu'au moins un fermion doit être présent dans l'état final). Si la conservation du moment angulaire restreint donc les modes de désintégration, en imposant qu'un nombre impair de fermions dans l'état initial implique aussi un nombre impair dans l'état final, ceci est bien insuffisant pour garantir la stabilité de la matière comme nous la connaissons. A titre d'exemple, le neutron, à peine plus lourd que le proton, se désintègre en ce dernier (ainsi qu'un électron et un antineutrino) en une quinzaine de minutes...

Il fallait donc inventer une règle, même phénoménologique, qui garantisse la stabilité du proton. On introduisit ainsi la notion de "conservation du nombre de fermions lourds" (baryons) car les seules autres sortes de particules connues à l'époque (les leptons, comme l'électron, le muon, les neutrinos) se caractérisaient par une masse considérablement plus faible que celle de la matière hadronique.

Il suffisait alors d'affecter aux fermions lourds des charges dites "baryoniques" (+1 pour le proton ou le neutron, -1 pour les antiparticules correspondantes) pour assurer la stabilité de la particule la plus légère de nombre baryonique non nul (car elle ne peut trouver un partenaire plus léger en lequel se décomposer en conservant le nombre baryonique du système).

1.2 Nombre leptonique

Qui plus est, un jeu de nombres quantiques similaires fut introduit pour protéger non seulement les "leptons" (ou fermions légers), mais même chaque grande famille de ces dernières particules (nombres électronique , muonique, et plus tard , de τ). L'introduction de ces nombres séparés paraissait nécessaire (nous verrons qu'elle n'est plus justifiée, ni même expérimentalement tenable) pour interdire des processus comme $\mu \to e\gamma$ qui, bien que cinématiquement permis, n'ont jamais été observés.

1.3 Evolution de la notion de nombre fermionique

Où en sommes-nous actuellement? La situation a évolué tant sur le plan expérimental que théorique. Au sein du modèle standard des interactions fondamentales, les lois de conservation, et leurs charges associées, résultent du théorème de Noether, et sont le résultat de symétries du Lagrangien. Ainsi, le Lagrangien de Dirac, représentant un fermion libre, est-il invariant sous la rotation globale de la phase de ce fermion, ce qui résulte en une loi de conservation du nombre fermionique associé à cette particule.

Dans le cas des baryons, le modèle est maintenant formulé, non en terme des protons, neutrons, etc. , mais en termes de quarks. Chacun de ces quarks (il existe 3 espèces de quarks de charge 2/3 , à savoir u,c,t, et trois espèces de charge -1/3, appelés d,s,b, ainsi que les antiparticules associées) porte un nombre baryonique de 1/3, et son antiparticule, -1/3. Ainsi, le proton et le neutron, constitués respectivement des quarks uud et udd portent tous deux une charge baryonique égale à 1.

Si l'expérience n'a jamais effectivement montré directement de transition entre différentes espèces de leptons chargés, de telles transitions existent au niveau des neutrinos(effet maintenant bien établi dans les expériences d'oscillations). D'ailleurs, même dans le cadre du modèle standard, ces oscillations impliquent (bien qu' à un niveau encore inobservable) des transitions entre leptons chargés de diverses espèces. On a donc dû renoncer à la conservation séparée des différents nombres leptoniques (e, μ, τ).

Il est possible (mais ni certain, ni privilégié par la théorie) que le nombre leptonique total (soit la somme des trois nombres précédents) reste conservé. Toutefois, une violation de la conservation du nombre leptonique total au niveau des neutrinos n'est en rien exclue, et peut d'ailleurs constituer, comme nous le verrons, une source de violation du nombre baryonique de l'Univers.

Pourquoi, si les nombres baryonique et leptonique ne jouent des rôles aussi similaires au niveau des interactions fondamentales, n'en est-il pas de même pour l'évalutation de l'excès de matière par rapport à l'antimatière?

La réponse est simple, car la difficulté d'observer les neutrinos, et en particulier le fond cosmologique de neutrinos (qui correspond au rayonnement électromagnétique fossile) rend l'estimation du nombre leptonique total de l'Univers impossible.

2 Nombre baryonique de l'Univers: où est le problème?

Si ce cours est consacré à la baryogenèse, c'est-à-dire la génération du nombre baryonique de l'Univers, il faut à tout le moins expliquer pourquoi cette valeur pose problème. On peut fournir plusieurs réponses à cette question, selon le point de vue choisi.

Commençons par un point de vue empirique: un comptage montre qu' aujourd'hui le nombre d'antibaryons est très faible, et le nombre baryonique total (nombre de baryons - nombre d'antibaryons) ramené au nombre de photons est se trouve dans la fenètre: $3\ 10^{-11} < n_B/n_\gamma < 6\ 10^{-8}$.

C'est un nombre extrêmement petit, et de tels nombres intriguent de façon pathologique les physiciens: on doit se demander en effet quelle théorie peut introduire une valeur de paramètre aussi faible (si elle n'est par introduite à la main comme condition initiale), mais on est en même temps obligé de se demander pourquoi elle n'est pas exactement nulle. Les contraintes apportées par la nucléosynthèse fournissent une fourchette compatible mais plus étroite que la précédente : $4\ 10^{-10} < n_B/n_\gamma < 7\ 10^{-10}$

Mais ce qui nous intéresse vraiment, dans une perspective cosmologique, c'est de remonter à la valeur "primordiale". Si l'on accepte une évolution isentropique de l'Univers, et que l'on suppose qu'à une température suffisamment élevée pour que les masses soient négligeables, toutes les particules existantes participaient également à cette entropie (leptons chargés, neutrinos, quarks de diverses saveurs, bosons intermédiaires) on arrive (en principe, le chiffre devrait dépendre du modèle supposé, mais l'ordre de grandeur reste valable) à des rapports initiaux $\frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_B + n_{\bar{B}}} \sim 10^{-8}$

Une autre façon de formuler les choses consiste à supposer qu'au départ l'Univers se soit développé par l'interaction entre gravité et autres forces fondamentales (par exemple une fluctuation du vide, qui ait pu s'amplifier). Dans ce cas, la gravité ne faisant aucune différence entre particules et antiparticules, on s'attend à ce qu'elles soient produites en quantités égales - en fait on s'attend même exactement à une production par paires. Dans ce contexte, il faut imaginer un mécanisme susceptible de générer une petite différence dans l' espérance de survie de la matière plutôt que l'antimatière. A l'opposé, la charge électrique semble exactement conservée.

A l'exception de quelques scénarios exceptionnels, cette approche suppose donc une production égale de matière et d'antimatière, suivie d'un traitement légèrement dyssimétrique des deux, aboutissant à l'asymétrie totale (rapport entre le nombre de particules de matière survivantes et les paires annihilées) recherchée.

Non seulement une telle asymétrie doit exister, mais elle doit encore s'accompagner d'un mécanisme qui brise la conservation du nombre baryonique, pourtant fort utile pour préserver par exemple la stabilité du proton.

C'est l'objet de la section suivante.

Une objection doit toutefois être soulevée: on ne peut éviter en effet l'hypothèse selon laquelle l'Univers aurait été créé dès l'abord avec un léger excès (moins d'un dix-milliardième) de matière par rapport à l'antimatière. Une telle hypothèse, si elle peut paraître peu "esthétique", ou en d'autres termes, si elle introduit un paramètre supplémentaire, est logiquement inattaquable. Il faut bien évidemment alors s'assurer (et c'est possible) qu'une telle asymétrie ne soit pas effacée ultérieurement par les différents mécanismes de violation du nombre baryonique qui sont de toutes façons présents.

Alternativement, cette asymétrie initiale pourrait, dans certains schémas, résulter d'une brisure spontanée, engendrant les fluctuations d'un champ scalaire porteur de nombre baryonique qui peut relever d'un processus largement aléatoire (on frôle ici le principe anthropique).

Nous n'évoquerons aussi que pour mémoire la possibilité d'avoir en nombre égal baryons et d'antibaryons, mais séparés spatialement, de sorte que nous vivions dans un îlot de matière pure, séparé d'îlots dominés par l'antimatière. Aucune évidence observationnelle ne pointe dans ce sens, et l'absence des photons caractéristiques émis lors d'annihilation aux bords de ces domaines permet de reporter aux confins de l'Univers visible la limite de tels domaines.

Dans la suite, nous nous bornerons donc aux cas où l'Univers apparaît initialement de façon symétrique entre particules et antiparticules, et où l'asymétrie est engendrée par la suite à travers les interactions.

3 Asymétrie entre matière et antimatière: quelques rappels de physique des particules.

Nous rappelons dans cette section l'asymétrie fondamentale entre matière et antimatière qui existe au niveau des interactions faibles; nous montrons aussi pourquoi elle n'aide en rien à générer le nombre baryonique de l'Univers. Nous renvoyons pour les détails le lecteur à un cours donné sur ce sujet à l'école de GIF en 1991.

La relativité restreinte, par l'équation $E^2 = mc^4 + p^2c^2$, transposée au niveau de l'équation de Klein-Gordon pour les bosons ou de Weyl - Dirac pour les fermions, autorise pour une tri-impulsion donnée des solutions d'énergie positive et négative. Si, en téorie quantique non relativiste, il n'y a pas de problème à ignorer les dernières, la situation change dramatiquement en théorie quantique des champs, où la création et la destruction de particules sont autorisées. Pas question dans ce cas d'ignorer une partie du spectre: il apparaît de toutes façons au niveau d'états intermédiaires.

La solution bien connue consiste à réinterpréter

- un <u>opérateur de destruction de particule d'énergie négative</u> comme
- un <u>opérateur de création d'antiparticule d'énergie cette fois positive</u>.

De la sorte, le bilan énergétique (associé par le théorème de Noether à l'invariance sous les translations dans le temps) est respecté. Il devient alors évident que TOUS les nombres quantiques conservés doivent ainsi être inversés lors de la réinterprétation (à noter que ce fait est souvent occulté dans les traités d'introduction par des redéfinitions de variables dans les sommations). Pour les bosons scalaires (vus comme particules isolées pour le moment) ceci se réduit à l'énergie, la tri-impulsion, et toutes les charges (par exemple électrique,couleur, charge faible) définies dans le Lagrangien initial. Pour les bosons vectoriels, s'y ajoute le moment angulaire associé au spin.

La situation est similaire pour les fermions, mais comporte une particularité intéressante (voir [1]). En effet, pour des fermions sans masse, on peut se contenter d'utiliser l'équation de Weyl plutôt que celle de Dirac (en d'autres termes se contenter de la représentation du groupe de Lorentz par des semi-spineurs à deux composantes). Deux représentations inéquivalentes existent (appelées de façon tout-à-fait non informative de première et deuxième espèce), et nous les désignerons par la chiralité de leurs particules d'énergie positive (chiralité négative L associée à des particules d'hélicité lévogyre, chiralité positive R associée à des particules d'hélicité dextgrogyre, l'hélicité étant définie comme la projection du spin dans la direction du mouvement). Il est alors facile de vérifier que les spineurs de type L décrivent soit

- des particules d'énergie positive et d'hélicité négative (lévogyres)
- des particules d'énergie négative et d'hélicité positive (dextrogyres)

Qu'advient-il de cette deuxième solution lors de la représentation en termes d'antiparticules? Nous devons renverser le signe de l'énergie, mais aussi celui de la tri-impulsion et celui du spin. De la sorte, l'hélicité :

$$h = \frac{\mathbf{p} \bullet \mathbf{s}}{\|\mathbf{p} \bullet \mathbf{s}\|}$$

ne change pas de signe dans l'opération, et la représentation la plus élémentaire d'un fermion correspond donc à

- -une particule d'hélicité négative (lévogyre)
- -une antiparticule d'hélicité positive (dextrogyre)

L'exemple le plus simple (si nous négligeons toute question de masse) en serait par exemple donné par le neutrino électronique, dont le semi-spineur décrit à la fois un neutrino lévogyre et un antineutrino dextrogyre. Il est bien évident que le choix des noms particules et antiparticules est assez arbitraire, et que l'on aurait pu choisir l'autre représentation en permutant les noms neutrino et antineutrino. Mais ce qui importe ici c'est que sur les quatre possibilités existantes (particule ou antiparticule, L our R), seules deux sont portées par ce bloc élémentaire de notre description des particules. (on peut se demander si c'est un accident lié au fait que nous vivions à 3+1 dimensions; par exemple, à 4+1 dimensions, les deux hélicités sont nécessairement présentes et le mode de compactification vers 3+1 dimensions détermine les états restants).

Il en résulte que la conjugaison de charge, qui consiste à remplacer une particule par une antiparticule, en inversant également la charge électrique, mais pas le spin ou l'hélicité n'est en général PAS une symétrie de notre monde.

On pourrait nous objecter qu'il ne s'agit ici que de particules libres, et que le passage à un Lagrangien moins simpliste, voire l'obervation même, ne permet pas de se passer des particules "manquantes". Ce n'est qu'en partie vrai. En effet, le "bloc de base" d'interaction le plus petit est constitué de l'interaction d'un boson vectoriel (comme on les trouve dans les théories de jauge) et d'un semi-spineur. C'est d'ailleurs ce bloc qui se trouve à la base du modèle standard des interactions fondamentales, évoquant le groupe $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ où l'indice L rappelle que les bosons intermédiaires des interactions faibles se couplent aux semi-spineurs associés à des fermions lévogyres (du moins les bosons chargés W, le Z neutre recevant aussi une contribution du groupe U(1)).

L'impression quotidienne selon laquelle les forces fondamentales respectent la parité, dont les brisures nous semblent associées au seul monde vivant provient uniquement du fait que, à longue distance ce sont les forces électromagnétiques (et, au niveau du noyau, les forces nucléaires, reliquat de l'interaction forte) qui dominent, et que ces deux forces traitent symétriquement les semi-spineurs L et R.

La violation de la symétrie C au niveau des interactions faibles suffit-elle à expliquer l'asymétrie baryonique dans l'Univers? Loin s'en faut, et la section suivante nous en donne une illustration.

4 Un exemple en forme de caricature.

Pour parler de façon plus familière, évoquons une situation où existeraient une symétrie S, transformant hommes en femmes et vice-versa, et la déjà familière symétrie P , transformant gaucher (L) en droitier (R).

Dire que le monde est symétrique sous S revient à dire

- nbre de femmes L = nbre d'hommes L
- nbre de femmes R = nbre d'hommes R

tandis que P stipule simplement

- nbre de femmes L = nbre de femmes R
- nbre d'hommes L = nbre d'hommes R

Mais la brisure de S ne suffit pas à garantir une inégalité entre nombre total d'hommes et de femmes. On peut en effet avoir $f_L + f_R = h_R + h_L$ même si $f_L \neq h_L$ et $f_R \neq h_R$.

C'est notamment le cas, si par exemple la symétrie SP est préservée. Elle garantit en effet:

- nbre de femmes L = nbre d'hommes R
- nbre de femmes R = nbre d'hommes L

mais on voit aisément que le nbre total d'hommes reste égal à celui de femmes.

$$f_L + f_R = h_R + h_L$$

Il n'y a donc pas, à ce niveau, de brisure de l'égalité homme-femme, et la transposition est directe en termes de baryons et antibaryons.

En fait, il est clair que n'importe quelle opération X qui, associée à S, conduit à une symétrie SX respectée (pensons à remplacer gaucher-droitier par francophone-anglophone, par exemple), garantit le même résultat!

Toutefois une autre symétrie que P, si elle garantissait elle aussi le maintien de quantités initiales égales de matière et d'antimatière, n'aurait pas nécessairement le même effet. Encore faut-il que les interactions soient invariantes sous la symétrie CX . Ici, nous savons que fermions L et antifermions R interagissent à une très bonne approximation de la même façon, parce que l'interaction dominante, celle des forces " de jauge " (forte, faible, électromagnétique), respecte précisément cette symétrie. C'est pourquoi, bien qu'une quelconque symétrie CX respectée nous permette de préserver l'égalité entre matière et antimatière à un moment donné, seule CP (ou des variantes) joue en fait un rôle important, car elle est la seule bien respectée dans l'évolution du système (c'est-à-dire, par les interactions fondamentales).

Pour être plus explicite encore, precisons que l'intégration sur toutes les directions spatiales des produits d'une désintégration donnée garantit, par "symétrie CP" l'égalité entre le processus "direct" et le celui où l'on a remplacé toutes les particules par leurs antiparticules. Après intégration sur tout l'espace donc, aucune asymétrie entre particule et antiparticules, donc a fortiori entre baryon et anti-baryon, ne subsiste si CP est respectée.

Et voici donc un peu plus du jargon qui apparaît : "symétrie CP". Aussi est-ce le moment d'expliciter un peu les contraintes apportées par les symétries CP et CPT avant de nous tourner vers les mécanismes de brisure.

5 TCP et ses contraintes

Dans notre recherche de mécanismes susceptibles d'engendrer, à partir d'une situation symétrique entre baryons et antibaryons, la minuscule asymétrie responsable de la domination totale aujourd'hui de la matière sur l'antimatière, nous nous sommes successivement heurtés à deux symétries: C et CP.

Envisageant tout d'abord, la plus évidente, la conjugaison de charge C qui lie directement nos objets, particules et antiparticules, nous avons vu que cette symétrie n'était pas respectée (en fait, est violée de façon maximale) par les interactions faibles, mais respectée à la fois par les interactions fortes et électromagnétiques.

Nous plaçant dans un contexte de haute énergie, où les masses sont négligeables, et négligeant de même pour le moment les interactions scalaires (de Yukawa): nous avons toutefois noté que les interactions faibles respectent la symétrie CP, et que celle-ci se substitue alors à C pour interdire la génération de l'excès de matière baryonique que nous recherchons.

Dans un cadre plus réaliste, nous savons que l'introduction de couplages scalaires, dont les masses ne sont qu'un exemple, établit d'une part une communication entre les semi-spineurs L et R (une exception est le cas des masses de Majorana, dont nous discuterons plus loin), mais aussi la possibilité d'une violation de la symétrie CP.

En effet, cette symétrie est étroitement reliée à la conjugaison complexe du Lagrangien. Pour un terme d'interaction donné, le passage aux antiparticules s'obtient par conjugaison complexe. De façon un peu schématique (voir réf. [1]), les couplages de jauge sont réels, et donc invariants sous la conjugaison, tandis que les couplages de Yukawa sont par essence complexes. Ce sont donc eux qui introduisent dans le modèle standard la violation de CP. En outre les anomalies quantiques (voir plus loin) peuvent générer au niveau des interactions de jauge d'autres termes violant CP, mais qui ne se manifestent qu'en présence de fermions massifs.

On pourrait donc se dire que l'introduction dans toute théorie réaliste de couplages scalaires nous apporte la violation de symétrie recherchée. Emettons déjà une remarque à ce sujet: dans le cadre de théories vraiment unifiées, on ne peut admettre les nombreux paramètres arbitraires que sont les couplages de Yukawa. On s'attend plutôt à relier ces couplages de Yukawa aux couplages de jauge, voire à une unification avec la gravité. Dans ce contexte, c'est probablement dans la géométrie de la compactification d'une théorie à dimension supérieure à 3+1, ou encore dans un phénomène de brisure spontanée que se trouve sans doute l'origine de la violation de CP.

Mais, même si un mécanisme de brisure de CP existe, il nous reste à nous préoccuper d'une autre symétrie plus générale. Comme dans le passage de C à CP, nous introduisons maintenant la symétrie TCP, où T représente le renversement du temps.

Soulignons d'abord que cette symétrie ne devrait en fait pas nous concerner à priori, du moins au niveau global: nous travaillons en effet dans le cadre d'un modèle cosmologique (inflation, big bang,..) qui définit pour nous le sens de l'évolution temporelle, de sorte que T est explicitement violée dans notre contexte. Toutefois, au niveau microscopique, qui s'applique aux interactions de particules isolées, nous sommes de fait dans une géométrie Minkowskienne, et la symétrie TCP s'avère une symétrie exacte des interactions fondamentales, y compris les couplages de Yukawa, dès que nous avons affaire à une densité lagrangienne locale.

Cette invariance est lourde de conséquences, car elle nous permet de relier les éléments de matrice de transition de particules et antiparticules:

$$< x \mid S \mid y >=< \bar{y} \mid S \mid \bar{x} >$$

où S est l'opérateur d'évolution (sous l'effet de l'Hamiltonien d'interaction) et $\mid y >, \mid x >$ décrivent les états asymptotiques (libres) x et y .

Par exemple, prenons le cas où l'état $\mid x >$ représente une particule x isolée .

Nous pouvons immédiatement conclure que l'amplitude de transition (dont le module au carré donne la probabilité de transition) de x en elle-même (c'est-à-dire de survie, ou encore de ne se désintéger en aucun des modes a, b,... disponibles) est précisément égale à celle de son antiparticule $\bar{x}$. En effet :

$$< x \mid S \mid x >=< \bar{x} \mid S \mid \bar{x} >$$

Lorsque nous comparons à l'équation d'évolution habituelle :

$$< x \mid S \mid x >= e^{i(m+i\Gamma/2)(t-t_0)}$$

nous voyons immédiatement que non seulement la masse, mais aussi la probabilité totale de désintégration (l'inverse du temps de vie) de la particule doivent égaler celles de l'antiparticule. Aucun espoir donc, dans une théorie lagrangienne locale, de voir par exemple des antiparticules d'un type donné disparaître avant leurs particules! Il faut donc un ingrédient supplémentaire pour obtenir l'excès de matière actuel.

Il est important de remarquer ici que ces considérations ne s'appliquent qu'à la probabilité TOTALE de désintégration, c'est-à-dire la somme sur tous les canaux de désintégration disponibles. Si nous considérons par contre les processus $x \rightarrow a, x \rightarrow b, \bar{x} \rightarrow \bar{a}, \bar{x} \rightarrow \bar{b}$ nous ne pouvons rien conclure directement pour un canal a ou b en particulier. Tout ce que la relation d'invariance sous TCP ci-dessus nous permet d'écrire, c'est, par exemple:

$$< a \mid S \mid x >=< \bar{x} \mid S \mid \bar{a} >$$

c'est-à-dire que la probabilité de désintégration de x dans le canal a est précisément égale à la probabilité de synthèse (PAS de désintégration) de $\bar{x}$ à partir de l'état quantique $\bar{a}$!

Ceci nous laisse donc malgré tout une possibilité. Notons, pour alléger la notation (f représente ici un état final générique)

$$A_{x \rightarrow f} =< f \mid S \mid x >$$

et $P_{x \rightarrow f}$ la probabilité de transition correspondante.

Nous devons simplement avoir, pour assurer l'égalité des temps de vie:

$$\sum_f P_{x \rightarrow f} = \sum_f P_{\bar{x} \rightarrow \bar{f}}$$

mais nous pouvons toutefois, pour un mode particulier a avoir

$$P_{x \rightarrow a} \neq P_{\bar{x} \rightarrow \bar{a}}$$

pour autant que cet écart soit compensé par d'autres canaux.

Pour un exemple quelque peu réaliste, considérons la désintégration de particules intermédiaires X extra lourdes, d'une masse supérieure à $10^{15} GeV$, telles celles présentes dans le modèle de grande unification le plus simple - SU(5)- sous le nom de leptoquarks. On a les désintégrations possibles :

$$\Gamma_{X \rightarrow uu} = r_u;\ n_B = 2/3;\ n_L = 0$$

$$\Gamma_{\bar{X} \rightarrow \bar{u}\bar{u}} = \bar{r}_u; n_B = -2/3;\ n_L = 0$$

$$\Gamma_{X \rightarrow e^+ \bar{d}} = r_{\bar{d}}; n_B = -1/3;\ n_L = -1$$

$$\Gamma_{X \rightarrow e^- d} = \bar{r_{\bar{d}}}; n_B = 1/3;\ n_L = 1$$

Notons en passant que si ces réactions violent manifestement le nombre baryonique (nous y reviendrons, mais on remarque déjà que X se désintégrant en deux canaux de nombre baryonique différents, on ne peut lui assigner un nombre baryonique conservé), la combinaison $n_B - n_L$ est par contre conservée. C'est en fait une particularité du modèle SU(5) choisi ici, et pas une généralité.

Si nous faisons maintenant le bilan du nombre baryonique produit lors de la désintégration d'une paire de particules $X, \bar{X}$, nous obtenons:

$$n_B = 2/3\ (r_u - \bar{r_u}) - 1/3\ (r_{\bar{d}} - \bar{r_{\bar{d}}})$$

Utilisant l'égalité des largeurs totales de $X, \bar{X}$ nous avons toutefois:

$$r_u + r_{\bar{d}} = \bar{r_u} + \bar{r_{\bar{d}}}$$

et il vient, pour le nombre baryonique résultant:

$$n_B = r_u - \bar{r_u}$$

Il suffit donc que $r_u \neq \bar{r_u}$ pour générer un nombre baryonique non nul à partir d'une situation symétrique.

Toutefois, l'obtention de cette condition n'est pas simple. Nous ne la détaillerons pas ici (voir cours GIF 91), mais mentionnerons simplement qu'elle doit faire intervenir, non seulement un mécanisme de violation de C, mais encore de CP (sans quoi l'intégration sur toutes les directions spatiales de désintégration annihilerait l'effet), et que le calcul doit explicitement faire intervenir l'interférence des deux canaux (si cette interférence n'apparaissait pas dans le calcul, la compensation entre les deux canaux serait impossible, et le théorème TCP forcerait l'égalité des largeurs partielles).

Du fait de cette interférence obligée, il est évident que l'asymétrie ne peut apparaître qu'à des ordres plus élevés du calcul des perturbations que la désintégration élémentaire, ce qui impose déjà une restriction sur l'ampleur de l'effet (il s'agit en fait d'un terme d'interaction entre les canaux de désintégration concernés).

Enfin, remarquons encore que le cas envisagé ici d'une désintégration de X dans le vide n'est guère réaliste: les particules en question sont en effet instables, et se désintègrent très tôt dans l'histoire de l'Univers. A ce moment, la température est encore très élevée, et il faut envisager un bain thermique comprenant, outre $X, \bar{X}$, toutes les particules $u, \bar{u}, ...$ Dans ces conditions, et selon la température, la réaction inverse $uu \rightarrow X$ est possible, et, si un équilibre peut s'établir, il empêchera l'établissement d'un nombre baryonique non négligeable. Le mécanisme envisagé n'est donc viable que dans la mesure où un nombre significatif de particules X se désintègrent hors d'équilibre.

6 Les conditions de Sakharov

Chemin faisant, nous avons ainsi rencontré les trois conditions formulées par Andrei Sakharov pour la baryogenèse, à savoir :

- violation du nombre baryonique
- violation des symétries C et CP
- processus hors d'équilibre

Depuis les travaux de pionniers de Sakharov et Yoshimura, de nombreux modèles ont été proposés. Nous ne prétendons pas en couvrir ici l'entièreté, loin de là. Mais nous nous proposons maintenant d'envisager dans les sections suivantes différentes classes de mécanismes proposés pour satisfaire à chacune de ces conditions.

Notons aussi que des mécanismes de baryogenèse peuvent, dans une certaine mesure, sortir du cadre proposé ici, et éluder ainsi l'une ou l'autre des conditions.

7 Mécanismes de violation du nombre baryonique

Si la génération du nombre baryonique de l'Univers était la seule raison d'introduire une violation du nombre baryonique, le gain intellectuel serait peu évident. Deux raisons indépendantes existent toutefois. D'une part, les anomalies quantiques, dans le contexte du modèle standard, et en-dehors de toute grande unification, induisent inévitablement une telle violation. Il s'agit toutefois d'un phénomène non perturbatif, et donc difficile à étudier de façon vraiment quantitative. Nous y reviendrons plus loin. D'autre part, la "grande unification" suppose nécessairement une violation du nombre baryonique. C'est par là que nous commencerons.

Le modèle standard, tel que décrit par le groupe $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ n'unifie pas vraiment les interactions fondamentales, même s'il leur donne une structure unique de théorie de jauge. En effet, les groupes non-abéliens SU(3) et SU(2) introduisent chacun une constante de couplage, tandis que les couplages du groupe U(1) à chaque multiplet de particules sont des réels arbitraires (en fait les restrictions qui y sont apportées par la compensation de certaines anomalies quantiques les ramènent à des rapports d'entiers, et suggère déjà une grande unification). Une approche évidente consiste à rechercher le groupe semi-simple le plus petit qui comprenne ces sous-groupes. SU(5) est un choix minimal; les fermions d'une famille (quarks u et d, électron dans leurs versions L et R, ainsi que le neutrino L) y sont répartis en deux représentations du groupe (5 et $\bar{10}$).

D'autres groupes plus larges, tel SO(10) permettent d'inclure en une seule représentation l'ensemble d'une famille de fermions, y compris le neutrino dextrogyre. Même si la structure de groupe doit s'avérer plus complexe, et plus large, (et dans ce cas, ni SU(5), ni SO(10) ne constituent des étapes obligées de brisure), les interactions qui sont associées à ces sous-groupes sont nécessairement présentes. Ce n'est donc pas une surprise que les tentatives d'unification conduisent à une violation du nombre baryonique; en fait c'est plutôt l'effet attendu, puisque l'on prétend rassembler dans une même représentation leptons et quarks, et donc, ainsi permettre la transition entre eux.

Ce qui reste à expliquer dans ce schéma, c'est l'extraordinaire protection dont jouit le proton, en dépit de la violation du nombre baryonique. S'il est en principe possible de jouer au niveau des modèles (par exemple, en supersymétrie, autoriser la violation du nombre baryonique, mais pas celle du nombre leptonique, ce qui empêche de trouver un fermion léger en lequel le proton puisse se désintéger, et confine aux oscillations neutron-antineutron la seule fenêtre d'observabilité du mécanisme), l'effet essentiel est en général attribué à la formidable échelle de masse associée à la grande unification. Cette échelle, qui est suggérée indépendamment par l'évolution des constantes de couplage, intervient en effet directement dans le calcul du temps de vie. Si, pour une particule de masse m se désintégrant par interactions fortes en produits de masse négligeable, on a typiquement:

$$\Gamma \simeq \kappa m$$

correspondant pour une masse de 1 GeV et un couplage effectif $\kappa = 1$ à $\tau \simeq 6\ 10^{-25} s$ l'intervention des bosons intermédiaires lourds impose un facteur ${M_X}^4$ en dénominateur, qui doit être compensée dimensionnellement; la constante de couplage g^4 apparaît également en facteur

$$\Gamma \simeq g^4 m^5 / {M_X}^4$$

Il suffit alors de choisir M_X suffisamment élevée pour assurer le passage d'un temps de vie de moins de $10^{-24} s$ à la limite mesurée $\tau_{p \to \pi e^+} > 10^{32}$ ans !

Notons au passage que, dans le cadre strict du modèle SU(5) minimal, l'échelle d'unification suggérée par la convergence (imparfaite d'ailleurs) des constantes de couplage est inférieure à celle imposée par la stabilité du proton. Des variantes du modèle, dont son extension supersymétrique, échappent à cette critique. Dans le cadre de théories plus générales, il n'est d'ailleurs pas évident que l'unification exacte au niveau de SU(5) soit un passage obligé, en effet, on peut envisager un groupe plus large qui se briserait directement vers $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$. Une telle approche est d'ailleurs favorisée dans le cadre des théories à dimensions supplémentaires macroscopiques.

Ayant traité le cas le plus simple de violation du nombre baryonique, nous abordons dans la section suivante le problème des anomalies quantiques.

8 Anomalies quantiques: quand le monde quantique ne respecte pas les symétries du monde classique

Ainsi que nous l'avons déjà mentionné, les symétries du Lagrangien entraînent la conservation de courants par le théorème de Noether. Typiquement, si ψ représente un fermion, (ou un multiplet de fermions), l'invariance de

$$L = \bar{\psi_L} D^\mu \gamma_\mu \psi_L$$

sous la transformation $\psi_L \rightarrow e^{i\alpha}\psi_L$ engendre la conservation au niveau classique du courant

$$\partial_\mu {j_L}^\mu = 0$$

avec

$${j_L}^\mu = \bar{\psi_L} \gamma^\mu \psi_L$$

Une relation similaire s'écrit bien évidemment pour une composante R éventuelle.

Toutefois, et ce fut une surprise, on observe qu'une telle relation ne s'avère vraie qu'au niveau classique, tandis qu'au niveau quantique, le courant fermionique est connecté par des boucles de fermions (par exemple l'anomalie triangulaire) à des configurations des champs de jauge, engendrant des termes de divergence non nulle.

Ces termes d'anomalies sont curieux par leur nature, mais leur présence et leur importance sont indubitables. Ils proviennent de la régularisation d'intégrales apparemment linéairement divergentes, mais le résultat fini qui en découle est sans ambiguïté. De façon très particulière, ils lient ainsi des considérations locales associées aux divergences ultraviolettes à la structure à longue distance des configurations des champs de jauge, caractérisées par des invariants topologiques. Pour les plus pragmatiques, nous rappellerons que ces termes d'anomalie sont précisément responsables de la désintégration du pion neutre en deux photons, son mode principal qui serait sans cela interdit.

De telles anomalies sont exclues pour les courants directement couplés à un champ de jauge (de tels courants, comme le courant électrique, doivent être exactement conservés pour assurer la consistance des théories de jauge comme leur renormalisabilité).En fait, dans le modèle standard minimal $SU(3) \otimes SU(2)_L \oplus U(1)$ les charges des fermions sous le groupe U(1) sont précisément ajustées pour éviter de telles anomalies.

Mais elles subsistent pour des courants, conservés au niveau classique, mais non associés à des interactions de jauge. C'est par exemple le cas des nombres baryonique (nous ne connaissons aucune force à longue portée associée à la charge baryonique) ou leptonique. Plus spécifiquement c'est vrai (en l'absence de termes de masse) pour le nombre de baryons L (antibaryons R) ou le nombre de leptons L.

Il vient ainsi, par exemple (toujours en négligeant l'effet des masses)

$$\partial_\mu j^\mu_{lepton,L} + \partial_\mu j^\mu_{baryon,L} = \kappa \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}$$

où le deuxième terme représente une combinaison des champs vectoriels électrofaibles.

Cette équation montre en quelque sorte qu'une charge baryonique peut être perdue au profit d'une charge leptonique et d'un changement de configuration des champs.

Ce mécanisme de violation des nombres quantiques non jaugés est assez général, et fut évoqué la première fois par 't Hooft dans le cadre des interactions fortes et des instantons. Il s'avère toutefois que l'efficacité d'un tel mécanisme est très faible: il faut en effet exciter des configurations topologiques (et donc non perturbatives, et hautement non-locales) des champs à partir de charges locales. A basse température, 't Hooft a estimé que de tels effets seraient supprimés de façon extrême, estimant la probabilité de la transition à $e^{-4\pi/\alpha_W}$.

Dans le contexte de la brisure de symétrie associée aux masses des bosons électrofaibles, Klinkhammer et Manton ont montré que des solutions instables, correspondant à une barrière de potentiel entre vides de nombre leptonique et baryonique différents, existaient, et que la hauteur de la barrière de potentiel (la "masse" de ces solutions instables, appelées sphalerons) est de l'ordre de la température de transition elle-même. La probabilité de produire ces solutions à température élevée est alors évaluée à $e^{-M_{sphaleron}/kT}$ c'est à dire, proche de 1 lorsque $T \sim M_{sphaleron}$ (cette dernière masse étant de l'ordre de la transition électrofaible, c'est-à-dire proche de 100 GeV).

Voici donc un mécanisme quasi-inévitable de génération (mais aussi de destruction, si le passage par cette température s'effectue à l'équilibre) d'un nombre baryonique.

Notons encore quelques caractéristiques de ce mécanisme. Tout d'abord, la quantité directement affectée est $(B+L)_L$, les composantes dextrogyres n'étant touchées que via les termes de masse les liant aux lévogyres. En effet, les champs électofaibles de $SU(2)$ ne touchent que les fermions lévogyres. En outre, au sein du modèle standard, (qui est valable en tous cas à cette énergie) la différence $(B-L)_L$ est un nombre quantique conservé, et cette qantité reste donc constante. Nous en verrons les conséquences sous peu.

Finalement, un mot de précaution. En effet, l'existence des sphalérons n'a été rigoureusement démontrée que pour le groupe $SU(2)$, et ce, après brisure de symétrie, car elle fait intervenir directement la "valeur moyenne dans le vide" du champ scalaire brisant la symétrie. Déjà pour $SU(2) \otimes U(1)$, seules des approches numériques existent. L'efficacité du mécanisme de modification du nombre baryonique n'est évoquée que dans la proximité de la température de la transition de phase, une situation où l'existence de solutions du type sphalerons n'est pas fermement établie, et seules quelques simulations numériques fort limitées apportent un soutien à l'évaluation de la probabilité de transition basée sur l'estimation de la hauteur de la barrière de potentiel.

9 Sources spécifiques de violation du nombre leptonique

Alors que la violation du nombre baryonique dans le modèle d'unification $SU(5)$ est en fait plus un transfert de nombre de baryons en nombre de leptons par échange de bosons de jauge (avec, dans le cas particulier de SU(5), $B-L$ conservé), le secteur leptonique offre la possibilité d'un autre type de violation.

En effet, si l'interaction de jauge impose une conservation des courants, et donc en général une invariance sous les transformations du type $\psi_{L,R} \rightarrow$

$e^{i\alpha}\psi_{L,R}$, ou, pour le champ conjugué $\bar{\psi_{L,R}} \rightarrow e^{-i\alpha}\bar{\psi_{L,R}}$, compatibles avec les termes cinétiques et les masses "de Dirac":

$$L_{cin} = \bar{\psi_L} D^\mu \gamma_\mu \psi_L$$

$$L_{Dirac} = m\bar{\psi_R}\psi_L + h.c.\ ,$$

de telles contraintes ne s'appliquent pas, dans le modèle standard comme dans son extension SU(5), au neutrino dextrogyre, qui ne subit aucune interaction de jauge. En fait, ce neutrino dextrogyre n'est couplé que fort indirectement aux autres particules, via le terme de masse éventuel qui le lie au neutrino lévogyre.

On peut donc envisager d'introduire "ab initio" (ou, dans un contexte plus large, comme SO(10), par brisure d'une symétrie) un terme de "masse de Majorana". La seule exigence pour un tel terme est en effet d'être un scalaire sous les transformations de Lorentz. Si nous adoptons provisoirement une notation à deux composantes, un tel terme s'écrit:

$$L_{Maj} = M\epsilon_{ij}{\eta_R}^i{\eta_R}^j + h.c.$$

Comme on le voit, un tel terme ne respecte aucune transformation de phase; en fait, il modifie de deux unités le nombre leptonique que l'on aurait attribué au préalable au semi-spineur η_R. En notation de Dirac, un tel terme s'écrirait:

$$L_M = m\bar{\psi_R}^c\psi_R + h.c.$$

où ${\psi_R}^c = C\psi^{+t}$

Un tel terme n'est permis que parce que le "neutrino dextrogyre" (à la différence de l'électron ou même du neutrino lévogyre) ne porte aucune charge (électrique ou faible). Il est bien évidemment sans importance aussi longtemps que cette particule ne se couple en rien au monde observable. A vrai dire, il devient impossible de parler pour une particule de Majorana de particule ou antiparticule: comme le photon, le "neutrino dextrogyre" devient sa propre antiparticule.

Comment connecter cette violation du nombre leptonique au secteur observable? Un terme de Yukawa peut introduire un couplage de Dirac entre neutrinos dexgtrogyres et fermions lévogyres:

$$L_{Yukawa} = \frac{m}{v}\bar{\psi_R}\phi\Psi_L + h.c.$$

Lorsque le champ scalaire ϕ développe, par brisure de symétrie,une valeur moyenne dans le vide v, un terme de masse lie ψ_R et ψ_L .

En fait, on se trouve, pour les neutrinos L et R, en face d'une matrice de masses de la forme:

$$\begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix}$$

Le résultat net de cette procédure est d'obtenir, après diagonalisation, deux états, de masses approximatives (nous supposons $m \ll M$) m^2/M et M (ce mécanisme est traditionnellement désigné sous le nom de "see-saw"). Notons qu'une petite masse de Majorana a ainsi été engendrée pour l'état le plus léger, que nous observons, mais que cet effet est supprimé par la petitesse postulée du rapport m/M. Un tel terme se manifeste certes comme un effet de masse ordinaire (et contribue ainsi à la masse de l'Univers, ou modifie le spectre de désintégration β), mais son caractère "de Majorana" ne serait manifeste que dans la désintégration β double sans neutrinos (violant donc le nombre leptonique):

$$N \to N' + 2e^-$$

qui n'a pas encore été observée.

Nous avons donc vu comment introduire une violation spécifique du nombre leptonique. A la différence de la situation envisagée dans SU(5), où $B-L$ était conservé, L est affecté, mais pas B, ce qui signifie aussi une violation de $L, B-L, B+L$. Cette violation spécifique est discrète dans notre univers actuel, mais devient tout-à-fait manifeste à haute température (T de l'ordre de la masse du neutrino dextrogyre M). Si nous désignons par N ce fermion de Majorana lourd, nous observons qu'il peut, étant sa propre antiparticule, se désintéger de deux façons opposées:

$$N \to e_R + anti(e_L) + \nu_L$$

$$N \to \bar{N} \to anti(e_R) + e_L + anti(\nu_L)$$

Dans l'équation précédente, nous avons, au risque d'allonger l'expression, pris soin de mentionner très explicitement les leptons et antileptons. Il y a en effet source d'ambiguïté dans la notation, puisque l'anti-électron dextrogyre s'observe comme un positron lévogyre.

Nous voyons donc que, sous réserve d'introduire, outre la violation de C, une violation de CP qui différencie ces deux modes, deux des conditions de

Sakharov sont réunies, la dernière étant le déséquilibre (que nous aborderons dans la section suivante), mais pour générer...un nombre leptonique non nul.

Un des mécanismes les plus considérés actuellement utilise ce schéma, comme nous le verrons, suivi d'une conversion du nombre leptonique en nombre baryonique à la transition électrofaible.

10 Comment perdre l'équilibre

Comme nous l'avons vu, le bénéfice de processus violant C, CP et le nombre baryonique B est perdu si on se trouve à l'équilibre thermique. En outre, si au moment de la transition de phase électrofaible, le système reste proche de l'équilibre (comme lors d'une transition du second ordre), les mécanismes de violation du nombre baryonique (plus précisément de la composante $(B+L)_L$) sont susceptibles de réduire a néant le nombre baryonique créé précédemment.

10.1 Particules reliques

Nous considérons d'abord le mécanisme de Sakharov et Yoshimura, c'est-à-dire la désintégration d'une particule lourde avec violation de B (ou L) et de CP.

Comme il s'agit de particules très massives, nous nous reportons à la période dans l'évolution de l'Univers où ces particules étaient abondantes, en équilibre avec un bain thermique d'une température T supérieure à leur masse. Dans ce cas, la densité d'équilibre est donnée par $e^{-E/kT}$. Lorsque l'Univers refroidit, cette densité doit donc diminuer, mais ceci nécessite un mécanisme de désintégration ou d'annihilation. Dans le cas où les mécanismes d'annihilation ou désintégration ne sont pas assez rapides pour permettre la diminution de densité en accord avec la thermodynamique, on peut parler de particule "relique", c'est-à-dire dont la masse est bien supérieure à la température du bain thermique. Sa désintégration s'effectuera alors hors d'équilibre, car les produits de désintégration s'échapperont ou se thermaliseront sans aucune possibilité de régénérer la particule initiale.

Si nous nous concentrons pour le moment sur la désintégration, on voit que la condition de déséquilibre est que le temps de vie de la particule soit supérieur au temps caractéristique d'expansion de l'Univers à une température voisine de sa masse M, c'est-à-dire, si H représente la constante de Hubble,

$$\tau \gg H^{-1}$$

Si g est la constante de couplage et g^* compte le nombre de degrés de liberté actifs à cette température, on obtient, en prenant $\tau^{-1} = \Gamma \cong g^2 M$ et $H = \sqrt{g^*} T^2 / 10^{19} GeV$.

$$M \geq \frac{g^2}{\sqrt{g^*}} 10^{19} GeV \sim 10^{16} GeV$$

Ainsi, on voit que, pour une particule possédant un temps de vie "normal", c'est-à-dire subissant une désintégration par interactions de jauge sans suppression particulière, l'échelle requise par des considérations purement cosmologiques est proche de celle obtenue par deux autres approches, à savoir, la stabilité du proton d'une part, la convergence des couplages des interactions fondamentales vers un modèle unifié d'autre part. Sans doute cette similitude est-elle fortuite, aussi nous ne nous y attarderons pas.

Des variantes de cette désintégration hors d'équilibre existent en grand nombre, et ont donné lieu à divers schémas alternatifs. Dans différents cadres (supersymétrie avec brisure partielle de la parité R, par exemple), on peut se trouver dans une situation de désintégration freinée par des règles de sélection ou des couplages faibles, ce qui peut abaisser parfois considérablement l'échelle de masse requise.

Le même mécanisme s'applique à la désintégration de neutrinos de Majorana lourds, tels les neutrinos dextrogyres considérés plus haut. Ici, pour autant que les interactions de jauge ne jouent pas un rôle important (brisure de SO(10) à une échelle beaucoup plus élevée, ou plus simplement dans le cadre strict de SU(5)), la désintégration ne s'opère que par les couplages de Yukawa, eux mêmes liés à la masse des leptons légers.

D'autres possibilités d'obtenir des particules reliques ont été envisagées, par exemple en les emprisonnant comme états liés dans des "cordes cosmiques" qui ne les libèrent que tardivement dans l'évolution de l'Univers.

10.2 Transition de phase

Une autre source de déséquilibre peut être une transition de phase de premier ordre. A l'exemple de l'ébullition de l'eau, une bulle de "vrai vide" se développe dans un milieu devenu instable, et s'étend de façon irréversible.

Dans le cas présent, le déséquilibre proviendrait du refroidissement de l'Univers, et le "vrai vide" correspond à l'état que nous connaissons, où le champ scalaire brisant la symétrie électro-faible (champ de Brout-Englert-Higgs) développe une valeur moyenne dans le vide, tandis que les fermions usuels acquièrent une masse (de quelques MeV à 170 GeV selon leur nature). Du fait de cette masse qu'ils doivent posséder à l'intérieur de la bulle, les différents fermions interagissent de façon différentielle avec le mur de celle-ci; à l'évidence, des fermions qui ne posséderaient pas une énergie au moins égale à la masse qu'ils porteraient à l'intérieur de la bulle ne peuvent y pénétrer. Dans les meilleures conditions, on peut espérer que cette diffusion par la bulle soit suffisamment spécifique pour qu'à l'intérieur (modulo une violation de CP au niveau de l'interaction avec le mur) s'établisse l'excès souhaité de matière baryonique, tandis que l'excès d'antimatière rejeté à l'extérieur est effacé par l'action des anomalies.

Ce schéma a été largement étudié. Il offrirait en effet l'avantage de présenter à un seul moment tous les ingrédients nécessaires: violation du nombre baryonique par les sphalerons, déséquilibre dû à la transition de phase de premier ordre, violation de CP au niveau des couplages au champ scalaire.

Ce n'est toutefois plus le scénario préféré, et ce, pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il est assez évident que la violation de CP observée à basse énergie est, par de nombreux ordres de grandeur, insuffisante pour obtenir même le faible excès de matière recherché (voir section suivante). Il fallait donc chercher d'autres modèles (par exemple, dans un cadre supersymétrique, mais de nombreuses variantes sont possibles).

Ensuite, les contraintes pour obtenir une transition du premier ordre, suivie d'un refroidissement rapide, portent notamment sur la masse du scalaire de Brout-Englert-Higgs, qui devrait être léger (de 50 à 60 GeV), et se trouve exclu par les dernières limites obtenues au LEP. Il est bien sûr possible, au prix d'alourdir le modèle (par exemple par l'introduction de triplets scalaires, ou de doublets supplémentaires), d'éviter ces contraintes. Il faut toutefois attendre une évidence expérimentale nouvelle pour contraindre de tels modèles.

Le schéma le plus probable suppose donc une transition du second ordre, ce qui donne au mécanisme de brisure du nombre baryonique par anomalies (sphalerons) tout le temps d'opérer dans des conditions proches de l'équilibre, c'est-à-dire en pratique d'annuler la valeur de $(B+L)_L$. Nous verrons dans la dernière section que cet effet, indésirable en apparence, est la touche finale du mécanisme de baryogenèse via la leptogenèse.

11 D'où vient la violation de CP?

C"est sans doute la question la plus difficile à l'heure actuelle. Comme nous l'avons souligné, les interactions de jauge (et par là, celles qui en découleraient, par exemple par supersymétrie) conservent naturellement CP. C'est donc dans les couplages scalaires (couplages de Yukawa) ou dans les valeurs moyennes dans le vide des derniers (dans le cas d'une brisure spontanée de CP) que l'on trouve l'origine de la violation de CP.

Malheureusement, c'est là le secteur le plus méconnu de la théorie, et, par l'absence de tout principe unificateur dans les couplages de Yukawa, il est riche en paramètres arbitraires. Dans la plupart des cas, la violation de CP utilisée dans la génération du nombre baryonique est introduite à la main, de façon "ad-hoc".

Tout au plus pourrait-on espérer la relier aux paramètres de violation de CP observés à basse énergie (dans la physique du K et du B), ou susceptibles de l'être dans un avenir prévisible (effets de violation de CP dans le secteur des neutrinos). Mais ici encore, l'espoir d'y parvenir ne peut être qu'indirect.

En effet, de nombreux paramètres apparaissant dans les couplages entre bosons scalaires, ou entre scalaires lourds et fermions n'apparaissent pas directement à basse énergie, et ce n'est que dans le cas de modèles volontairement restreints que l'on peut lier les divers effets (à titre d'exemple, dans des modèles à symétrie entre L et R, où on suppose tous les couplages réels, et une violation spontanée de CP trouvant ses origines dans une phase entre valeurs moyennes dans le vide).

Dans l'état actuel des choses en effet, la violation de CP mesurée dans les systèmes du K et du B est parfaitement paramétrisée par le "modèle standard", où elle est attribuée à une différence entre la base des quarks adaptée aux interactions de jauge et la base diagonalisant les masses. Il est bien connu (réf. [1]) que cet effet (reposant sur la matrice de Kobayashi-Maskawa) nécessite trois générations de quarks non dégénérées, et trois angles de mélange non nuls. De ce fait, l'amplitude de la violation de CP dans ce cadre de basse énergie se trouve proportionnelle à

$$J = sin(\theta_1)sin(\theta_2)sin(\theta_3)sin(\delta) * P_u * P_d$$

$$P_u = ({m_u}^2 - {m_c}^2) * ({m_t}^2 - {m_c}^2) * ({m_t}^2 - {m_u}^2)$$
$$P_d = ({m_d}^2 - {m_s}^2) * ({m_b}^2 - {m_s}^2) * ({m_b}^2 - {m_d}^2)$$

Bien évidemment, cette quantité possède une dimension élevée (GeV^{12}); pour obtenir une mesure de l'effet, il faut en extraire un paramètre non dimensionnel, en prenant le rapport avec une quantité appropriée (par exemple, dans le cas du K, la différence de masse entre K_L et K_S). Dans le cas de la génération du nombre baryonique, l'échelle s'avère en général celle à laquelle on peut encore espérer une violation du nombre baryonique, c'est-à-dire, au mieux, (dans le cas de la transition électrofaible) 100 GeV. Il est alors facile de vérifier que l'effet est inférieur à 10^{-17}, soit totalement insuffisant pour générer par lui-même l'asymétrie baryonique.

Notre seul espoir, faute d'atteindre l'échelle probablement très élevée où la baryo- ou leptogenèse prend place, est de construire un cadre théorique suffisamment solide qui explique l'origine des couplages de Yukawa. Peut-être les recherches portant sur la supersymétrie, les théories de cordes, ou les dimensions supplémentaires apporteront-elles une ouverture décisive. Peut-être aussi quelque nouvel effet de violation de CP à basse énergie, échappant à la description minimale (par exemple, un moment électrique dipolaire important, ou une observation de violation de CP dans le secteur leptonique) sera-t-il nécessaire pour nous mettre sur la bonne voie.

12 Quelques scénarios possibles pour la génération du nombre baryonique

Ayant mis en place les "blocs de base" nécessaires, nous pouvons maintenant envisager divers scénarios de baryogenèse. Remarquons que, dans tous les cas, au moins un élément, la violation de CP, est mis à la main, même si, dans des modèles très particuliers, on peut espérer en relier l'origine aux paramètres observés.

L'approche la plus directe est celle de Sakharov et Yoshimura: on suppose qu'une particule lourde (par exemple un leptoquark de SU(5)) devient au cours de l'expansion de l'Univers une particule relique, qui se désintègre asymétriquement, avec violation de CP et du nombre baryonique, pour donner l'excès souhaité. La critique classique de ce modèle, si il a lieu dans le cadre strict de SU(5) est que, le modèle conservant (B-L), ce mécanisme engendre en même temps un nombre leptonique non nul, de sorte que l'on garde $B-L=0$. Lors de la transition électrofaible qui, d'après les limites actuelles sur la masse du boson scalaire, (et toujours dans le cadre de SU(5)), doit être du second ordre, les mécanismes d'anomalies opèrent près de l'équilibre, et tendent à ramener $B + L_L \to 0$. Par l'intermédiaire des masses, les composantes R sont aussi impliquées, et ayant à la fois $B - L = 0 = B + L$, la seule solution est l'annulation complète de B et L.

Le remède est facile: il suffit de trouver un schéma où un mécanisme de Sakharov et Yoshimura génère une valeur non nulle pour (B-L).

Parmi ces modèles, l'idée la plus séduisante est probablement de recourir à la leptogenèse [3]. Par la désintégration de neutrinos de Majorana lourds (par exemple, les partenaires dextrogyres de nos neutrinos dans un mécanisme de "see-saw"), avec une violation de CP choisie de manière "ad-hoc", on génère un nombre leptonique $L_0 \neq 0$.

On exploite alors (plutôt que de le redouter) le passage par une transition électrofaible proche de l'équilibre pour convertir partiellement le nombre leptonique en nombre baryonique. Si nous désignons en effet par B_t et L_t les nombres baryonique et leptonique de l'Univers à un instant t, tenant compte de la conservation de $B - L$ par le modèle standard, qui prevaut après la phase de leptogenese, nous avons:

$$B_t - L_t = L_0,$$

tout au cours de la transition de phase. Si l'on suppose que la transition de phase reste suffisamment longtemps près de l'équilibre, on obtient une transformation quasi-complète,

$$B_t + L_t \to 0,$$

de sorte que $B_t = L_0/2$. Ce mécanisme possède l'avantage de ne pas dépendre de façon critique de la dynamique de la transition de phase, ou de la violation du nombre baryonique par les anomalies et sphalerons. (nous pourrions préciser que ce sont les parties lévogyres des nombres baryoniques et leptoniques qui sont affectés par la présence de sphalérons, mais à cette énergie les effets de masse sont suffisants pour propager l'effet aux composantes dextrogyres).

De nombreuses variantes existent, mais l'élégance du schéma vient en bonne part du fait qu'il ne dépend pas de façon critique de la partie non-perturbative, et donc mal contrôlée du problème. Ses implications pour la physique du neutrino à basse énergie font l'objet d'études attentives.

D'autres schémas, plus spéculatifs, veulent faire apparaî tre le nombre baryonique à la transition électrofaible. Si l'aspect minimaliste est à première vue séduisant (tous les ingrédients sont réunis, CP à basse énergie, déséquilibre par transition de phase, violation du nombre baryonique par les anomalies quantiques) c'est l'étude détaillée de ces modèles qui a montré que ces éléments, dans leur forme minimale, étaient insuffisants. Il en résulte (sans que le mécanisme soit exclu) qu'il faut alourdir le modèle. Il s'agit en général d'introduire une structure scalaire plus complexe. A titre d'exemple, la multiplication des doublets scalaires, comme en supersymétrie, permet d'alléger un peu les contraintes portant sur la masse. Dans d'autres cas, ce sont des couplages trilinéaires qui permettant malgré la masse élevée du boson scalaire de Brout-Englert-Higgs de maintenir une transition du premier ordre. Dans tous ces cas toutefois, une violation de CP largement "ad-hoc" doit être introduite, le mécanisme de Kobayashi-Maskawa étant totalement insuffisant, comme nous l'avons déjà annoncé à la section 11 ci-dessus.

Notons aussi que des mécanismes entièrement différents, moins liés aux détails des interactions des particules fondamentales, ont été proposés. Ainsi le mécanisme de Affleck et Dine se base sur les fluctuations d'un champ scalaire primordial, porteur de nombre leptonique ou baryonique. Nous renvoyons le lecteur que nous espérons avoir intéressé à la référence [2] pour une approche plus exhaustive.

13 Conclusion

La série d'exposés résumée ici, même si elle entrait occasionnellement dans plus de détails des mécanismes, n'avait pas pour but de présenter une vision exhaustive des mécanismes de génération du nombre baryonique de l'Univers, mais plutôt d'en souligner les moyens, et les hypothèses, en introduisant les concepts nécessaires. C'est en quelque sorte une préface au sujet.

14 Remerciements

Je tiens à remercier les concepteurs de l'Ecole de Gif qui s'est tenue à Strasbourg en Septembre 2002, et en particulier Daniel Bloch, pour leur chaleureux aceuil et leur remarquable organisation de la rencontre. Je remercie également Véronique Van Elewyck pour son aide à la rédaction de ces actes, et Daniel Bloch pour une relecture critique.

Ce travail a bénéficié du soutien de l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires et de la Communauté française de Belgique (programme ARC) ainsi que des services de la Recherche Scientifique du gouvernement fédéral (programme PAI P5/27).

References

[1] J.-M. Frère, *Introduction à la violation de CP*, Ecole de Gif 1991.

[2] A. Riotto and M. Trodden, *Recent progress in baryogenesys*, hep-ph/9901362, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.**49**:35-75,1999 **et les références citées**

[3] M. Fukugita and T. Yanagida, Phys Lett.**B174**,45, 1986

[4] J.-M. Frère, F.-S. Ling, M.H.G. Tytgat, V. van Elewyck, *Leptogenesis with virtual Majorana neutrinos*, hep-ph/9901337, Phys.Rev.**D60**:016005,1999

[5] W Buchmuller and M. Plumacher, *Neutrino masses and the Baryon asymmetry*, hep-ph/0007176, Int.J.Mod.Phys.**A15**:5047-5086,2000

[6] S. Carlier, J.-M. Frère, F.-S. Ling *Gauge dilution and Leptogenesis* , hep-ph/9903300, Phys.Rev.**D60**:096003,1999