NUCLÉOSYNTHÈSE DANS UN UNIVERS SYMÉTRIQUE

F. Combes, O. Fassi-Fehri, B. Leroy

► To cite this version:

F. Combes, O. Fassi-Fehri, B. Leroy. NUCLÉOSYNTHÈSE DANS UN UNIVERS SYMÉTRIQUE. Journal de Physique Colloques, 1975, 36 (C5), pp.C5-155-C5-157. 10.1051/jphyscol:1975539 . jpa-00216394

HAL Id: jpa-00216394

<https://hal.science/jpa-00216394>

Submitted on 1 Jan 1975

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

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

NUCLÉOSYNTÈSE DANS UN UNIVERS SYMÉTRIQUE

F. COMBES, O. FASSI-FEHRI et B. LEROY

Observatoire de Paris-Meudon, 92190 Meudon, France

Résumé. — Dans l'hypothèse d'une origine cosmologique des éléments légers, un nouveau type de modèles cosmologiques, les modèles symétriques matière-antimatière, est confronté aux abondances observées d'hélium-4 et de deutérium.

La caractéristique fondamentale de ces modèles est l'annihilation matière-antimatière dont l'effet est la réduction, par rapport au big-bang classique, de l'abondance relative des neutrons par rapport aux protons, et donc une restriction de la nucléosynthèse primordiale. Celle-ci ne rendra compte des abondances observées que si la région de matière a une taille suffisante.

Abstract. — Assuming that the light elements had a cosmological origin, the observed abundances of He^4 and deuterium are compared against the recently developed class of baryon symmetric cosmological models.

The essential feature of these models is the presence of matter-antimatter annihilation; the effect is a reduction in the neutron-proton ratio compared to its value in the *canonical* big-bang, and a consequent reduction in primordial nucleosynthesis. In effect, the observed abundances can only be obtained if a typical matter region is sufficiently large.

Depuis plus d'un siècle le postulat fondamental de l'astrophysique selon lequel les lois de la physique découvertes au laboratoire sont toujours et partout valables, n'a cessé d'être heuristique. La symétrie matière-antimatière, dont l'évidence au laboratoire ne saurait aujourd'hui être remise en question, est donc devenue une hypothèse *naturelle*. Son introduction en cosmologie a donné naissance à divers modèles d'univers; tandis que la plupart d'entre eux n'ont pas dépassé le stade de l'esquisse, l'un d'eux, le modèle d'Omnès, a fait l'objet d'une étude très approfondie [1, 2].

On suppose que pendant la période hadronique (c'est-à-dire les 10^{-5} premières secondes) la matière et l'antimatière se séparent: l'univers se présente alors sous la forme d'une gigantesque émulsion, une importante annihilation se produisant à la surface de contact entre les deux phases. Lorsque le libre parcours moyen des photons devient de l'ordre de grandeur de la taille caractéristique d'une région de matière, il a été mis en évidence un phénomène de tension de surface, la coalescence, qui accroît le volume des régions de matière aux dépens de leur surface, prévenant ainsi l'annihilation totale [1].

Admettant que les éléments légers (pour simplifier, l'hélium et le deutérium) sont d'origine cosmologique, il est intéressant de dégager les modifications inhérentes à l'hypothèse de la symétrie.

Considérons une région de matière. Les protons y sont pratiquement *gelés* par les interactions coulombiennes; au contraire, les neutrons qui n'interagissent que par leur moment magnétique avec les électrons

(la section efficace du processus est faible) et par les collisions élastiques avec les protons, diffusent vers la frontière, où ils s'annihilent.

Au-dessus de 1 MeV les interactions faibles ($n + e^+ \rightleftharpoons p + \bar{\nu}$, $n + \nu \rightleftharpoons p + e^-$) sont suffisamment efficaces pour compenser la *fuite* des neutrons. Au-dessous de cette température, il n'y a donc pratiquement plus de neutrons dans une zone frontalière d'épaisseur $\sqrt{Dt}$, leur longueur de diffusion (D étant le coefficient de diffusion des neutrons, et t le temps). Pour que la nucléosynthèse soit possible, il est donc nécessaire que la taille caractéristique d'une région de matière soit très supérieure à cette longueur de diffusion. Notre propos est d'essayer de quantifier cette condition.

Le calcul de l'abondance relative des neutrons est analogue au calcul classique [3] avec, dans l'équation d'évolution des neutrons, un terme supplémentaire dû à l'annihilation:

$$\begin{aligned}\frac{dn}{dt} &= \lambda p - \hat{\lambda} n - \sqrt{\frac{Dt}{4\pi}} \frac{n}{L} \\ \frac{dp}{dt} &= \hat{\lambda} n - \lambda p\end{aligned}\tag{1}$$

L étant la taille d'une région de matière, λ et $\hat{\lambda}$ les taux des interactions faibles $p \rightarrow n$ et $n \rightarrow p$ respectivement [4]. Le terme dû à l'annihilation est indépendant du modèle cosmologique adopté et a été calculé sous l'hypothèse d'un écoulement non turbulent de la matière vers la frontière.

L'intégration numérique des équations (1) nous permet de mettre une limite inférieure à la taille d'une région de matière. Dans la pratique, à des fins de généralité, nous avons paramétrisé L de la façon suivante :

$$L = L_1 T_{\text{MeV}}^{-\beta} \text{ cm},$$

où $\beta = 1, 2, 3$ ($\beta = 1$ correspond à l'expansion agissant seule, $\beta > 1$ à la coalescence ; on estime qu'elle ne peut pas faire croître L plus vite que T_{MeV}^{-3}).

Les résultats numériques sont portés sur la figure 1, où

$$R = \frac{X_n (\text{avec annihilation})}{X_n (\text{sans annihilation})}$$

et

$$X_n = \frac{n}{n + p},$$

en fonction de L_1 cm et pour différentes valeurs du paramètre β . (La valeur de R est prise juste avant que la nucléosynthèse ne commence).

FIG. 1. — Rapport $R = \frac{X_n (\text{avec annihilation})}{X_n (\text{sans annihilation})}$ à la température $T_9 0,9$ en fonction de L_1 (cm).

Il ressort de ces résultats que, pour une valeur L_1 de la taille de la région de matière donnée à $T = 1$ MeV, la loi $L = L_1 T_{\text{MeV}}^{-1}$ conduit à l'abondance relative de neutrons la plus élevée : c'est donc le cas le plus favorable à la nucléosynthèse. Le big-bang classique rend très bien compte de l'abondance de He^4 , il en sera de même pour des modèles symétriques pourvu que $R \sim 1$. Cela nous conduit à une taille minimale L_1 à $T = 1$ MeV de $3 \times 10^6, 10^7, 3 \times 10^7$ cm correspondant respectivement à $\beta = 1, 2, 3$. Dans la suite, nous nous placerons dans le cas le plus favorable, et nous supposons $L \gtrsim 3 \times 10^6 T_{\text{MeV}}^{-1}$ cm.

Après la nucléosynthèse proprement dite, le taux d'annihilation a suffisamment décré pour ne pas affecter de façon sensible l'abondance de l'hélium ; toutefois, eu égard à la faiblesse de l'abondance de deutérium observée ($\sim 10^{-5}$), cette annihilation de quelques noyaux d' He^4 peut donner lieu à une surabondance de deutérium.

En effet, à la frontière matière-antimatière se produisent des réactions de type $\bar{p}\alpha$, dont les produits sont du deutérium (rapport de branchement très faible), des neutrons et des protons. On obtient une limite inférieure sur la production des neutrons dans ce processus en admettant que la réaction $\bar{p}\alpha$ passe par l'intermédiaire $\pi - (3N)$ (3 N désignant un noyau à trois nucléons). Les résultats expérimentaux indiquent pour la réaction

un nombre moyen de neutrons d'environ 1,75 par interaction.

Nous avons montré [6] que ces neutrons de haute énergie ($E_{\text{cin}} \sim 100$ MeV) traversent la zone d'annihilation et sont thermalisés dans la matière, après quoi leur énergie est suffisamment basse pour qu'ils puissent être capturés par les protons pour former du deutérium (la section efficace de capture est inversement proportionnelle à l'énergie). Le deutérium ainsi formé ne subsistera en quantité appréciable que si la capture neutron-proton l'emporte sur la photodissociation, c'est-à-dire si la température est inférieure à 0,07 MeV (ce qui correspond à l'instant désigné par t_i dans la suite). Cette formation cesse à basse température lorsque la désintégration du neutron l'emporte sur leur capture (instant t_f).

C'est alors entre ces limites qu'est effectué le calcul de l'abondance de deutérium formé :

$$\frac{d}{p} = \left\{ \int_{t_i}^{t_f} \nu L^2 B \times \frac{1,75}{2} dt \right\} / p L^3$$

où d et p sont les densités numériques du deutérium et des protons respectivement, ν est le taux d'annihilation p-p par unité de surface, B est la probabilité d'une annihilation p- α ($\sim \alpha \langle \sigma v \rangle_{\bar{p}\alpha} / p \langle \sigma v \rangle_{\bar{p}p}$ avec les notations usuelles [4], α étant la densité numérique de l'hélium), le facteur $\frac{1}{2}$ provient de ce que, en moyenne, la moitié des produits résultant d'une annihilation $\bar{p}\alpha$ va dans la matière et l'autre dans l'antimatière, $L = L_1 T_{\text{MeV}}^{-1}$ est la taille (en cm) d'une région de matière ⁽¹⁾.

Pour ne pas produire plus de deutérium par le processus précédent que par la nucléosynthèse classique, en accord avec les observations [7, 8], on doit avoir

$$d/p \lesssim 10^{-5}$$

d'où la limite inférieure sur la taille d'une région de matière à la température $T = 1$ MeV

$$L_1 \gtrsim 1,5 \times 10^{+8} (\Omega h^2)^{1/3} \text{ cm},$$

⁽¹⁾ Ceci correspond au cas le plus favorable en ce sens que nous cherchons la taille minimale assurant les abondances standards. (D'autres lois de croissance ont été testées et sont apparues moins favorables).

où Ω est le paramètre de densité et h' la constante de Hubble mesurée en unités de $50 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$.

Ainsi pour que la nucléosynthèse puisse produire l'hélium et le deutérium avec des abondances compatibles avec l'observation, la taille minimale d'une région de matière à $T = 1 \text{ MeV}$ doit être plus grande que la longueur de diffusion des neutrons à la même époque par un facteur de l'ordre de 10^3 (à cette époque $\sqrt{Dt} \sim 10^{4,5} \text{ cm}$).

On pourrait, par ailleurs, se demander si l'annihilation qui a été cause de la production du deutérium

ne pourrait pas aussi le détruire après sa formation. En fait, la diminution relative de la densité numérique des nucléons par annihilation pendant l'ère radiative est environ 10^{-3} de sorte que l'influence de l'annihilation sur les abondances relatives des différents éléments est insignifiante.

Il convient finalement, avant de se prononcer sur l'avenir des modèles cosmologiques symétriques, de se montrer prudent et de ne pas tirer des conclusions par trop hâtives : en l'état actuel des connaissances, une détermination définitive de la taille d'une région de matière reste un problème des plus épineux.

Bibliographie

- [1] OMNÈS, R., *Phys. Rep.* **3C** (1972) 1.
- [2] ALDROVANDI, R., CASER, S., OMNÈS, R., PUGET, J. L., *Astron. Astrophys.* **28** (1973) 253.
- [3] PEEBLES, P. J. E., *Ap. J.* **146** (1966) 542.
- [4] WAGONER, R. V., FOWLER, W. A., HOYLE, F., *Ap. J.* **3** (1967) 148.
- [5] ZAIMIDOROGA, O. A. *et al.*, *Sov. Phys. J.E.T.P.* **21** (1966) 848 ; *Sov. Phys. J.E.T.P.* **24** (1967) 1111.
- [6] COMBES, F., FASSI-FEHRI, O., LEROY, B., *Astrophys. Space Science* (sous presse).
- [7] REEVES, H., AUDOUZE, J., FOWLER, W. A., SCHRAMM, D. N., *Ap. J.* **179** (1973) 909.
- [8] GEISS, J., REEVES, H., *Astron. Astrophys.* **18** (1972) 128.