

A Importância do Lítio para a compreensão da Nucleosíntese Primordial e da Evolução Estelar

Maria Micaela Leal da Fonseca

Eng^a Física

Bolseira de Investigação do Centro de Física Nuclear da Universidade de Lisboa

Monitora do Departamento de Física da FCT/UNL

Resumo

Nas últimas décadas, a nucleosíntese no Big-Bang (BBN) emergiu como sendo um dos pilares da teoria do Big-Bang, juntando-se à expansão de Hubble e à radiação de Microondas de fundo (CBR). Como a BBN envolve eventos que ocorrem a temperaturas entre os 10^9K e os 10^{11}K (com energias equivalentes de $k_B T \sim 0,1\text{ MeV}$ a 10 MeV) e densidade de matéria entre 10^{-5} g cm^{-3} e 10 g cm^{-3} , é natural que exista uma ligação entre a Cosmologia e a Física de Partículas e Nuclear. A consistência entre as previsões e as abundâncias observadas dos isótopos D, ^3He , ^4He e ^7Li , e a determinação mais precisa da densidade de matéria bariónica, permitiu que a BBN estivesse no centro das atenções na Cosmologia.

Este artigo tem como objectivo traçar a importância do isótopo ^7Li na compreensão da Nucleosíntese Primordial e realçar também, a importância na sua detecção nas estrelas, para a compreensão da estrutura estelar e respectiva evolução.

“Some people are so crazy that they actually venture into deep mines to observe the stars in the sky.”

Plínio (44 d.C.) *Naturalis Historia*

I. Nucleosíntese primordial

Em meados dos anos 60, os isótopos leves - que supostamente poderiam dar informação sobre a densidade bariônica - foram, na generalidade, assumidos como sendo criados durante a fase T-Tauri na evolução estelar, e, deste modo, não foram tomados em consideração na sua importância cosmológica.

Foi durante os anos de 1970 que a BBN foi totalmente desenvolvida como ferramenta para conhecer o Universo desde os seus primórdios, quando Ryter e a sua equipa demonstraram que a síntese de elementos leves na fase T-Tauri da evolução estelar não descrevia as abundâncias observadas.

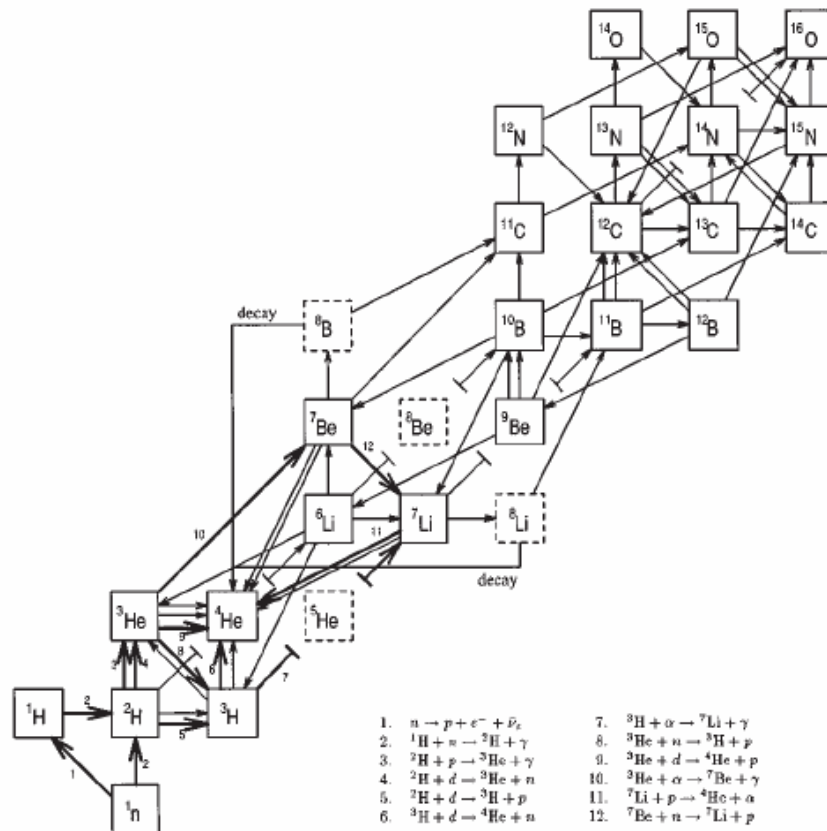


Figura 1- Esquema das reacções nucleares que aconteceram na BBN. As 12 reacções mais importantes estão especificadas no lado direito da Figura. Os elementos com caixas em tracejado são elementos instáveis.

Após se calcularem as abundâncias dos outros elementos (D , ^3He , ^4He), a abundância de ^7Li está prevista como sendo $^7\text{Li}/\text{H} = (4 \pm 2) \times 10^{-10}$ (Schramm et. al.

1998), um factor dois ou três superior às abundâncias observadas¹ por Spite&Spite (1982) ${}^7\text{Li}/\text{H} = (1,5 \pm 0,3) \times 10^{-10}$, nas atmosferas das estrelas mais velhas da nossa galáxia. Esta abundância pode ser superior devido a vários factores. Primeiro, a abundância de Li foi inferida a partir das linhas de absorção do ${}^7\text{Li}$ neutro, mas a maior parte do ${}^7\text{Li}$ está ionizado. Segundo, é possível haver depleção do ${}^7\text{Li}$, embora limitada pela presença do isótopo do Lítio mais frágil, o ${}^6\text{Li}$. Porém, a incerteza teórica, devido à medição das secções eficazes nucleares, na previsão da abundância do ${}^7\text{Li}$, é significativa e pode também resolver esta discrepância.

Apesar das incertezas, a abundância dos 4 elementos leves permite prever que a densidade crítica bariónica situa-se entre os valores $0,007h^2$ e $0,024h^2$ (para $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e $h = 0,65 \pm 0,1$).

II. Origem dos outros elementos leves

Até à década de 70 falava-se de dois tipos de nucleosíntese: a nucleosíntese primordial e a nucleosíntese no interior das estrelas. Estes dois tipos de nucleosíntese produzem a maior parte dos elementos presentes na tabela periódica. No entanto, existem três elementos, nos quais estes dois processos não são na sua origem e que têm um papel muito importante no conhecimento da matéria bariónica do Universo e na compreensão da evolução do Universo. São normalmente designados por elementos leves e fazem parte deste grupo, o lítio, o berílio e o boro (LiBeB). Mesmo que estes elementos sejam produzidos no interior das estrelas (cadeia p-p), são rapidamente destruídos via reacções (p, α) . Porém, abundâncias calculadas a partir da sua síntese nas estrelas são várias ordens de grandeza inferior às abundâncias solares. Assim, pode-se concluir que a génese destes elementos, mais especificamente, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ e ${}^{11}\text{B}$, não é a nucleosíntese estelar, mas sim um processo desconhecido designado por *processo-l*. Este processo desconhecido necessitava de um ambiente de baixas temperaturas e/ou baixas densidades para que estes elementos não fossem imediatamente destruídos. Uma pista para este processo radicava nas abundâncias destes elementos relativamente ao sol que eram enriquecidas por um factor 10^6 nos raios cósmicos galácticos.

¹ Este tema vai ter um tratamento mais exaustivo no capítulo III. Observação de Lítio nas estrelas.

Em 1970, Reeves, Fowler e Hoyle propuseram a nucleosíntese dos elementos leves através dos raios cósmicos galácticos. Estes são núcleos que chegam à Terra provenientes de regiões fora do sistema solar². Ao passarem pela matéria interestelar produzem raios cósmicos secundários devido a interações nucleares entre os núcleos dos raios cósmicos e os núcleos presentes na matéria interestelar. Se, por exemplo, o ^{12}C estiver na matéria interestelar e se for bombardeado por prótons de alta energia, as seguintes reacções podem acontecer, onde alguns dos produtos das reacções são os elementos leves cuja origem era desconhecida:

$p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + 2p$	$Q = - 16,0 \text{ MeV}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{10}\text{B} + 2p + n$	$Q = - 27,4 \text{ MeV}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{10}\text{B} + ^3\text{He}$	$Q = - 19,7 \text{ MeV}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{Be} + 3p + n$	$Q = - 34,0 \text{ MeV}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{B} + ^3\text{He} + p$	$Q = - 26,3 \text{ MeV}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^7\text{Li} + 4p + 2n$	$Q = - 52,9 \text{ MeV}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He} + 2p$	$Q = - 24,6 \text{ MeV}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^6\text{Li} + 4p + 3n$	$Q = - 60,2 \text{ MeV}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^6\text{Li} + ^4\text{He} + 2p + n$	$Q = - 31,9 \text{ MeV}$
$p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^6\text{Li} + ^4\text{He} + ^3\text{He}$	$Q = - 24,2 \text{ MeV}$

Este processo é designado por *spallation process*³. Os elementos leves produzidos tornavam-se assim parte da matéria interestelar e, eventualmente, incorporados nas estrelas. Este processo contribui claramente para a abundância dos elementos leves (Tabela 1).

Nuclído	$\left(\frac{N_i}{H}\right)_{\text{teórico}} / \left(\frac{N_i}{H}\right)_{\text{observado}}$
^6Li	0,64

² O estudo dos raios cósmicos galácticos tem de ser feito fora da atmosfera da Terra, porque ao entrarem na atmosfera, sofrem colisões com os núcleos aí presentes antes de chegarem à superfície.

³ Outro elemento que também pode produzir os elementos leves é o oxigénio, igualmente presente na matéria interestelar.

${}^7\text{Li}$	0,07
${}^9\text{Be}$	1,14
${}^{10}\text{B}$	1,70
${}^{11}\text{B}$	0,98

Tabela 1- Produção estimada de LiBeB através dos raios cósmicos galácticos .

Como podemos observar pela tabela, o único elemento que não coincide é o ${}^7\text{Li}$, o que fortalece os argumentos da sua origem na nucleosíntese primordial. Assim os raios cósmicos galácticos contribuem com uma nova forma de nucleosíntese⁴.

III. A observação de Lítio nas estrelas

A importância do Lítio foi estudada desde há muitos anos (Reeves et al., 1974; Boesgaard, 1976). É tal o seu interesse que a abundância do Li já foi determinada em centenas de estrelas em vários estágios de evolução.

Como vimos anteriormente, o Lítio é produzido na BBN e no meio interestelar por raios cósmicos mas também pode ser produzido em estrelas com massas moderadas, como, por exemplo, gigantes vermelhas, CH estrelas, novas, etc.

Em todas as estrelas, a sua abundância pode ser modificada devido aos ventos estelares. As diferenças gravitacionais também podem ser consideradas.

O Lítio é o elemento mais fácil de destruir. Se é sujeito a temperaturas superiores a $2 \times 10^6 K$, é rapidamente destruído por reacções (p, α) . Estas temperaturas estão na base das zonas convectivas de estrelas frias, e o Li, nestas estrelas, é continuamente destruído. Por exemplo, a abundância presente no Sol é aproximadamente 100 vezes menor do que na matéria da qual o Sol se formou. Deste modo, o melhor lugar para encontrar Li primordial é nas estrelas suficientemente jovens onde a evolução é pequena ou então em estrelas suficientemente maciças, que não passaram muito tempo na pré-sequência principal.

Assim, foi surpreendente e extremamente importante a descoberta por Spite&Spite (1982) de que o Li, presente nas estrelas do halo da nossa galáxia, a

⁴ Eles contribuem não só para abundância de LiBeB mas também para elementos mais pesados, contudo esta adição é pequena para a maior parte dos elementos.

uma temperatura próxima da temperatura solar, é dez vezes maior do que o Li presente no Sol.

Em 1982, Spite&Spite decidiram observar a abundância do Li em estrelas anãs da População II, que são estrelas muito velhas e extremamente deficientes em metais. Essas observações foram dirigidas para a determinação da abundância do Li, no tempo em que a quantidade calculada de Li, produzido por raios cósmicos e pelas estrelas, era menor do que o observado. A juntar a este facto, também a relação entre a massa estelar e a abundância do Li na População II era desconhecida. Havia a expectativa de que a comparação de uma relação similar nas estrelas de População I pudesse trazer alguma compreensão ao problema confuso da destruição do Li nas protoestrelas e nas estrelas na sequência principal.

Neste sentido, 10 estrelas da População I foram comparadas nas mesmas condições com 13 estrelas muito bem conhecidas do tipo *halo dwarfs*.

	$\log T_{\text{eff}}$	$\log g$	$\left[\frac{\text{Fe}}{\text{H}}\right]$	Ref.	W_{Li}	$\log N_{\text{Li}}$
HD 19445	3.758	4.0	-2.1	(2)	33	2.00
HD 76932	3.768	3.5	-1.1	(5)	23	1.96
HD 84937	3.796	4.0	-2.1	(8)	18	2.05
HD 94028	3.763	4.0	-1.7	(8)	35	2.09
HD 103095	3.711	4.7	-1.4	(4)	<4	<0.5
HD 134169	3.763	3.8	-1.6	(6)	44	2.23
HD 140283	3.739	3.3	-2.4	(2)	45	1.98
BD 20°3603	3.778	4.0	-2.2	(8)	28	2.11
HD 188510	3.724	3.8	-1.8	(6)	18	1.43
HD 194598	3.764	4.0	-1.6	(7)	27	2.00
HD 201891	3.763	4.5	-1.4	(7)	23	1.89
HD 211998	3.716	3.5	-1.5	(3)	13	1.04
HD 219617	3.753	3.9	-1.4	(1)	42	2.10

	$\log T_{\text{eff}}$	$\log g$	$\left[\frac{\text{Fe}}{\text{H}}\right]$	Ref.	W_{Li}	$\log N_{\text{Li}}$
HD 6582	3.725	4.6	-0.7	(5)	<4	<0.6
HD 148816	3.743	4.0	-0.5	(2)	17	1.53
HD 157089	3.768	3.7	-0.5	(6)	25	2.11
HD 157214	3.748	4.2	-0.6	(5)	<4	<0.9
HD 165908	3.778	4.2	-0.4	(4)	41	2.38
HD 170153	3.789	4.3	-0.3	(3)	42	2.52
HD 222368	3.778	3.9	-0.5	(5)	22	2.05
HD 224930	3.716	4.3	-1.0	(5)	<4	<0.5
HD 225239	3.739	3.8	-0.5	(1)	32	1.81

Tabela 2. a) Abundância do Lítio em algumas estrelas presentes no halo da nossa galáxia
b) Abundância do Lítio em algumas estrelas velhas presentes no disco da galáxia .Spite&Spite em 1982, onde $[Fe/H] = \log\{[N(Fe)/N(H)]/[N(Fe)/N(H)]_{\odot}\}$, $N(Li) = 12 + \log(N(Li)/N(H))$ e $\theta_{\text{eff}} = 5040/T_{\text{eff}}$ com um erro: $\Delta\theta = \pm 0.02$.

	$\log T_{\text{eff}}$	$\log g$	$\left[\frac{\text{Fe}}{\text{H}}\right]$	Ref.	W_{Li}	$\log N_{\text{Li}}$
HD 106516	3.783	4.3	-0.40	(1)	<11	<1.8
HD 110897	3.763	4.5	-0.30	(2)	33	2.10
HD 142373	3.763	3.9	-0.30	(2)	69	2.58
HD 216385	3.783	3.9	-0.62	(2)	47	2.53

Tabela 3. Abundância do Lítio em algumas estrelas velhas presentes no disco da galáxia calculadas por Duncan em 1981 e estudadas por Spite&Spite em 1982.

Normalmente, a fonte de erro no cálculo da abundância do Li vem da dificuldade na determinação de um valor de temperatura da estrela muito preciso. Será que a abundância calculada representa a abundância do gás pré-estelar? Spite&Spite (1982) referiram a este respeito:

“In all the stars analysed here it is very unlikely that the lithium observed in the atmosphere was produced, even in part, inside the stars themselves, and then transported up into the atmospheres”.

O processo acima descrito pode ser utilizado para explicar a grande abundância em estrelas gigantes ricas em Li, todavia, este fenómeno pode ocorrer num estado tardio de evolução, onde as estrelas estão longe da sequência principal, o que não se verifica nas estrelas representadas nas tabelas acima, que são estrelas anãs ou subgigantes.

Contrariamente, uma parte do Li presente no gás pré-estelar pode ter sido destruído, durante a evolução da estrela, devido ao seu núcleo frágil, como já foi descrito anteriormente. Dois processos de destruição podem ser considerados:

- A grande convecção existente quando a protoestrela chega à sequência principal: o Lítio é “afundado” para camadas centrais quentes onde é destruído.
- Convecção existente no “envelope” das estrelas na sequência principal, processo este devido à difusão.

Ambas as teorias prevêm um decréscimo do Lítio para estrelas frias e pouco maciças, embora a primeira seja independente da idade da estrela, enquanto que, na segunda, numa estrela velha, a convecção actuando durante um tempo maior,

provoca maior destruição do que no estrela mais jovem com a mesma massa e temperatura efectiva.

Em 1982, não se possuíam dados suficientes para estrelas da População II para se poder comprovar as teorias acima descritas.

Na Figura 2, foram representadas o $\log(N_{Li})$ versus $\log T_{eff}$ para 13 estrelas do halo. Todas estas estrelas são muito velhas, e a sua metalicidade é muito baixa, como se pode verificar na Tabela 2, e a sua velocidade espacial é muito alta, característica de estrelas velhas. Normalmente, é admitido que estas estrelas se formaram no princípio da galáxia e a sua idade pode ser estimada como sendo 15×10^9 anos. Pela Figura 2, pode-se verificar que a abundância do Li parece ser constante entre $\log T_{eff} = 3.796$ e $\log T_{eff} = 3.74$; neste intervalo o valor médio é $\log(N_{Li}) = 2.05$ (para uma escala de $\log N_H = 12$). Apenas para estrelas mais frias é que a abundância do Li na superfície das estrelas decresce.

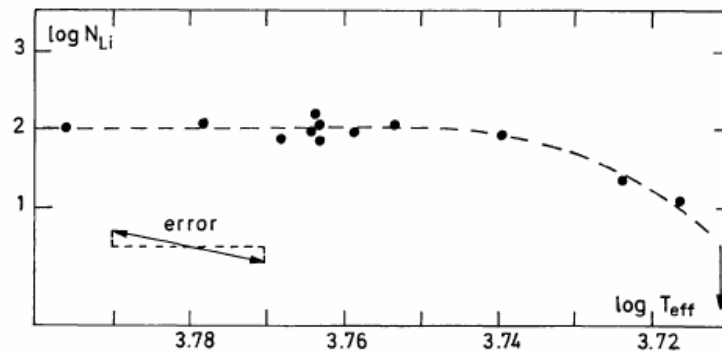


Figura 2. N_{Li} versus $\log T_{eff}$ para estrelas velhas do halo, Spite & Spite (1982), onde é visível o *Spite plateau*.

A amostragem é claramente pequena, contudo são apenas conhecidas algumas anãs brilhantes da População II.

Pela Figura 2, pode-se observar que o Li não é destruído por convecção, em estrelas tipo solares da População II, que se sabe que possuem uma rotação lenta.

Há uma previsão teórica de que quando as estrelas possuem uma larga deficiência na metalicidade, a zona convectiva é de reduzida profundidade (Spite&Spite, 1982). Deste modo, a convecção, tal como outros processos, não pode conduzir o Li para uma profundidade onde as temperaturas chegam aos $2.5 \times 10^6 K$. É, neste sentido, que Spite&Spite (1982) sustentam:

“We will admit that no depletion nor accretion of 7Li took place in the formation and evolution of the hottest halo dwarfs. Then, the lithium

abundance defined by the “plateau” of the curve $\log(N_{Li})$ versus $\log T_{eff}$, represents the lithium abundance which existed in the matter which formed the star, i.e. the abundance of lithium in the interstellar matter at very beginning of the Galaxy 15×10^9 yr ago. This abundance was $\log(N_{Li}) = 2.05$ or $N_{Li} = 11.2 \times 10^{-11} N_H$.

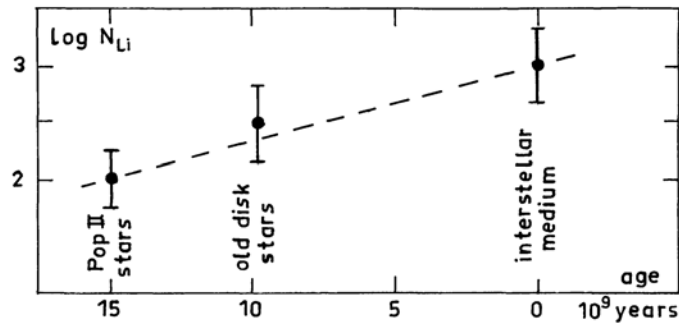


Figura 3. Evolução da abundância do Li durante a vida da Galáxia. (Spite&Spite, 1982)

Observando a Figura 3, observa-se que a abundância do Li foi crescendo ao longo da vida da galáxia. Qual terá sido o processo que enriqueceu o Li? Em 1982, *spallation reaction* não era um bom candidato porque também aumentaria do mesmo modo o Be e o B, a produção do Li nas supernovas e a sua formação em estágios avançados de estrelas também era pouco compreendido. Para se perceber qual o processo, dever-se-iam calcular as razões de Be/Li, B/Li e $^6Li/{}^7Li$.

Em 1987, D. K. Duncan e L. M. Hobbs estudaram três estrelas do halo da nossa galáxia e chegaram à conclusão que o Li presente nessas estrelas confirmava a abundância descoberta por Spite&Spite: “No entanto, não temos tanta certeza que seja um produto inalterado do Big-Bang” (Duncan&Hobbs, 1987), visto que, as estrelas estudadas possuem praticamente as mesmas temperaturas mas abundâncias um pouco diferentes, como estão representadas na Tabela 4.

Estrela	Temperatura calculada (K)	[Fe/H]	w_{Li} (mÅ)
HD 19445	5810	-2.1	38 ± 4
HD 201891	5810	-1.4	27 ± 3
HD 134169	5800	-1.3	46 ± 3

Tabela 4. Três estrelas observadas e os respectivos parâmetros por Duncan&Hobbs(1987).

Este facto pode ter sido devido às incertezas relacionadas com a temperatura, uma vez que a temperatura contribui significativamente para o cálculo das abundâncias.

As abundâncias do Li em várias localidades galácticas foram descobertas como sendo aproximadamente igual a $\log n(\text{Li}) = 3.0$. Incluem o meio interestelar, Hyades (Cayrel et. al., 1984), estrelas na fase T-Tauri, amostras lunares (estudo realizado por Dreibus, Spettel e Wanke em 1976) e *carbonaceous chondrites* (estudo realizado por Nichiporuk e Moore em 1974). As Plêiades, estrelas que demonstram possuir a menor depleção do Lítio, também demonstram possuir uma abundância de $\log n(\text{Li}) = 3.0$.

Deste modo, a abundância galáctica aparenta ser constante nos últimos 5 bilhões de anos, o que se opõe à solução proposta por Spite&Spite em 1982.

A Figura 3 ignorou simplesmente a contribuição dos meteoritos e rochas lunares. Se a produção primordial do Big-Bang do Li for aproximadamente igual a $\log n(\text{Li}) = 2.0$, então uma fonte galáctica substancial de Li teve de aumentar a abundância relativamente cedo, mas não aumentou nos últimos 5 bilhões de anos.

Duncan&Hobbs (1987) também colocaram a hipótese que a produção de Li no Big-Bang fosse de $\log n(\text{Li}) = 3.0$ e que as estrelas estudadas tivessem sofrido uma depleção e sugerem que: “o valor $\log n(\text{Li}) = 2.0$ pode ser tomado como o limite inferior da produção no Big-Bang”.

Ao longo dos anos, várias estrelas foram analisadas por diversos autores: Spite&Spite (1986), Spite et. al. (1987), Hobbs et al. (1991; 1994), Spite et. al. (1993) e Smith et. al. (1998).

Em 1993, Spite&Spite acreditam que a abundância do Li aumenta $(1-2) \times 10^{-9}$ devido às contribuições dos raios cósmicos galácticos e o que é produzido nas estrelas pode ser ejectado para o espaço através dos ventos estelares e explosões.

Em 2000, devido às novas formas de detectar o ruído nas observações das estrelas, reduziram-se substancialmente os erros observacionais na determinação do Li, mas os valores calculados por Spite&Spite nas estrelas continuam a ser os usados nos cálculos da densidade.

Até ao momento, foi referida a importância na detecção do Li nas estrelas para determinar a sua abundância primordial e para a compreensão da estrutura estelar e respectiva evolução.

Em 1998 Gonzalez observou que existiam algumas estrelas com excesso de metalicidade, o qual podia estar relacionado com a “poluição” da zona convectiva da estrela devido a um planeta, ou protoplaneta que tenha sido “capturado” pela estrela (Figura 4).

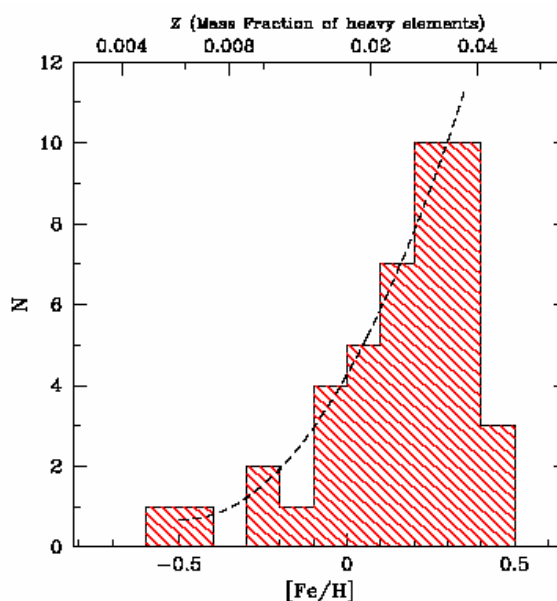


Figura 4- Distribuição das metalicidades para estrelas com planetas. Esta distribuição aumenta com $[Fe/H]$. Santos et al. (2001)

Pela Figura 4, pode-se concluir que as estrelas com planetas gigantes possuem uma metalicidade mais elevada comparadas com estrelas sem planetas.

Em 2001, a presença do Li, estudada por Israelian et. al., na estrela HD 82943 com um planeta gigante foi interpretada como um sinal de um aumento da massa dessa estrela devido à captura da massa do planeta - é como se a estrela estivesse aos poucos a “sugá-lo” (Figura 5).

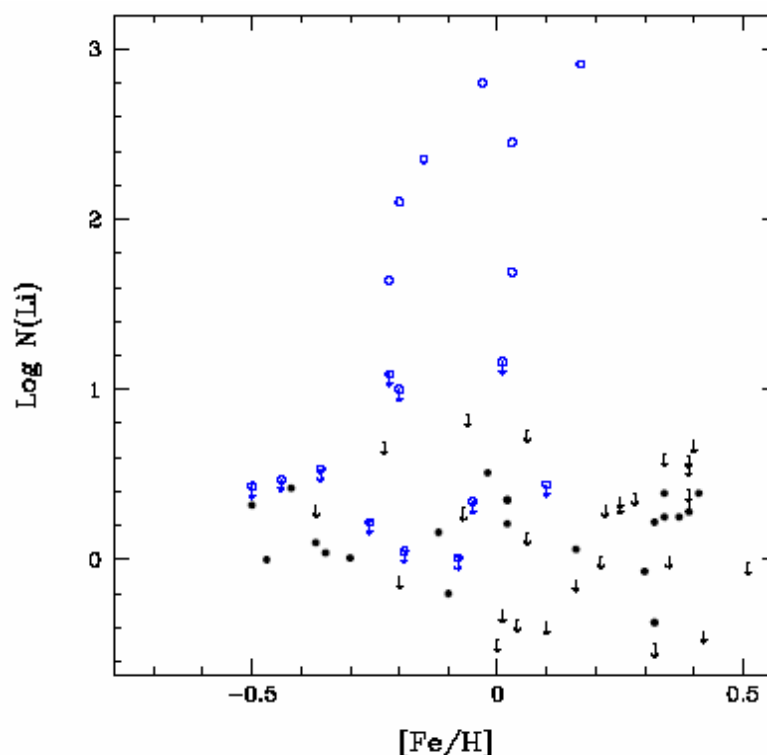


Figura 5- Lítio versus metalicidade para estrelas com (círculos azuis) e sem (círculos pretos) exoplanetas. *Israelian et. al.*(2004).

As abundâncias do Li observadas nas estrelas estudadas com planetas de período curto sugerem que podem ser influenciadas pela sua presença.

Para além do interesse para o Big-Bang para o qual a abundância de ${}^7\text{Li}$ ajuda a fixar parâmetros fundamentais tais como, a densidade de matéria bariónica e a densidade crítica, o ${}^7\text{Li}$ assume um protagonismo na busca de sistemas planetários.

IV. A reacção ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$

À medida que a nuvem protoestelar vai contraindo devido à gravidade, a temperatura vai aumentando, proporcionando, deste modo, as condições para se iniciarem as reacções nucleares. Estas reacções possuem valores Q positivos e poderiam ocorrer a temperaturas baixas, mas como os núcleos estão carregados positivamente, repelam-se uns aos outros, sendo necessário uma temperatura na ordem dos 10^7 K para ocorrerem. O potencial de Coulomb e o potencial nuclear estão representados na Figura abaixo:

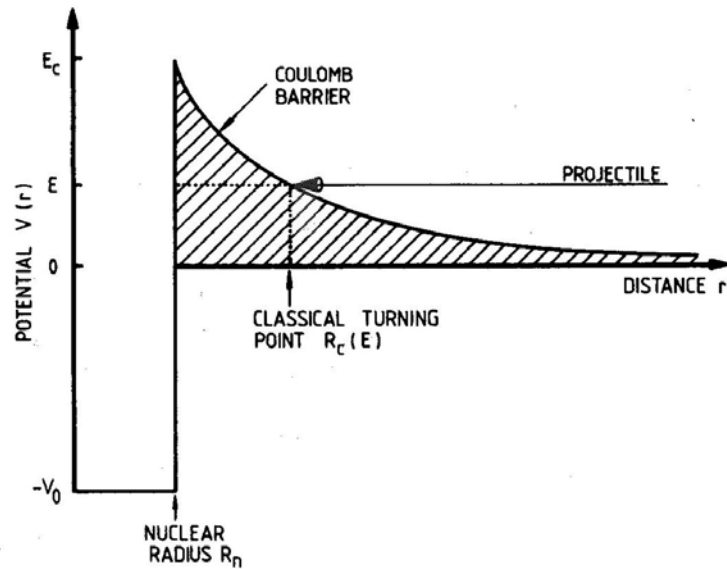


Figura 6- Representação do potencial de Coulomb combinado com o potencial nuclear. A parte sombreada representa a barreira de Coulomb (Rolfs, C. E. & Rodney, W. S. *Cauldrons in the Cosmos*, p.153).

Classicamente, uma partícula incidente, com uma energia inferior a E_c , não consegue passar a barreira de Coulomb a partir da distância R_c , sendo esta a distância mais próxima ao núcleo que o projectil pode alcançar. Para uma reacção $p + p$ a energia E_c é igual a 550 keV. Classicamente esta reacção só pode ocorrer se a temperatura da estrela for igual a $T = 6,4 \times 10^9$ K. Deste modo, nenhuma reacção poderia ocorrer até se alcançar esta temperatura e quando a temperatura fosse igual a $T = 6,4 \times 10^9$ K ($T_9 = 6,4$ K), todos os pares de partículas reagiriam imediatamente, fazendo com que a vida da estrela não demorasse os biliões de anos, já que ela explodiria catastroficamente.

A relação entre a energia e a temperatura foi calculada a partir da distribuição de Maxwell-Boltzmann (Figura 7). Nesta distribuição, o gás estelar é não-degenerado e os núcleos movem-se não-relativisticamente. O gás está em equilíbrio termodinâmico e as velocidades dos núcleos podem ser descritas do seguinte modo:

$$\phi(E) \propto E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (1)$$

onde T é a temperatura do gás e k a constante de Boltzmann.

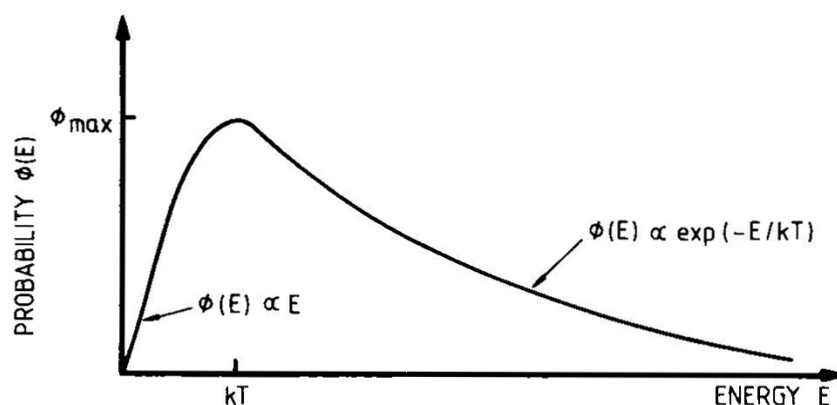


Figura 7- A distribuição de Maxwell-Boltzmann em função da energia. (Rolfs, C. E. & Rodney, W. S. *Cauldrons in the Cosmos*, p.143).

No cálculo anterior da temperatura, apenas se consideraram núcleos com energias igual ao máximo da distribuição de Maxwell-Boltzmann. Contudo, mesmo se considerássemos núcleos com energias elevadas, correspondente à cauda de alta energia da distribuição, não existiriam em número suficiente para produzirem a energia que irradia das estrelas.

Em 1928, Gamow e, independentemente Condon e Gurney em 1929, demonstraram que, pela Mecânica Quântica, existe uma pequena probabilidade de partículas com $E < E_c$ penetrarem na barreira de Coulomb, designado por efeito de túnel.

Para uma temperatura igual a $T_9 = 0,01\text{K}$ e para uma energia do próton incidente igual a 1keV (para esta temperatura, esta energia está perto do máximo da distribuição de Maxwell-Boltzmann), a probabilidade do próton penetrar na barreira de Coulomb é $P = 9 \times 10^{-10}$, é muito pequena mas suficientemente alta para produzir energia nas estrelas.

Combinando a distribuição de Maxwell-Boltzmann com o efeito de túnel, pode-se elaborar a seguinte Figura:

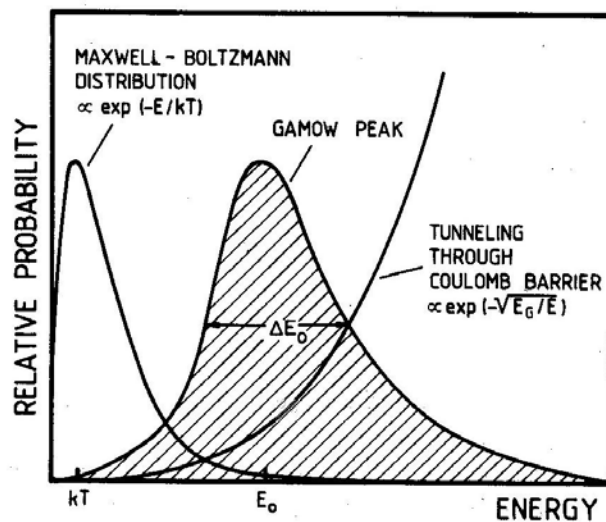


Figura 8- Pico de Gamow. (Rolfs, C. E. & Rodney, W. S. *Cauldrons in the Cosmos*, p.159)

Ao analisar-se a Figura 8, na zona onde as duas distribuições se sobrepõem, cada distribuição possui uma intensidade baixa, mas quando se faz a convolução aparece um pico nessa zona a uma energia E_0 , designado por pico de Gamow. O pico de Gamow representa uma probabilidade suficientemente alta para um número significativo de reacções acontecerem. Mesmo que existam várias espécies de elementos numa estrela, as partículas com as energias de Coulomb mais baixas são as que são queimadas mais rapidamente. Quando estas partículas forem todas consumidas, a estrela sofre outra contração devido à gravidade, de modo que a temperatura aumenta até que os elementos com a energia de Coulomb mais baixa, vão começar a serem consumidos e assim sucessivamente. A estrela passa assim por vários estágios de evolução (Figura 9):

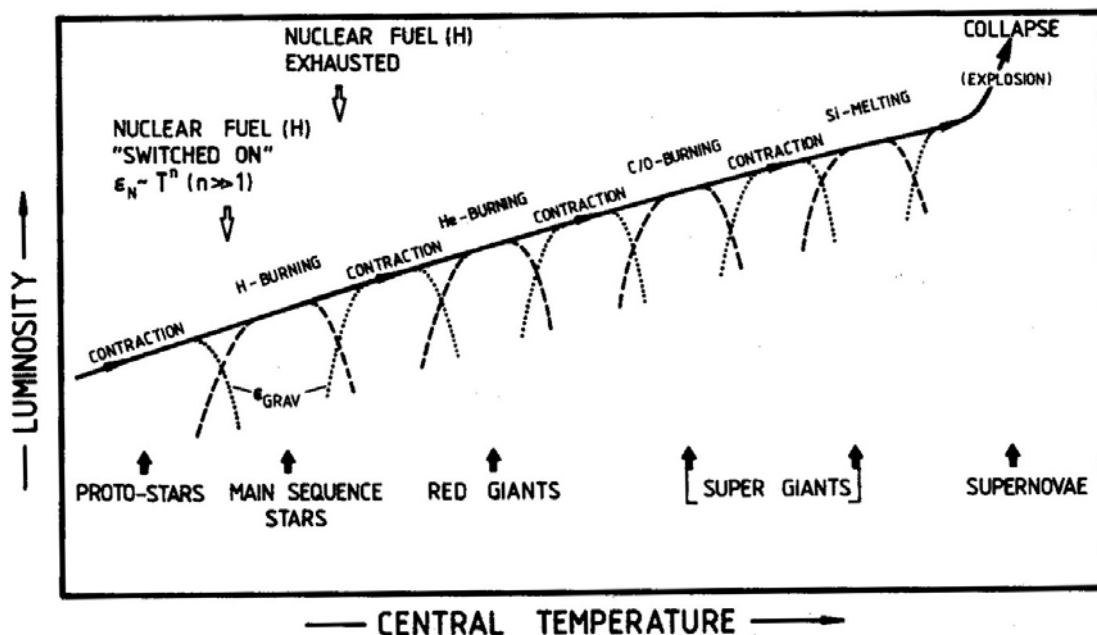


Figura 9- Estágios durante a vida de uma estrela. (Rolfs, C. E. & Rodney, W. S. *Cauldrons in the Cosmos*, p.120)

Como se pode verificar pela Figura 9, o primeiro estágio da vida de uma estrela é a queima do hidrogénio.

Existem dois caminhos nos quais a queima de hidrogénio se processa numa estrela. A temperatura do núcleo da estrela determina qual dos caminhos é tomado.

Para estrelas com massas não maiores do que a massa do Sol, a temperatura central não excede os 16 milhões K e a queima de hidrogénio processa-se pela cadeia protão-protão.

Para estrelas mais maciças que o Sol a temperatura central é superior a 16 milhões K e a queima de hidrogénio corre primeiramente por uma série de reacções formando o ciclo CNO.

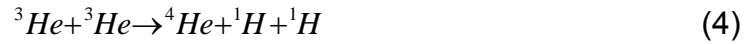
A cadeia protão-protão possui 3 ramos (Figura 10). O ramo primário, que produz 86% da energia solar, ocorre em três passos. Primeiramente, dois protões combinam para formar deutério, através da reacção:



No segundo passo da cadeia, o terceiro protão combina com o núcleo de deutério para produzir ${}^3\text{He}$, na qual se liberta radiação gama:



O último passo consiste na produção de ${}^4\text{He}$, no ramo primário a reacção é igual a:



Nos outros ramos a cadeia protão-protão, o nuclídeo ${}^3\text{He}$ segue diferentes destinos. Cerca de 14% da energia solar vem do ramo PP-II que temporariamente cria berílio e lítio. O ramo PP-III é responsável por apenas 0,3% da energia e os produtos das reacções intervenientes são o boro e o berílio que vão ser destruídos.

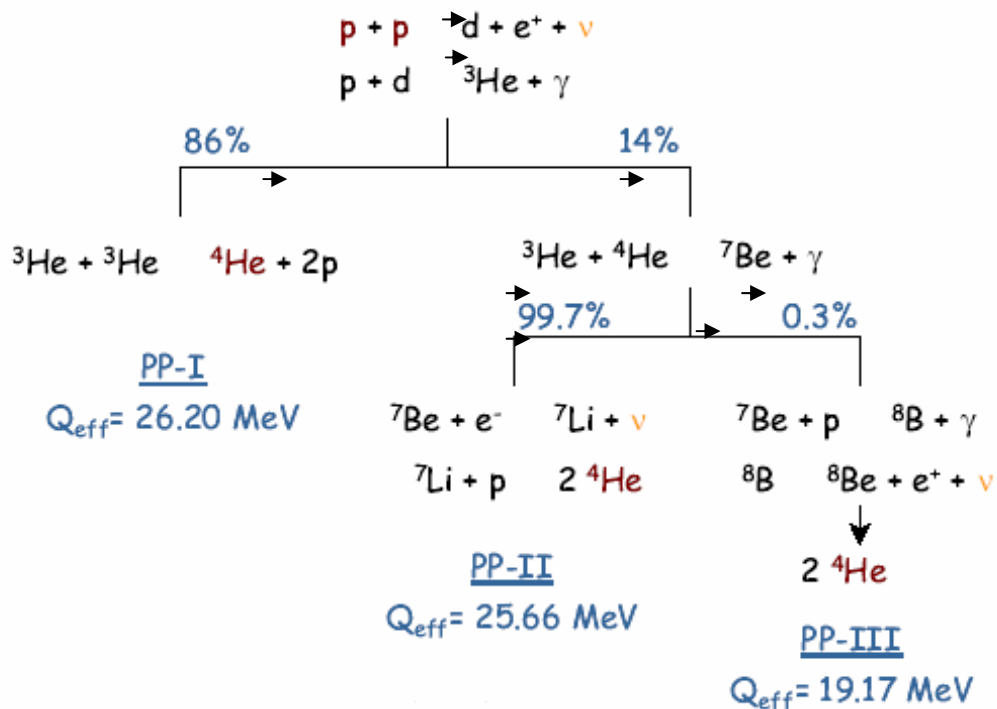


Figura 10- Cadeia protão-protão.

Em relação à reacção de destruição ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$, a reacção possui um valor de Q positivo igual a 17,3468 MeV. Como a partícula α é muito mais estável, devido à configuração par-par de 2 protões e 2 neutrões, mesmo antes do ${}^7\text{Li} + p$ se transformar em ${}^8\text{Be}$, os nucleões aglomeram-se de modo a formarem duas partículas α .

V. Referências

Schramm, D. & Turner, M. (1998). *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1.

Spite, F. & Spite, M. (1982). *Astron. Astrophysc* **115**, 357.

Reeves, H., Fowler, W. & Hoyle, F. (1970). *Nature* **226**, 727.

Boesgaard, A. (1976). *Pub. Astron. Soc. Pacific* **88**, 353.

Duncan, D. & Hobbs, L. (1987). *J. Astron. Astrophysc* **8**, 83.

Cayrel, R., Cayrel de Strobel, G. & Campbell B. (1984). *Astrophysc. J.* **283**, 205.

Spite, F. & Spite, M. (1986). *Astron. Astrophysc* **163**, 140.

Spite, M., Spite, F., Peterson, R. & Chaffee, F. (1987). *Astron. Astrophysc* **172**, L9-

Hobbs, L. & Duncan, D. (1987). *Astrophysc. J.* **317**, 796.

Hobbs, L. & Thorburn, J. (1991) *Astrophysc. J.* **375**, 116.

Spite, M., Molaro, P., François, P. & Spite, F. (1993). *Astron. Astrophysc* **271**, L1.

Smith, V, Lambert, D. & Nissen, P. (1993). *Astrophysc. J.* **408**, 262.

Santos, N. C. et. al. (2001). *Astronomy & Astrophysics* **373**, 1019.

Israelian, G. et. al. (2004). *Astronomy & Astrophysics* **414**, 601.

VI. Bibliografia

Assenbaum, H. J., Langanke, K. & Rolfs C. (1987). *Z. Phys. A – Atomic Nuclei* **327**, 461.

Audouze, J. & Tinsley, B. (1974). *Astrophysc. J.* **192**, 487.

Balachandran, S. & Fekel, F. & Henry, G. & Uitenbroek, H. (2000). *Astrophysc. J.* **542**, 978.

Brown, L. & Schramm, D. (1988). *Astrophysc. J.* **329**, L103.

Cecil, F., Yan, J. & Galovich, C. (1996). *Phys. Rev.* **C53**, 4.

Chaboyer, B. (s/d). *Astrophys. J.* **432**, L47.

Dearborn, D., Schramm, D. & Hobbs, L. (1992). *Astrophysc. J.* **394**, L61.

Deliyannes, C., Boesgaard, A. & King, J. (1995). *Astrophysc. J.* **452**, L13.

Deliyannes, P. & Demarque, P. (1991). *Astrophysc. J.* **370**, L89.

Duncan, D., Primas, F., Rebull, L., Boesgaard, A., Deliyannis, C., Hobbs, L., King, J. & Ryan. (s/d). *S. Astrophys. J.* **488**, 338.

Elwyn, A., Holland, R., Davids, C., Meyer-Schützmeister, L., Mooring, F. & Ray, W., (1979). *Phys. Rev.* **C20**, 6.

Engstler S. et. al. (1992b). *Physics Letters B* **279**, 20.

Fedman, L. C. & Mayer J. W. (s/d). *Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis*. North-Holland.

Fields, B. (1996). *Astrophysc. J.* **456**, 478

- Gneidin, N. & Oostriker, J. (1992). *Astrophys. J.* **400**, 1.
- Hobbs, L. & Thorburn, J. (1994). *Astrophysc. J.* **428**, L25.
- Hobbs, L. (2000). *Physics Report*, **333-334**, 449.
- Jeronymo, J. M. F. et. al. (1962) *Nuclear Physics* **38**, 11
- Jones, B., Sheltrone, M., Fischer, D. & Soderblom, D. (1996). *Astron. J.* **112**, 1.
- Kajino, T. & Boyd, R. (1990). *Astrophys. J.* **359**, 267.
- King, J., Deliyannis, C. & Boesgaard, A. (1996). *Astron. J.* **112**, 6.
- Krane, K. S. (1987). *Introductory Nuclear Physics*. New York: John Wiley & Sons.
- Krauss, L. M. & Romanelli, P. (1990). *Astrophys. J.* **358**, 47.
- Lambert, D., Heath, J. & Edvardsson, B. (1991). *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **253**, 610.
- Lemoine, M., Schramm, D. N., Truran, J. W. & Copi, C. J. (1997). *Astrophys. J.* **478**, 554.
- Meneguzzi, M., Audouze, J. & Reeves, H. (1971). *Astron. Astrophysc* **40**, 91.
- Nollett, K., Lemoine, M. & Schramm, D. N. (1997). *Phys. Rev. C.* **56**, 1144.
- Rebolo, R., Molaro, P. Abia, C., & Beckman (1988). *J. Astron. Astrophys* **193**, 193
- Rebolo, R., Molaro, P. & Beckman (1988). *J. Astron. Astrophys* **192**, 192.
- Reeves, H. (1993). *Astron. Astrophys* **269**, 166.
- Reeves, H. (1994). *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1.
- Reeves, H., Audouze, J., Fowler, W. & Schramm, D. (s/d). *Astrophysc. J.* **179**, 909.
- Rolfs, C. E. & Rodney, W. S. (1988). *Cauldrons in the Cosmos*. Chicago: University of Chicago Press.
- Schramm, D. (1985). *Nature* **317**, 386.
- Schramm, D., Steigman, G. & Dearborn, D. (1990). *Astrophysc. J.* **359**, L55.
- Schramm, D. (1998). *Proc. Natl. Acad. Sci.* **95**, 42.
- Silva, J. C. (2004). *Manual de elaboração de relatórios e tratamento de resultados experimentais*. Lisboa: Universidade Nova de Lisboa. Faculdade de Ciências e Tecnologias. Departamento de Física.
- Soderblom, D., Jones, B., Stauffer, J. & Chaboyer, B. (1995). *Astron. J.* **110**, 2.
- Spinka, H. et. al. (1971) *Nuclear Physics* **A164**, 1
- Spite, F. (1990). *Mem. S.A.It.* **61 nº3**, 663.
- Stancil, P., Lepp, S. & Dalgarno, A. (1996). *Astrophysc. J.* **458**, 401.
- Steigman, G. & Walker, T. (1992). *Astrophys. J.* **385**, L13.
- Steigman, G., Fields, B. D., Schramm, D. N., Olive, K. & Walker, T. (1993). *Astrophys. J.* **415**, L35–L38.
- Straus, J., Blake, J. & Schramm, D. (1976). *Astrophysc. J.* **204**, 481.

Tesmer, J. R. & Nastasi, M. (s/d). *Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis*.
Pittsbyugh : Materials Research Society.

Thielemann, F. –K, et. al. (2001). *Progress in Particle and Nuclear Physics* **46**, 5.

Yoshi, Y., Kajino, T. & Ryan, S. (1997). *Astrophys. J.* **485**, 605.