



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
CENTRO DE CIÊNCIAS MATEMÁTICAS E DA NATUREZA
OBSERVATÓRIO DO VALONGO

CONCEITOS FUNDAMENTAIS SOBRE A
ASTROFÍSICA DA NUCLEOCOSMOCRONOLOGIA

KATIA MARIA LEITE DA CUNHA

ORIENTADOR, LILIA IRMELI ARANY PRADO

Rio de Janeiro, 17 de março de 1983

A Gilberto

AGRADECIMENTO

Gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos à Lilia, por intensa dedicação e indispensável orientação no projeto. Participando, há muito, de um processo de amadurecimento, comparecendo não só como profissional mas também como amiga, e deixando sua presença em momento de transição. Momento este em que as dificuldades não foram poucas, mas que com paciência e tenacidade puderam ser superadas, tornando possível a realização deste.

Gostaria também de agradecer aos professores do Valongo que colaboraram de alguma forma na minha formação.

R E S U M O

Dadas as incertezas nas estimativas de idades astrofísicas, tornou-se uma necessidade intelectual o surgimento da nucleocosmocronologia como fonte alternativa de comparação. Neste projeto, procura-se indicar o processo embrionário dessa alternativa, bem como fornecer conhecimentos fundamentais específicos àqueles não familiarizados com a matéria. Apesar da proposta em caráter introdutório à nucleocosmocronologia, tenta-se não privar o leitor de uma visão atual. Neste sentido, apresenta-se um desenvolvimento teórico que leva aos chamados parâmetros independentes do modelo, tais como a idade média dos elementos, observa-se as bases estruturais das teorias dependentes, faz-se uma avaliação, em termos quantitativos, da nucleocosmocronologia impondo vínculos cosmológicos e delinea-se um perfil de alguns tópicos de vanguarda com amplas perspectivas atuais e futuras.

Palavras chave: nucleossíntese; radionuclídeos; abundância dos elementos; Sistema Solar; Galáxia, Universo : idades.

Í N D I C E

I) Introdução	1
II) Observações gerais sobre cronologias astronômicas ...	4
II.1 - Idade do Universo	4
II.2 - Idade da Galáxia	6
III) Breve história evolutiva dos elementos	10
IV) Abundância dos elementos no Universo	20
IV.1 - Técnicas de determinação de abundância	20
IV.2 - Um perfil da distribuição padrão de abundância	22
V) Nucleocronologias	27
V.1 - Introdução	27
V.2 - Método Rb-Sr: Um exemplo teórico simples	32
V.3 - Variação de abundância na escala de tempo galá- tica: fundamentos.....	35
V.4 - Idade média dos elementos. Elementos de vida curta, longa e intermediária.....	38
V.5 - Generalidades, resultados e vínculos cosmológi- cos.....	53
VI) Conclusões	63
APÊNDICES	
AI) Radioatividade	66
AI.1 - A lei de desintegração de uma substância radio- ativa.	
AI.2 - Meia-vida	
AI.3 - Vida-média	
AI.4 - Decaimento β	
AI.5 - Decaimento α	
AII) Captura de nêutrons	70
AII.1 - Processo s - captura lenta	
AII.2 - Processo r - captura rápida	

AIII) - Reações Nucleares: Tópicos de interesse	74
TABELA DOS ELEMENTOS	79
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	81

I - INTRODUÇÃO

Desde que o homem foi capaz de pensar de maneira abstrata, quis saber sobre a natureza do universo, incluindo sua origem e idade. Neste contexto várias perguntas aparecem : Qual a idade dos corpos celestes e em particular do Sistema Solar? Eventos singulares afetaram a evolução do Universo? Quando tudo começou?

Questões concernentes à natureza e evolução do Universo, seu possível nascimento e idade, são discutidos nos estudos cosmológicos. Na verdade, a idade do Universo pode, em princípio, ser determinada por técnicas puramente astronômicas, tais como a utilização da velocidade de recessão das galáxias ou a utilização de técnicas que determinam a idade das estrelas mais velhas, pertencentes aos aglomerados globulares (Cap. II).

Estas técnicas citadas, entretanto, envolvem incertezas observacionais e/ou teóricas. Dadas estas limitações, uma terceira técnica independente pode oferecer um meio importante de confirmação: a nucleocosmocronologia; ou seja, núcleos radioativos podem ser utilizados como cronômetros, relógios da natureza, na determinação da idade do Universo e na de idades astrofísicas de um modo geral.

É fundamental para a compreensão da nucleocosmocronologia o estudo da história evolutiva dos elementos e suas abundâncias. Este estudo cabe à nucleossíntese, que interpreta a abundância das espécies nucleares em termos de suas proprie-

dades e de um conjunto de eventos nos quais os núcleos são sintetizados por reações nucleares (Cap. III e Cap. IV)

No Capítulo V encontramos mais detalhadamente as bases teóricas da nucleocronologia astrofísica.

Na verdade, a minha intenção nos capítulos II, III e IV foi a de fornecer elementos necessários à compreensão dos fundamentos conceituais astrofísicos da nucleocronologia, no sentido de situar o leitor neste contexto. Ainda com este intuito foram introduzidos apêndices que dão uma explicação simplificada de questões concernentes a áreas de interesse específico que podem eventualmente não fazer parte das bases teóricas do leitor a nível de graduação. De uma maneira geral, eles devem ser consultados apenas quando da necessidade do graduando. As referências feitas a capítulos, por exemplo, aparecem como: Cap. II.1 (capítulo II, ítem 1), e as bibliográficas por meio da abreviatura "ref."

O nome dos elementos cujos símbolos encontram-se no projeto estão especificados na "tabela dos elementos", bem como seus números atômicos. Num dado elemento, o índice superior à esquerda representa seu número de massa. E, ainda quanto a notações, Galáxia com letra maiúscula refere-se à nossa própria. As bibliografias adicionais foram acrescentadas fora de ordem alfabética por absoluta falta de tempo para a conclusão do projeto.

Para finalizar esta introdução, faz-se necessário ressaltar que o resultado de um acoplamento das teorias crono-

lógicas com a nucleocoscronologia fornece uma estimativa con-
cordante no intervalo de 13,5 a 15,5 bilhões de anos. ^{idade do universo} As incer-
tezas envolvidas são pequenas do ponto de vista de números as-
tronômicos, principalmente em se tratando de um, tão importante.
Mais ainda, o estudo contém fontes de informação fundamentais
para a astrofísica com um leque de perspectivas futuras que po-
derão minimizar as grandes perguntas sobre Sistema Solar, Galá-
xia e Universo.

II - OBSERVAÇÕES GERAIS SOBRE CRONOLOGIAS ASTRONÔMICAS

II.1 - A Idade do Universo

Edwin P. Hubble, em 1929, foi o primeiro a notar que o Universo está se expandindo. Esta expansão é geralmente explicada por alguma versão da teoria cosmológica do Big Bang, a qual não entraremos em detalhes teóricos dado o enfoque do capítulo.

A análise espectral da radiação emitida pelas galáxias mostra que todas as linhas de absorção encontram-se desviadas para o vermelho. Este desvio, interpretado como Efeito Doppler, sugere que as galáxias estão se afastando de nós. Hubble concluiu que os "red shifts" das galáxias (daí suas velocidades) são proporcionais às suas distâncias: tanto mais longe está a galáxia, maior seu desvio e sua velocidade.

A relação entre a velocidade relativa de uma galáxia e sua distância pode ser escrita simplesmente como

$$V = HD,$$

onde V é a velocidade da galáxia, D é sua distância e H é o parâmetro de Hubble, o termo de proporcionalidade entre a velocidade de recessão e a distância da galáxia.

Alguns valores obtidos de H encontram-se na tabela 1.

Uma estimativa para a idade do Universo pode ser fornecida pelo inverso da constante de Hubble

$$t_H = \frac{1}{H} \quad (1)$$

Valores de H em $Km\ seg^{-1} Mpc^{-1}$	(ref.)
530 (Hubble, 1929)	(13)
100 (Tinsley, 1978)	(5)
100 (Baade e Swope, 1955)	(13)
98 (Sandage, 1962)	(13)
75 (Sandage, 1968)	(13)
56 (Branch, 1979)	(2)
50 (Sandage, 1971)	(13)

TABELA 1

Admitindo que os valores de H variam de 50 a 100 $Km\ seg^{-1} Mpc^{-1}$ (ref.15) temos

$$50 < H < 100$$

$$10 < t_H < 20 \quad (\times 10^9 \text{ anos})$$

Esta estimativa para a idade do Universo envolve grandes incertezas. Uma simples inspeção nas diferentes determinações de H , evidencia em primeiro lugar, a enorme dificuldade em seu cálculo e, em segundo lugar, que os especialistas ainda não foram capazes de gerar valores que possam ser aceitos sem restrições.

A origem de tais dificuldades recai em problemas observacionais: a incerteza na medida é considerável pois basicamente as distâncias das galáxias não podem ser estimadas com precisão (ref.15). Como o valor de H é de uma certa forma comprometido, ele compromete também a estimativa de t_H .

II.2 - A Idade da Galáxia

Os objetos mais velhos na Galáxia são os Aglomerados Globulares, que estão localizados no halo e não no disco da Galáxia.

Toma-se por princípio que todas estrelas (População II) no aglomerado formaram-se próximas umas das outras e grosseiramente ao mesmo tempo. Daí, a partir de suas características evolutivas relativas, pode-se determinar a idade das estrelas e então datar sistemas, os mais antigos, na Galáxia. Isto é feito com o auxílio do diagrama *HR*, onde se plota a magnitude das estrelas individuais num aglomerado contra a sua cor, que é uma medida de sua temperatura superficial.

A figura 1 mostra o aglomerado globular *M3*. Na abscissa temos o Índice de cor; estrelas débeis, vermelhas e de baixa massa à direita; estrelas brilhantes, azuis e de alta massa à esquerda.

O ponto chave é que todas as estrelas que estão queimando hidrogênio em hélio devem estar na linha da sequência principal mostrada na figura 1. Na parte de baixo central da figura existem muitas estrelas de baixa massa que ainda estão transformando hidrogênio em hélio e que ainda se encontram na sequência principal. Eventualmente, certas estrelas consomem uma fração substancial do hidrogênio no seu núcleo central. O núcleo se contrai, eleva sua temperatura e torna-se muito luminoso. Isto faz com que o envelope se expanda e que a estrela se torne uma gigante vermelha, movendo-se no tempo em direção à parte vermelha do diagrama.

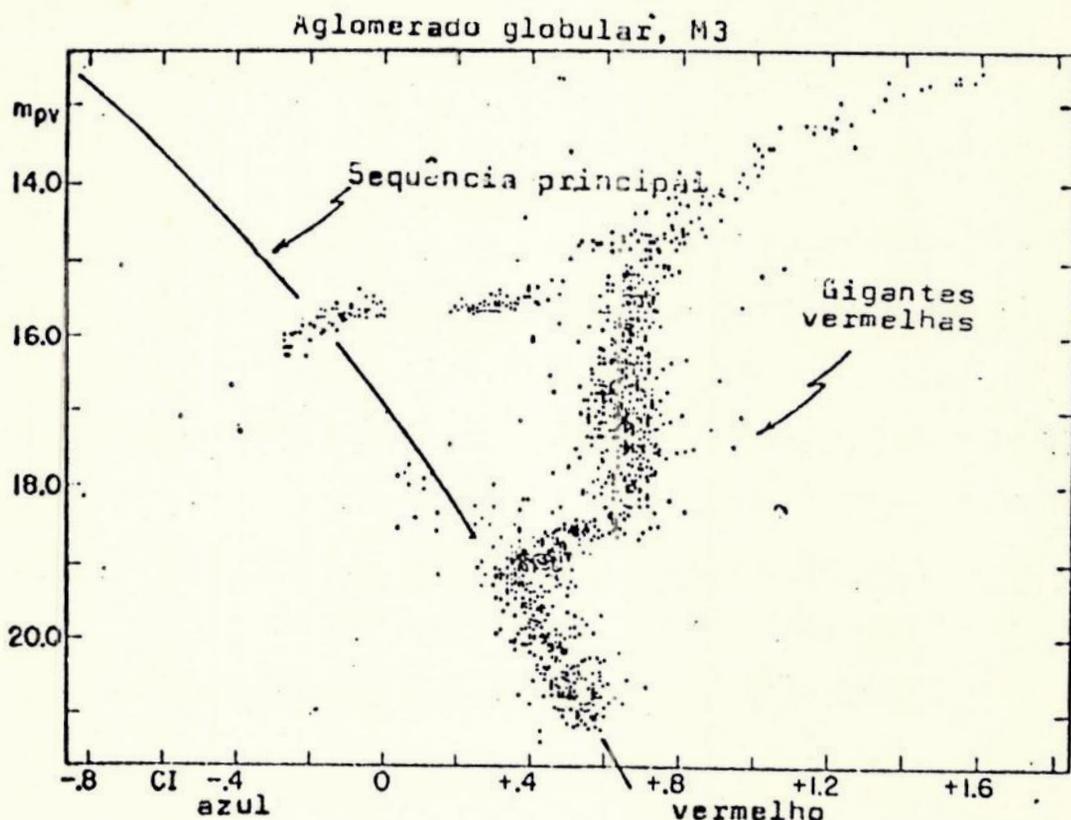


FIGURA 1

Diagrama H-R para o aglomerado globular M₃ (tirada da ref.8)

Neste processo de datação, é de interesse primário a região da figura 1 que compreende o índice de cor de 0,3 e magnitude fotovisual ("pv") 19,0. Imediatamente acima e a esquerda desta região, existem poucas estrelas. As estrelas originalmente nesta parte da sequência principal já consumiram seu hidrogênio central e se moveram para a direita, na região das gigantes vermelhas. Na nossa região de interesse, as estrelas já estão prontas para atingirem o estágio de gigantes vermelhas.

A idade para estas estrelas, T , pode ser calculada-

da usando-se a equação

$$T = f \frac{M}{L} \times 6 \times 10^{18} \quad (2)$$

onde M é a massa estelar em gramas, determinada por métodos independentes, L é a luminosidade em erg/ano, determinada a partir da magnitude observada, 6×10^{18} é um fator numérico que representa os 6×10^{18} erg/g obtidos da conversão do hidrogênio em hélio, f é a fração da massa total da estrela transformada de hidrogênio em hélio quando a estrela deixa a sequência principal. É necessário um cálculo evolutivo detalhado para se chegar ao valor de f . Segundo a interpretação de William A. Fowler, o valor de f está entre 0,10 e 0,15. Estrelas no aglomerado que estão deixando a sequência principal já consumiram de 10% a 15% de seu hidrogênio (ref.8).

Tomando-se os valores de uma estrela padrão de interesse

$$M = 2 \times 10^{33} \text{g}$$

$$L = 12 \times 10^{40} \text{ erg /ano}$$

e substituindo em (2) temos

$$T = f \frac{M}{L} \times 6 \times 10^{18} = f \frac{(2 \times 10^{33})}{(12 \times 10^{40})} \times 6 \times 10^{18} = f \times 10^{11},$$

então

$$10 \times 10^9 < T < 15 \times 10^9 \text{ anos}$$

Logo, uma estimativa para a idade dos aglomerados globulares e daí para a idade da galáxia é de 10 a 15 bilhões de anos.

J.R. Icko Iben e Robert Rood calcularam que os aglomerados globulares foram formados à cerca de 13 ± 3 bilhões

de anos atrás, estimativa que concorda bastante bem com a de
Fowler (ref. 16).

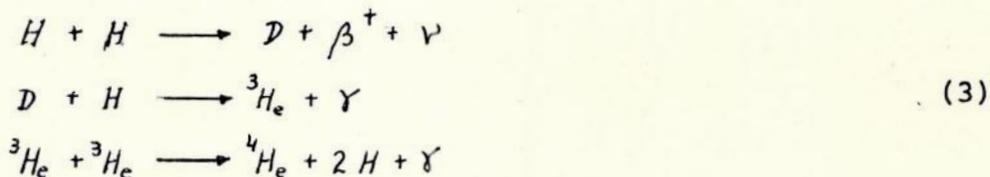
III - BREVE HISTÓRIA EVOLUTIVA DOS ELEMENTOS

Existe uma forte tendência em se acreditar que o Universo teve sua origem no evento singular (Big Bang). Esta teoria encontra confirmação em algumas observações fundamentais como: a descoberta da radiação de fundo de 3K, as abundâncias observadas de hélio e deutério; inclusive o modelo padrão esclareceria o paradoxo de Olbers.

Na fase primordial, somente os elementos mais leves — hidrogênio, hélio, e possivelmente lítio — poderiam ser produzidos. Todos os outros elementos deveriam ser sintetizados mais tarde nas estrelas.

As estrelas da sequência principal, incluindo virtualmente todas as estrelas formadas logo após o Big Bang (cerca de 10^7 anos) (ref.1) são mantidas pela fusão de hidrogênio em hélio.

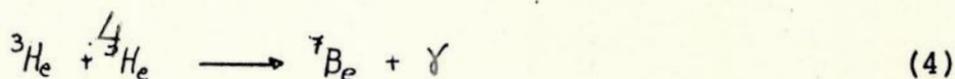
Temos como resultado a transformação de 4 prótons em um núcleo de ${}^4\text{He}$, dois pósitrons e dois neutrinos (cadeia p-p).



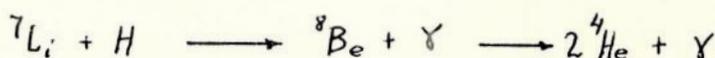
onde o símbolo β^+ é usado para representar um pósitron criado no decaimento β (AI-4), ν é neutrino e γ é a radiação de fóton com comprimento de onda muito curto. *D é o deutério.*

Observe que as cadeias de reações são apresentadas aqui de modo bastante simplificado.

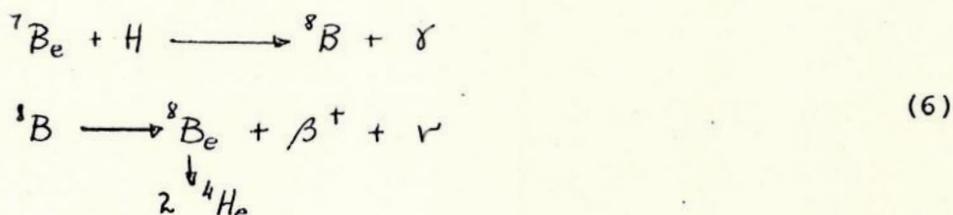
No entanto, uma pequena fração de ${}^3\text{He}$ não reage com um outro ${}^3\text{He}$, mas sim com um ${}^4\text{He}$, então



o ${}^7\text{Be}$ pode decair e dar ${}^7\text{Li}$.

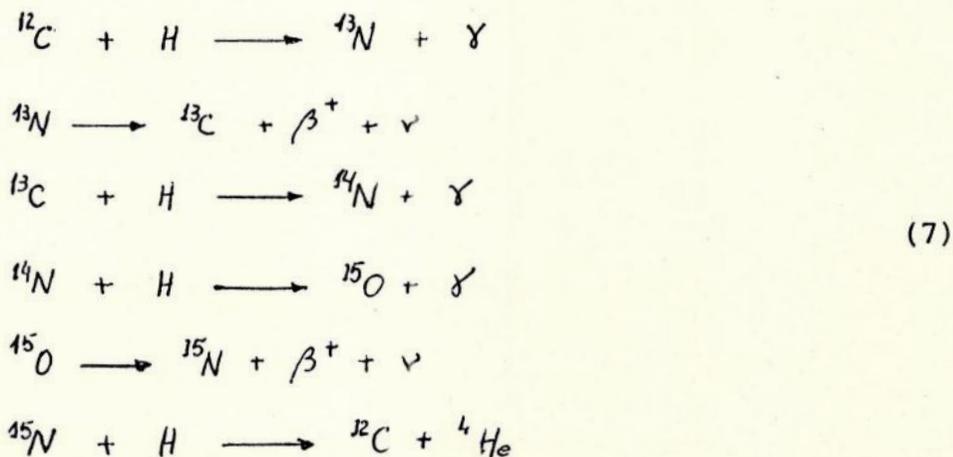


ou ainda podemos ter outro caminho



Estrelas formadas em gerações posteriores incorporam, além do H e He , alguns elementos mais pesados que foram ejetados pelas gerações de estrelas anteriores nos últimos estágios de evolução. Nestas estrelas uma outra sequência de reações é possível para levar à conversão de quatro prótons em ${}^4\text{He} + 2\beta^+ + 2\nu$.

Este processo (ciclo CN) tem a seguinte sequência de reações

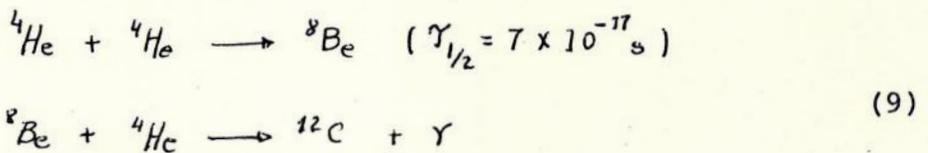


Aqui também podem ocorrer outros caminhos, por exemplo:

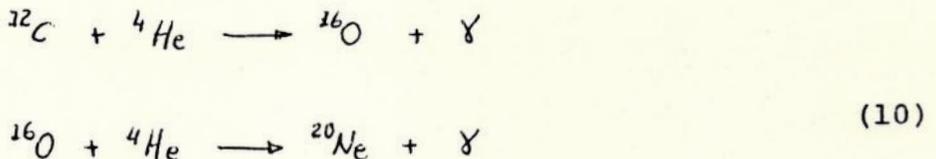


Como sabemos (Cap.II-2) o que faz com que a estrela deixe a sequência principal é a exaustão do hidrogênio no núcleo. Existe, então, uma primeira fase de contração, na qual a temperatura é suficientemente alta para que o hidrogênio seja queimado fora do núcleo, seu envelope externo de hidrogênio se expande, enquanto que seu núcleo de hélio continua a se contrair gravitacionalmente. O raio estelar aumenta e a temperatura externa diminui devido à expansão.

Quando a temperatura central é bastante alta (da ordem de $2 \times 10^8 \text{K}$) a queima de hélio no núcleo se inicia. A estrela tornou-se uma gigante vermelha. Encontramos as seguintes reações



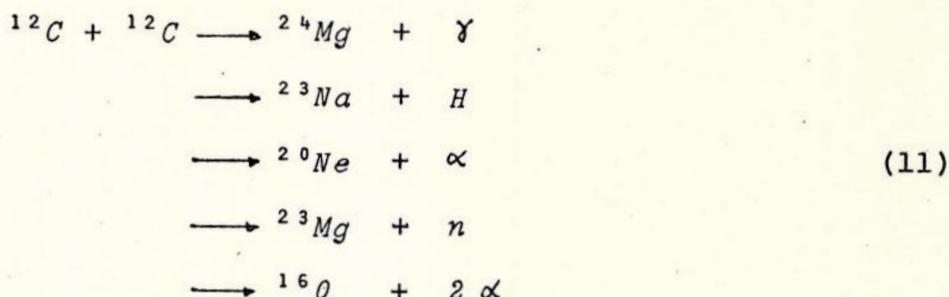
este estágio de queima de hélio é relativamente curto (cerca de 10^8 anos) e tem como resultado o desaparecimento do ${}^4\text{He}$ e o aumento na concentração de ${}^{12}\text{C}$ que passa a participar nas reações



Os eventos que se seguem dependem da massa estelar: quanto mais massa tem uma estrela mais rapidamente ela evolui.

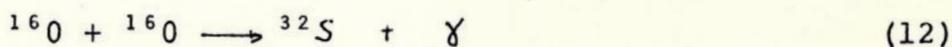
Se a estrela tem uma massa maior que $0,7 M_{\odot}$ (M_{\odot} é a massa do Sol) a queima de carbono ocorre quando sua temperatura

ra central é da ordem de 6 a 7 x 10⁸K (estrelas menos massivas podem degenerar em configurações de anãs brancas). As reações importantes então são



onde n representa o nêutron e α são partículas energéticas constituídas de dois prótons e dois neutrons.

Se a temperatura for ainda maior teremos

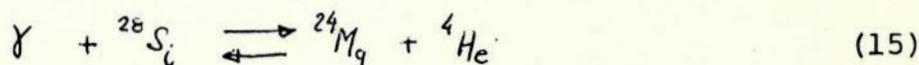


onde ${}^{28}\text{Si}$ é um dos elementos mais estáveis nesta cadeia de reações e é assim o mais abundante.

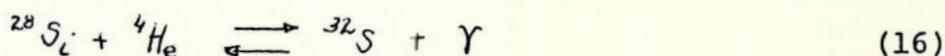
Estas cadeias de reações são os últimos ciclos de fusão que podem ocorrer em estrelas. A fusão de dois núcleos de Si , por exemplo, necessita temperaturas mais altas que 4,5 x 10⁹K. No entanto, em tais temperaturas, o número de fótons liberados por todos os tipos de reações é tão alto que eles fotodesintegram o núcleo. Os elementos menos estáveis são destruídos em favor dos mais estáveis.

Um outro processo que ocorre em estrelas nas mesmas condições é o processo do quase-equilíbrio. Em temperaturas de cerca de 3 x 10⁹K e para densidades de cerca de 10⁸ g.cm⁻³

núcleos de ${}^4\text{He}$ são liberados pela reação



esta reação é muito lenta devido à grande estabilidade do ${}^{28}\text{Si}$. No entanto, estes núcleos de He podem ser capturados por outros núcleos de Si e chegar ao S :



os núcleos de He desapareceram então com a reação (16), mas ainda podem ser fornecidos pela (15), então o próprio S pode capturar um ${}^4\text{He}$ e assim por diante obtendo-se cada vez mais elementos mais pesados. Concluindo, os elementos pesados podem ser sintetizados à partir deste processo de quase equilíbrio até o Fe (ref.12) seja durante fases calmas da evolução estelar, seja em fases explosivas.

Uma estrela com massa menor que $4M_{\odot}$ começa a perder lentamente parte de suas camadas externas e entra na fase de nebulosa planetária. Ela perde na ejeção cerca de 0,5 a $2M_{\odot}$ num processo que leva aproximadamente 10^5 anos. Seu núcleo continua a se contrair até a densidade de suas zonas mais internas seja maior que 10^6 g cm^{-3} . Com uma densidade tão alta, os elétrons encontram-se em estado degenerado. A pressão desse gás de elétrons degenerados acaba por estabilizar a estrela - que se torna uma anã-branca (T superficial $\sim 40.000\text{K}$ e Raio $\sim 6 \times 10^8 \text{ cm}$). O processo é bastante lento e não induz nova reação nuclear. A matéria ejetada tem a mesma composição da observada no estágio final da fase de gigante vermelha.

Uma estrela de massa superior a $4M_{\odot}$ pode eventual

mente explodir como uma supernova quando a fusão começar no núcleo de C . Na explosão de tais estrelas massivas também são formados elementos de C ao Fe , pois, neste caso, a temperatura torna-se tão alta ($T > 4$ a $5 \times 10^9 K$) num intervalo de tempo tão curto ($\approx 1s$) que muitas reações nucleares ocorrem e transformam as abundâncias finais da matéria ejetada. O ferro como vimos, é o último elemento nesta sequência, pois reações de fusão envolvendo o Fe não são capazes de fornecer energia aos processos estelares (absorvem energia ao invés de liberá-la) (A III). Daí os elementos do grupo do ferro (Cr, Mn, Fe, Co, Ni) representam o produto final dos processos nucleares que suprem as estrelas de energia.

Então como os elementos pesados podem ser sintetizados?

Os elementos mais pesados que o ferro são formados primariamente por captura de neutrons pelos núcleos do grupo do ferro. Limitações devido a efeitos de barreira de Coulomb (que existem em reações que envolvem partículas carregadas) não se aplicam à absorção de neutrons que não sentem esta barreira. Esta captura ocorre de duas maneiras: pelo processo r e pelo processo s (A II). Observe que esta separação (r e s) ainda segue a notação de Burbidge e colaboradores (ref. 4) por questão de conveniência, apesar de sabermos que as estrelas não seguem rigorosamente tal distinção.

No processo s , os neutrons são capturados pelo núcleo, um de cada vez, através de longos períodos, de tal forma que somente núcleos relativamente estáveis podem ser formados. Isótopos que decaem rapidamente desaparecem antes que um

outro neutron seja absorvido.

No processo r , os nêutrons podem ser absorvidos pelo núcleo rapidamente, de tal modo, que são formados núcleos ricos em nêutrons e instáveis que procuram atingir um equilíbrio estável entre próton e nêutron através de processo de decaimento β (AI.4).

Os nucleocronômetros mais adequados são aqueles formados por processo r . Existe a hipótese que estes elementos foram produzidos logo após o Big Bang. O argumento que sustenta esta hipótese é o seguinte: de 10^5 a 10^6 anos depois do Big Bang o Universo passou de sua condição de "dominado pela radiação" para a de "dominado pela matéria". Nesta fase elétrons e prótons se recombinavam para formar átomos neutros. O processo ainda não é bem conhecido mas acredita-se que logo após essa transição devem ocorrer condensações para a formação de galáxias e estrelas pois fica progressivamente mais difícil o crescimento de concentrações de densidade, já que o Universo continua a se expandir, afastando cada vez mais a matéria entre si.

O colapso gradativo para formação de estrelas resulta em altas pressões e temperaturas internas. Não vamos detalhar esta evolução; o que nos importa é que o início de queima nuclear do hidrogênio, que depende da massa inicial do gás estelar, ocorre em média depois de 10^7 anos.

Para estrelas com $M > 10M_{\odot}$, o ciclo de vida, completo, pode ser da ordem de 10^7 anos com final explosivo. Como já observamos, também os elementos pesados e de processo r são

produzidos aí.

Assim, seguindo o raciocínio acima somos levados a crer que em poucas vezes 10^7 anos depois do Big Bang já deveriam existir elementos de processo r . Desse modo, a idade desses elementos deve servir como estimativa para a idade do Universo (limite inferior).

É importante ainda observar que as abundâncias dos cronômetros não dependem somente de suas próprias produções e decaimentos. Eles podem ser aprisionados em remanescentes degenerados de estrelas evoluídas: buracos pretos etc... e também podem sofrer efeitos de diluição devido a um "infall" pobre em metais. Tais processos imitam decaimentos e deve-se tomar cuidado ao se afirmar que o decaimento é predominante para dar conta do desaparecimento dos radionuclídeos, dentro da escala de tempo considerada. Isso pode ser ambíguo e levar a incerteza na conclusão.

Alguns cronômetros importantes encontram-se na tabela (2)

PAI	FILHO	$T_{1/2}$ (anos)	Processo nucleossintético
$^{26}_{Al}$	$^{26}_{Mg}$	7.4×10^5	nucleossíntese explosiva
$^{40}_{K}$	$^{40}_{Ca}$	1.3×10^9	nucleossíntese explosiva
$^{87}_{Rb}$	$^{87}_{Sr}$	4.7×10^{10}	processo r
$^{129}_{I}$	$^{129}_{Xe}$	1.7×10^7	processo r
$^{146}_{Sm}$	$^{146}_{Nd}$	10^8	processo p
$^{187}_{Re}$	$^{187}_{Os}$	4.3×10^{10}	processo r
$^{232}_{Th}$	$^{208}_{Pb}$	1.4×10^{10}	processo r
$^{235}_{U}$	$^{207}_{Pb}$	7×10^8	processo r
$^{238}_{U}$	$^{206}_{Pb}$	4.5×10^9	processo r
$^{244}_{Pu}$	$^{232}_{Th}$	8.2×10^7	processo r
$^{247}_{Cm}$	$^{235}_{U}$	1.3×10^7	processo r

TABELA 2

Alguns nucleocronômetros importantes

Foram encontradas recentemente, diversas anomalias isotópicas em meteoritos, principalmente excesso de ^{26}Mg . Estas descobertas levantaram a possibilidade de ter havido uma explosão de supernova num passado recente, 10^6 anos antes do Sistema Solar(ref.27).

Esta explosão teria ajudado no colapso da nuvem protosolar. A presença de ^{26}Mg nos meteoritos, se explica como um produto de decaimento do ^{26}Al formado na supernova. Um estudo aprofundado neste assunto pode enriquecer as informações acerca da formação do Sistema Solar.

Um diagrama esquemático dos processos nucleares que levam à síntese dos elementos nas estrelas encontra-se na figura 2.

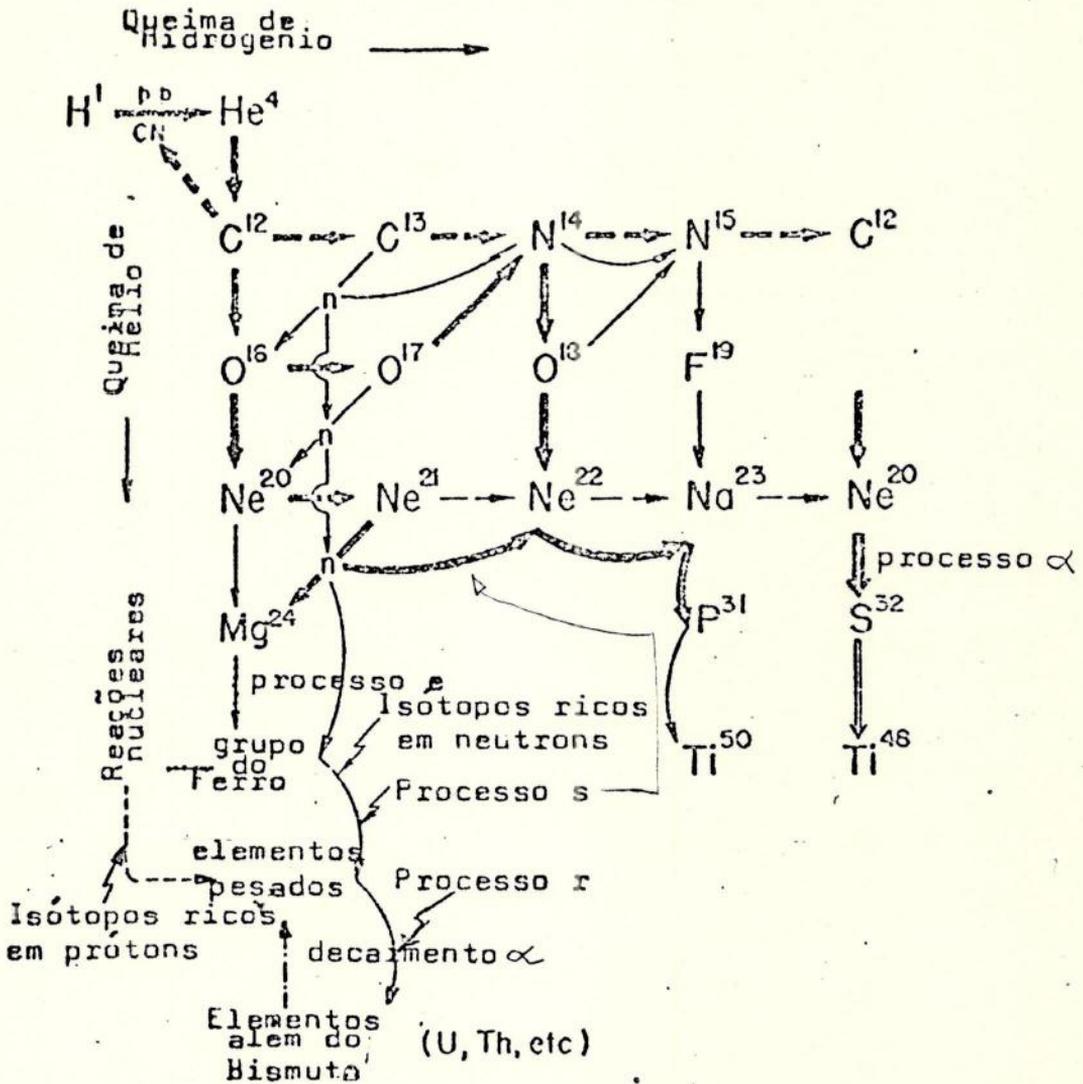


FIGURA 2

Diagrama esquemático de processos nucleares que levam à síntese dos elementos nas estrelas. Elementos sintetizados por interações com prótons (queima de hidrogênio) estão listados horizontalmente. Elementos sintetizados com partículas α (queima de hélio) e ainda processos mais complicados estão listados verticalmente. Processos de captura de nêutrons são indicados por setas curvas; as mais grossas correspondendo ao processo ϵ e as mais finas ao s .

O processo α (quase-equilíbrio) inclui reações em que partículas α são sucessivamente somadas ao ^{20}Ne para sintetizar ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca . (tirada das refs. 4 e 12).

O processo ϵ (equilíbrio) é tal que sob certas condições de temperatura e pressão os elementos do grupo do ferro são sintetizados.

IV - ABUNDÂNCIA DOS ELEMENTOS NO UNIVERSO

IV.1 - Técnicas para Determinação de Abundâncias

As técnicas utilizadas para determinações de abundâncias podem ser divididas em: métodos diretos (uma dada amostra é coletada e analisada), e métodos indiretos (a composição de matéria é determinada através da radiação que ela emite ou absorve).

Pelo modo direto podem ser analisadas amostras terrestres, lunares, meteoríticas e raios cósmicos. Estas técnicas são algumas vezes de difícil aplicação, envolvendo dificuldades experimentais e, possivelmente pequenas abundâncias com problemas de "contaminação". Entre as técnicas encontramos a radioquímica e a espectrometria de massa, que nos permite analisar a composição de uma amostra separando os núcleos de acordo com suas massas ou cargas (figura 3).

Para análise dos raios cósmicos (partículas com energias da ordem de Mev) são requeridas técnicas da física nuclear.

O método indireto mais importante é a espectroscopia, baseada na física atômica e molecular. A emissão ou absorção de radiação de frequência ν , ou comprimento de onda λ , está associada a mudanças de estados eletrônicos

$$E_2 - E_1 = h\nu = hc/\lambda$$

onde E_2 e E_1 são dois estados de energia distintos, h é a constante de Planck e c é a velocidade da luz. Temos que uma espé-

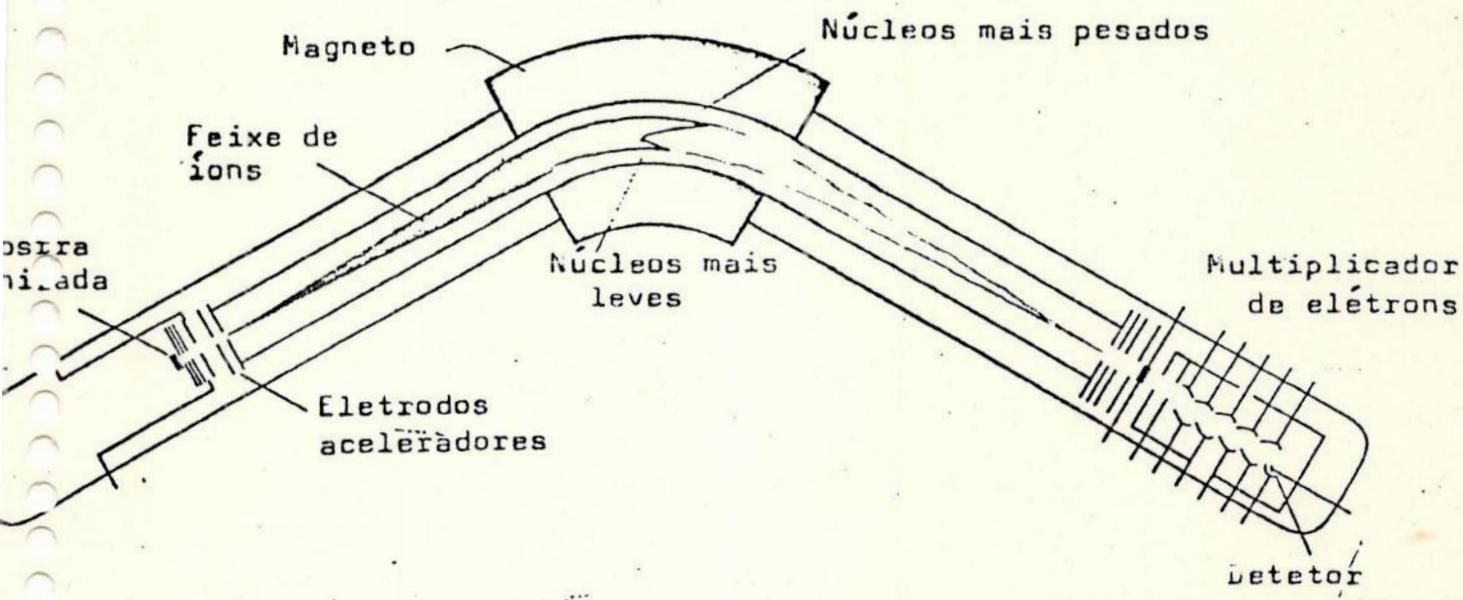


FIGURA 3

Exemplo simplificado do Espectrômetro de Massa, que é o instrumento com o qual as razões de abundância são medidas. Uma amostra do elemento em estudo é primeiramente isolada por separação química. A amostra é então ionizada no vácuo, e os íons, que contêm núcleos, carregados positivamente, são acelerados por uma série de eletrodos. Um campo magnético deflete o feixe de íons, de tal forma que somente aqueles de determinada massa alcançam o eletrodo onde são detectados e suas correntes amplificadas pelo multiplicador de elétrons. Variando-se a força do campo magnético, a abundância de cada isótopo é medida, produzindo-se um espectro de massa. Portanto, espectrômetros de massa discriminam substâncias quimicamente idênticas. Hoje em dia estão sendo utilizados modelos mais aprimorados e de maior complexidade (tirada da ref.16).

cie atômica ou química absorve ou emite em comprimentos de onda ou frequências definidas que caracterizam esta espécie. Então, é possível obter alguma informação acerca da composição química de galáxias ou estrelas, uma vez que a radiação absorvida ou emitida por uma dada estrela ou galáxia pode ser analisada como uma função do comprimento de onda. Classicamente, a

espectroscopia analisa a radiação vinda de um dado objeto obtendo linhas ou bandas de diferentes intensidades. A abundância relativa dos átomos no material pode ser derivada das intensidades relativas das linhas e tal processo baseia-se em parâmetros da mecânica quântica.

IV.2 - Um Perfil da Distribuição Padrão de Abundâncias

A partir de observações diretas de abundâncias no Sistema Solar e de determinações indiretas, pode-se definir uma curva de distribuição padrão de abundâncias (SAD - " Standard abundances distribution ")

As características principais desta curva são as seguintes (ref.1):

- 1) H e He são os elementos mais abundantes presentes no Universo; representando cerca de 97% da massa total.
- 2) Até $A \approx 50$, a medida que a massa atômica cresce, a abundância decresce rapidamente. Deve-se notar, entretanto, que os elementos Li , Be e B são menos abundantes que seus vizinhos. Os núcleos com número de massa par são geralmente mais abundantes que os com número de massa ímpar. Os elementos cujos núcleos podem ser considerados como constituídos por partículas α também são relativamente mais abundantes que seus vizinhos. Além do H e do He , os núcleos mais abundantes são o O e o C .
- 3) A curva de abundância apresenta um pico entre os números de massa $50 < A < 70$, tendo o seu máximo no ${}^{56}Fe$.

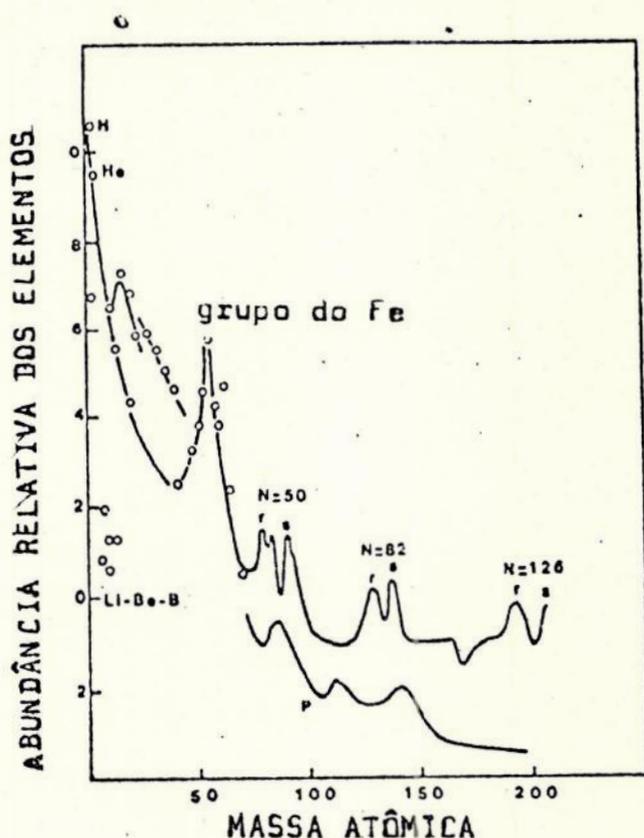


FIGURA 4

A distribuição padrão de abundâncias para os elementos no Universo (tirada da ref.4).

- 4) A curva de abundância, então, decresce de novo para maiores valores da massa atômica, mas menos rapidamente. A curva não é monótona. Existem picos menos pronunciados chamados de picos mágicos (Cap.V.1). Daí para frente, a curva de abundância pode ser dividida em duas partes: a parte superior composta de elementos ricos em nêutrons e a parte inferior composta por elementos ricos em prótons.

É importante ressaltar que um grande número de estrelas e galáxias, assim como a matéria interestelar, segue a curva de distribuição "SAD". No entanto, existem ramificações

importantes, a maioria podendo ser explicada por efeitos nucleares que geralmente estão relacionados com a evolução química da galáxia.

Pode-se enumerar alguns fatores de interesse:

- 1) Uma correlação pode ser estabelecida entre as abundâncias dos metais ($Z \approx \delta$) e a localização e idade das estrelas. As estrelas mais velhas que pertencem ao halo da Galáxia e que são membros de aglomerados globulares, têm uma abundância menor (por um fator de 10 para 10^3) do que a abundância solar dos metais. Teorias atuais sobre a evolução química das galáxias tentam dar conta da relação entre a idade da estrela e sua metalicidade.
- 2) Nas galáxias, assim como na nossa, a abundância metálica varia com a distância ao centro da galáxia. A abundância de metais aumenta a medida que se vai de regiões mais externas em direção ao centro galáctico.
- 3) O conteúdo de metal das diferentes galáxias parece variar. Em nossas duas galáxias satélites, por exemplo, a abundância de metais é menor que a da Galáxia. Esse efeito é mais pronunciado na Pequena Nuvem de Magalhães, e parece estar relacionado com a pequena taxa de formação de estrelas destas duas galáxias.
- 4) As composições isotópicas são razoavelmente bem conhecidas para o Sistema Solar através de amostras meteoríticas e terrestres. Utilizam-se, geralmente, os (meteoritos) condritos carbonáceos, que são os materiais mais primevos do nosso Sistema. As abundâncias dos elementos pesados com nú

cleos ricos em prótons, por exemplo, podem ser determinadas somente no Sistema Solar. Já para os elementos mais leves, as razões isotópicas puderam ser observadas em estrelas frias e no meio interestelar. Tomemos como exemplo a abundância do deutério (D) que foi medida no meio interestelar: encontra-se que a razão D/H é 10 vezes menor do que a encontrada na Terra e nos condritos carbonáceos.

- 5) Descobertas recentes de anomalias isotópicas de O (ref.24) de Ne (ref.23, 25) e de Mg (ref.26) levam à conclusão de que o Sistema Solar como um todo não surgiu de um evento isolado.
- 6) Ao se estudar a composição dos raios cósmicos e compará-la com as abundâncias solares, nota-se que os metais estão enriquecidos com relação ao H e ao He por fatores de 10 para 100. Mais ainda, os elementos leves Li , Be e B são 10^4 vezes mais abundantes que os que são observados nas superfícies estelares.
- 7) No meio interestelar próximo, as abundâncias foram estudadas pela astronomia do ultravioleta. Dados atuais mostram que as abundâncias metálicas são menores que no caso solar. Isto foi interpretado em termos da presença de poeira no meio interplanetário, pois lá os metais mais refratários ficam aprisionados.
- 8) Grupos importantes de estrelas apresentam abundâncias metálicas muito diferentes das da SAD. Por exemplo: estrelas super-metálicas, com uma grande quantidade de metais; as "estrelas Ba " ou estrelas gigantes com abundâncias anormalmen

te altas^{de} Ba ; as estrelas de CNO , que apresentam raias intensas de C , N e O ; as estrelas ricas em He ; as estrelas pobres em He ; as estrelas " δDel ", com poucas linhas de $Ca II$ (uma vez ionizado) e variabilidade luminosa; e o grupo conhecido como "estrelas peculiares" e "estrelas metálicas" que podem ser explicados por processos físicos que ocorrem em seus envelopes (ref. 14).

- 9) Outro objeto interessante é o "FG Sagittae"; estrela que encontra-se envolvida por uma nebulosidade do tipo nebulosa planetária. Desde 1894 a brilhância da estrela aumentou em luminosidade por um fator de cerca de 40. Em 1968, sua luminosidade diminuiu um pouco. Este objeto parece estar esfriando à razão de cerca de 250 K/ano, indo do tipo espectral A ao F . Ao mesmo tempo, fortes linhas de absorção anômalas de Y , Zr , Ce e La aparecem em seu espectro. Estas, podem ser indicativas de eventos nucleossintéticos ($A II$) que aconteceram recentemente. "FG Sagittae" poderia estar realmente em processo de ejeção de uma nova camada de nebulosa planetária, e a nebulosidade presentemente observada seria um subproduto mais antigo de processo análogo.

V - NUCLEOCRONOLOGIAS

V.1 - Introdução

É através do esquema do decaimento radioativo (AI.1) que podemos estimar, por exemplo, a idade dos elementos, isto é, a época em que eles foram formados pelos vários processos nucleossintéticos. Descrito de um modo elementar, o método utilizado para estimativas de idades é o seguinte: determinam-se as concentrações dos nuclídeos pais e dos nuclídeos filhos, utiliza-se o esquema de meia vida de decaimento (AI.2) para calcular quanto tempo foi necessário para que um pai se transformasse num filho naquela quantidade. Na prática, o que foi descrito é, na verdade, um processo bastante complexo.

Para se fazer os cálculos previstos pela teoria não é necessário conhecer a abundância real dos elementos no presente ou em qualquer tempo no passado. Devemos apenas conhecer a razão na qual um par adequado é encontrado hoje: razão de abundância, e a razão da abundância na época de formação dos elementos, a qual denominamos: razão de produção.

As razões de abundâncias são determinadas por medidas experimentais cuidadosas (Cap.IV.1). As rochas terrestres, embora sejam fundamentalmente compostas do mesmo material que o Sistema Solar, não fornecem amostras adequadas pois, desde a condensação do Sistema, formaram-se e reformaram-se muitas vezes, ocorrendo fracionamentos químicos que alteraram suas composições, de tal forma que elas não são mais representativas de uma média para o Sistema Solar. Nos meteoritos, esses efeitos são reduzidos; mas, dependendo do tipo de estimativa a que se

propõe, ainda devem ser levados em consideração, visto que dentre esses materiais também houve fracionamentos. Acredita-se que os meteoritos condritos carbonáceos sejam os representantes mais primitivos do Sistema Solar.

O que se quer dizer com "idade" de um meteorito? Na verdade, quatro importantes eventos na história dos meteoritos podem ser datados, através da análise espectrométrica de massa de núclídeos estáveis e de radioativos. São eles:

- A duração da nucleossíntese que contribuiu para o material do Sistema Solar.
- A solidificação do objeto pai do meteorito.
- O rompimento do objeto pai.
- A queda dos meteoritos.

Para cada um destes eventos podem ser estimadas as idades através de grupos diferentes de núclídeos. A nucleossíntese, a partir dos produtos de decaimento dos núclídeos radioativos *U*, *Th*, *Re* e *Os*; a solidificação do material meteorítico, pela determinação dos núclídeos radioativos de longa vida como por exemplo o *Rb* e *K* e seus produtos de decaimento estáveis; o rompimento e a queda por teorias específicas relativas a raios cósmicos e gases nobres, nas quais não entraremos em detalhes.

As razões de produção devem ser calculadas teoricamente. Em regiões da carta de núclídeos entre os números mágicos de nêutrons (núcleos contendo 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 e prova-

velmente 184 nêutrons) (*), o núcleo é particularmente estável contra quaisquer reações nucleares. Nessas regiões, são muito fáceis as estimativas das razões de produção uma vez que uma dada abundância na época de formação é grosseiramente proporcional ao número possível de pais de processo r que contribuiu para aquela abundância (ref.4, 16 e 19). Observando a figura 5 encontramos alguns cronômetros de interesse nesta região: ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , e o ^{244}Pu . Tomemos o ^{238}U como exemplo: Este tem como progenitores os núcleos de massa: 238, 242, 246, e ainda recebe 10% dos produtos de decaimento do núcleo de massa 250. Então, cada cronômetro consiste dos núcleos produzidos por seu próprio número de massa, e dos produtos de decaimento dos seus próprios genitores de maior massa. Somando estas quantidades, no caso do ^{238}U , obtemos 3,1. Ou, de forma mais detalhada: o ^{238}U tem 3,1 progenitores:

- 1) O próprio Urânio, uma vez que o ^{238}U é um produto de processo r .
- 2) ^{242}Pu , que é um outro produto de processo r que decai em α para o ^{238}U , com meia vida de $3,87 \times 10^5$ anos.
- 3) ^{246}Cm , um outro produto de processo r com decaimento α ($T_{1/2} = 4800$ anos) para o ^{242}Pu , que tem um subsequente decaimento.

* O conceito de "números mágicos" usados para núcleos em física nuclear é similar ao conceito de gás nobre na física atômica. Pode-se considerar uma distribuição de prótons e nêutrons em camadas no núcleo. Quando as camadas nucleares estão completas (número mágico de prótons e/ou nêutrons), o núcleo é estável.

- 4) ^{250}Cm , que contribui com 0,1 devido aos 10% de tempo em que decairá em α para o ^{246}Pu ; que por sua vez decai em α para o ^{246}Cm , cujo futuro foi descrito acima.

A seguir, devemos dividir pelo fator 3,1 um fator análogo obtido para outro radionuclídeo (Th por exemplo) e obteremos a razão de produção Th/U , utilizada posteriormente (Cap.V. 4 e 5).

Em caráter introdutório, apresento as bases teóricas do processo adotado para a estimativa de idade do Sistema Solar:

Seja P um núcleo radioativo pai, com uma constante de decaimento $\lambda = 1/\gamma$. A variação da abundância P no tempo é dada por (AI.1)

$$\frac{dP}{dt} = -\lambda P,$$

onde P também denota a abundância da espécie em questão.

Para obtermos a abundância resultante do decaimento livre em um dado intervalo de tempo, a equação acima deve ser integrada de um instante de tempo passado, t_0 , a um instante de tempo t , posterior. Se a origem dos tempos é tomada como sendo a formação do Sistema Solar e t o instante de tempo presente então t é realmente sua idade e

$$P = P_0 e^{-\lambda(t - t_0)}, \quad (16)$$

onde P é a abundância do elemento no presente e P_0 é a sua abundância no tempo t_0 .

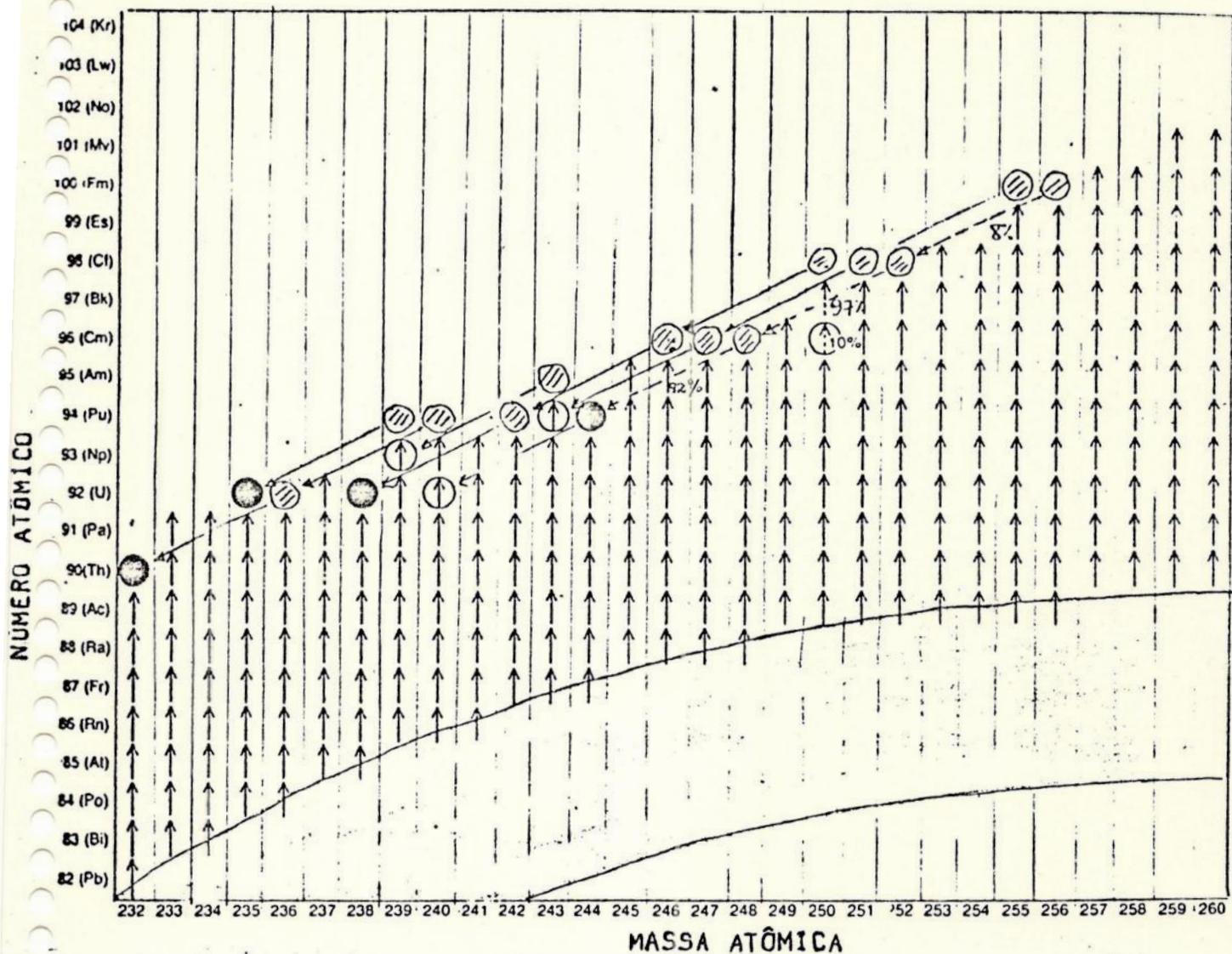


FIGURA 5

Mostra-se esquematicamente a produção de quatro elementos que servem como cronômetros (círculos pretos): ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U e ^{241}Pu . O processo r produz núcleos com excesso de nêutrons, esses núcleos decaem em β (setas verticais), contribuindo para a produção dos nucleocronômetros. Outras contribuições vem do decaimento α , que são indicadas pelas setas inclinadas. Os núcleos que decaem em α encontram-se hachurados. Os caminhos de decaimento β e α percentuais, representados pelas setas tracejadas, e a percentagem de cada núcleo que contribui para a produção do nucleocronômetro é indicada (tirado da ref.16).

Vamos assumir que P seja transformado num isótopo filho F . Se não houver fracionamento num dado corpo meteorítico, a soma das abundâncias P e F permanecerá a mesma

$$P_0 + F_0 = P + F.$$

se dividimos esta igualdade pela abundância de um outro isótopo estável de F , F_x , que não recebe contribuição de nenhum, ou tro par, teremos

$$\frac{P_0}{F_x} - \frac{P}{F_x} = \frac{F}{F_x} - \frac{F_0}{F_x} .$$

utilizando a equação (16)

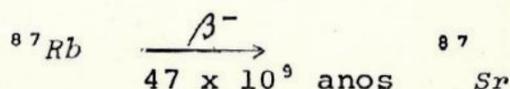
$$\frac{P}{F_x} (e^{\lambda (t - t_0)} - 1) + \frac{F_0}{F_x} = \frac{F}{F_x} . \quad (17)$$

Se pudermos obter medidas de P/F_x e F/F_x em diferentes amostras, teremos no plano $P/F_x - F/F_x$ uma linha reta, cuja inclinação fornece uma determinação direta de $(t - t_0)$. Veremos um exemplo concreto no próximo item.

V.2 - Método $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$: um exemplo teórico simples

O esquema de decaimento $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$ tem sido usado para estimar idades de muitos meteoritos. A natureza do processo de fracionamento $\text{Rb} - \text{Sr}$ não é muito certa, mas este parece ter requerido altas temperaturas. A idade $\text{Rb} - \text{Sr}$ pode ser tomada como indicadora da época de solidificação do objeto pai do meteorito, que conseqüentemente corresponde à solidificação do Sistema Solar (ref.3).

Consideraremos que o ^{87}Sr presente no meteorito é filho do decaimento do Rb^{87} :



É se todo o Sr^{87} que encontramos no meteorito não é filho de decaimento do Rb^{87} ? Suponhamos que parte do Sr já estivesse presente no objeto pai. Como poderemos diferenciar o Sr^{87} radiogênico (Sr^{87} produzido pelo decaimento do Rb^{87}) daquele Sr^{87} primordial, e sermos então capazes de calcular uma idade honesta? Uma maneira de contornar este problema é considerar não somente um único meteorito, mas sim um grupo deles; postulando-se que num dado tempo todos os meteoritos continham Sr na mesma composição isotópica, ou seja, a razão Sr^{87}/Sr^{86} era uniforme (a mesma para todos). Note que o ^{87}Sr é um filho radiogênico, mas que o ^{86}Sr não o é. Nada cria ou destrói o ^{86}Sr em quantidades relevantes. Desse modo, a razão de Rb total para Sr total, que varia de um meteorito para outro, está relacionada unicamente ao ^{87}Sr radiogênico: quanto mais alta for a razão $^{87}Rb/^{86}Sr$, mais rapidamente o decaimento do ^{87}Rb somará ^{87}Sr ao total de Sr presente, e mais a razão $^{87}Sr/^{86}Sr$ crescerá, linearmente, num dado intervalo de tempo. Teremos, como na figura 6, uma família de retas com uma origem comum: a razão $^{87}Sr / ^{86}Sr$ para qualquer idade determinada pelo processo.

Em termos teóricos, seja a equação (17) onde $\frac{P}{F_x}$ corresponde à razão $(^{87}Rb/^{86}Sr)$, no instante de tempo t presente, F/F_x corresponde à razão $(^{87}Sr/^{86}Sr)$ no mesmo instante t e F_0/F_x corresponde à razão $(^{87}Sr/^{86}Sr)_{t_0}$ no passado.

$$\text{Então: } (^{87}Rb/^{86}Sr)_t (e^{\lambda(t-t_0)} - 1) + (^{87}Sr/^{86}Sr)_{t_0} =$$

$$= (^{87}Sr/^{86}Sr)_t, \quad (18)$$

que é a equação de uma família de retas $y = ax + b$, onde $a = (e^{\lambda(t-t_0)} - 1)$ é o coeficiente angular que fornece a in

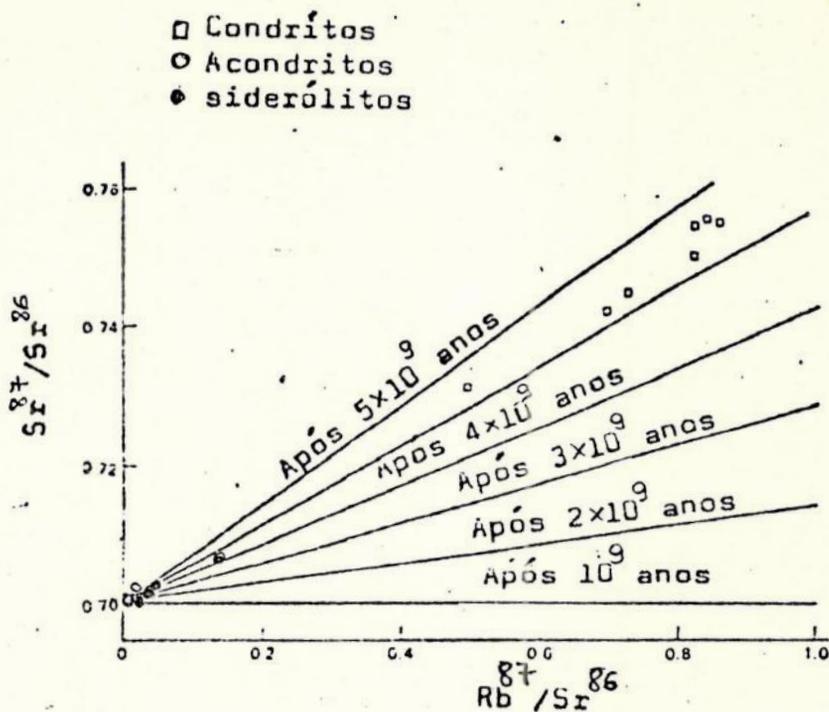


FIGURA 6

Abundâncias de ^{87}Sr e ^{87}Rb em meteoritos. Inicialmente, a razão $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ era a mesma. As retas mostram como o decaimento radioativo do ^{87}Rb teria modificado as abundâncias relativas no tempo. As medidas experimentais (meteoritos) mostram que $\approx 4,6 \times 10^9$ anos se passaram desde que a razão $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ era uniforme nos meteoritos. (tirada da ref.21)

clinação das linhas que se interceptam no ponto $b = (^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr})_{t_0}$

Na figura (7) a inclinação da reta fornece uma estimativa da idade das rochas para as quais as razões são determinadas. Este valor é de

$$t = 4,54 \left(\pm 0,12 \right) \times 10^9 \text{ anos,}$$

que representa uma estimativa para a idade de solidificação do Sistema Solar.

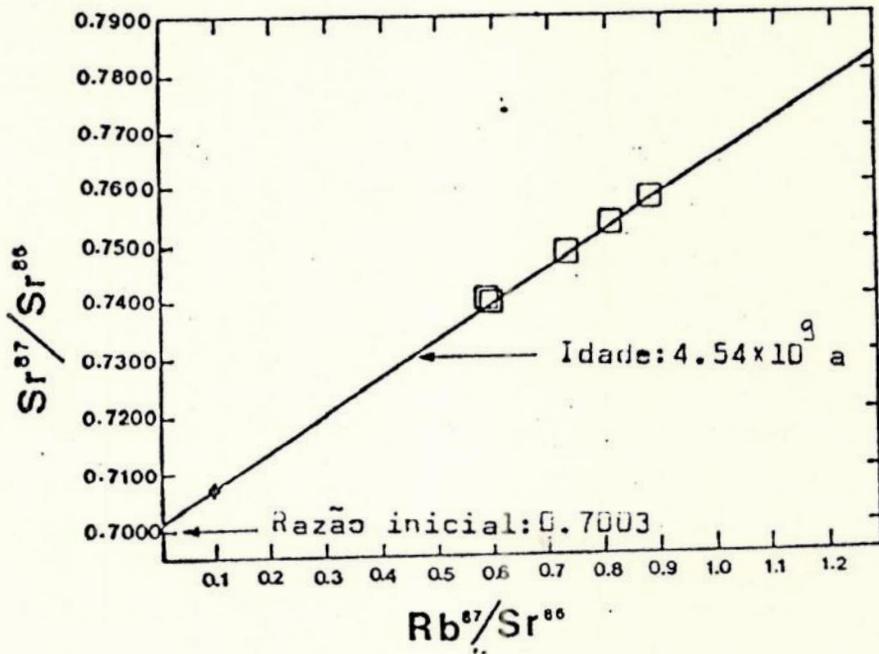


FIGURA 7

Diagrama isócrono para seis meteoritos condritos; a inclinação da reta fornece uma estimativa bastante acurada para a idade de solidificação destes condritos (tirada da ref.1)

V.3 - Equação Geral de Variação de Abundância na Escala de Tempo Galática: Fundamentos

Segundo Schramm e Wasserburg (ref.18) uma equação que descreve a taxa de variação na abundância das espécies nucleares N_i , pode ser escrita na forma

$$\frac{dN_i}{dt} = -\lambda_i N_i(r, t) + B_i(r, t, N_i), \text{ para } 0 < t < T, \quad (19)$$

onde T é a duração total da nucleossíntese, λ_i é a constante de decaimento da espécie i , e $B_i(r, t, N_i)$ é a função de produção (e destruição) generalizada que pode depender do tempo, da

posição, e da abundância.

Se quisermos resolver a equação (19) de tal modo que o desenvolvimento teórico forneça resultados que possam ser comparados com estimativas de idades determinadas de maneira independente, teremos que simplificá-la. Esta simplificação, que na realidade lineariza a equação, está baseada em modelos de evolução galáctica lineares. Segundo Schramm (ref.17) este raciocínio está inteiramente dentro do desenvolvimento da nucleocronologia atual e por enquanto, somente este tipo de suposição (modelos lineares) leva a restrições cosmológicas (Cap.V.5). As suposições e os desenvolvimentos simplificadores da equação (19) são bastante complexos e não entraremos em detalhes dados os propósitos de um projeto de final de curso. Poderemos, contudo, afirmar que eliminamos fisicamente a dependência espacial de (19) e imaginamos uma história espacial homogênea, pelo menos para o material responsável pelo Sistema Solar (ref.19). Considera-se o "espaço de trabalho" como o disco galático e assume-se a reciclagem instantânea, o que significa dizer que dentro da escala de tempo de nucleossíntese, a escala de tempo de evolução de supernovas é desprezível. Portanto, dado um conjunto de hipóteses restritivas, que não cabe discutir aqui, a equação geral pode assumir a forma simplificada:

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = -\lambda_i N_i + P_i \Psi(t), \quad (20)$$

onde Ψ é a taxa de criação de estrelas no gás do disco galático e P_i é um fator (taxa) de produção relativo da espécie i que pode ser considerado como constante, diretamente deduzido da teoria de processo r e facilmente estimado para núclídeos en-

tre os números mágicos. Os parâmetros P são grosseiramente proporcionais ao nº possível de pais de processo r (Cap.V.1). Num dado instante de tempo, P_i é uma medida de abundância dos radionuclídeos i ejetados pelas estrelas devido à evolução estelar. Neste sentido, podemos interpretar $(P_i \Psi)$ como a taxa de acréscimo de radionuclídeos i no gás do disco galáctico, devido à evolução estelar. É uma aproximação útil tratar a taxa de formação estelar, Ψ , como sinônimo de função de produção, uma vez que a taxa de produção P_i incorpora a dependência nas espécies. Para os núcleos de processo r , Ψ é proporcional à taxa de explosão de supernovas responsável por este processo nucleossintético.

A solução da equação (20) é determinada do seguinte modo: resolvemos a equação homogênea associada.

$$\frac{dN}{dt} + \lambda N = 0,$$

cuja solução é

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

onde retiramos o índice. Multiplicando a equação (20) pelo fator de integração $\exp(\lambda t)$ teremos

$$dN e^{\lambda t} + \lambda N e^{\lambda t} dt = e^{\lambda t} P \Psi(t) dt.$$

Integrando

$$\int_0^t \frac{d}{d\xi} (N e^{\lambda \xi}) = \int_0^t e^{\lambda \xi} P \Psi(\xi) d\xi,$$

teremos

$$N = e^{-\lambda t} P \int_0^t e^{\lambda \xi} \Psi(\xi) d\xi, \quad (21)$$

que é a solução da equação (20), uma vez que em $t = 0$, N_0 pode ser considerada nula.

Da solução (21) podemos obter uma equação para a abundância da espécie i no instante de tempo $(T + \Delta)$, onde Δ é o intervalo de decaimento livre entre o último evento nucleossintético que enriqueceu o material do Sistema Solar e sua solidificação nos meteoritos (ref.20) (Cap.V.4). Teremos

$$N_i (T + \Delta) = P_i e^{-\lambda_i T - \lambda_i \Delta} \int_0^T e^{\lambda_i t} \Psi_i(t) dt, \quad (22)$$

onde a integral é avaliada no intervalo em que está definida.

Para um dado modelo de evolução galáctica, uma especificação de $\Psi(t)$ impõe restrições sobre a abundância $N_i(t)$.

Veremos que nos casos limites de tempos de vida muito longos e muito curtos são obtidos vínculos de utilidade geral que são independentes do modelo (de evolução galáctica). Observe que os parâmetros independentes aí obtidos podem ser considerados independentes do modelo desde que o modelo galáctico seja descrito por equações lineares.

V.4 - Idade Média dos Elementos: Limites de Vida Curta, Longa e Intervalos de Vida Intermediária.

O tempo médio de formação dos elementos vem da de-

finição

$$\bar{t} = \frac{\int_0^T t \Psi(t) dt}{\int_0^T \Psi(t) dt} \quad (23)$$

A fim de simplificar o nosso problema, definiremos alguns termos proporcionais às razões concernentes a duas espécies radioativas distintas (sub-índices i e j)

$$R(i, j) = \frac{P_i/P_j}{N_i(T+\Delta)/N_j(T+\Delta)} \quad (24)$$

onde P_i/P_j é a razão de produção. Segundo Tinsley (ref.20), durante a nucleossíntese, essa produção relativa numa geração de estrelas é constante se os elementos i e j são formados sempre nas mesmas estrelas, ou em estrelas que são formadas sempre nas mesmas proporções. As razões de abundância $N_i(T+\Delta)/N_j(T+\Delta)$, são determinadas através de cuidadosas medidas experimentais em meteoritos e rochas lunares (Cap.IV.1).

Da equação (22),

$$\frac{N_i(T+\Delta)}{N_j(T+\Delta)} = \frac{P_i e^{-\lambda_i T - \lambda_i \Delta} \int_0^T \Psi(t) e^{\lambda_i t} dt}{P_j e^{-\lambda_j T - \lambda_j \Delta} \int_0^T \Psi(t) e^{\lambda_j t} dt}$$

Colocando a equação acima na forma da equação (24)

$$\frac{P_i/P_j}{N_i(T+\Delta)/N_j(T+\Delta)} = R(i, j) = \frac{e^{(\lambda_i - \lambda_j)(T+\Delta)}}{\int_0^T \Psi e^{\lambda_i t} dt / \int_0^T \Psi e^{\lambda_j t} dt} \quad (25)$$

Além do termo definido pela equação (24), definimos ainda

$$\Delta_{ij}^{\text{m}\ddot{a}x} = (\lambda_i - \lambda_j)^{-1} \ln R(i, j) \quad (26)$$

onde λ_i e λ_j são as constantes de decaimento dos nuclídeos i e j , respectivamente, que são medidas experimentais. Muitas vezes, as dificuldades nas determinações das constantes de decaimento se devem às baixas energias dos elétrons emitidos (A.I). As incertezas também podem aumentar se considerarmos que algumas taxas de decaimento podem ser afetadas no meio estelar (ref. 19). Do que foi dito anteriormente deve-se concluir que $\Delta_{ij}^{\text{m}\ddot{a}x}$ é um parâmetro independente do modelo.

Substituindo (25) em (26), teremos que

$$\Delta_{ij}^{\text{m}\ddot{a}x} = T + \Delta - (\lambda_i - \lambda_j)^{-1} \ln \left\{ \frac{\int_0^T \Psi_e \lambda_{it} dt}{\int_0^T \Psi_e \lambda_{jt} dt} \right\} \quad (27)$$

É interessante analisar, sucessivamente, os radio-nuclídeos de vida longa, tal que $\lambda T \ll 1$, a partir dos quais pode-se estimar a duração total do processo r de nucleossíntese, os nuclídeos de vida curta, tal que $\lambda T \gg 1$, que fornecem estimativas para o tempo Δ , e os de vida intermediária, que fornecem a forma da função Ψ (Tabela 3)

Vida longa: ($\lambda T \ll 1$)

Para este caso, o \ln da equação (27) pode ser escrito na forma

$$\begin{aligned}
 \ln \left\{ \frac{\int_0^T \Psi (1 + \lambda_i t + \dots) dt}{\int_0^T \Psi (1 + \lambda_j t + \dots) dt} \right\} &= \\
 = \ln \left\{ \frac{\int_0^T \Psi dt + \lambda_i \int_0^T t \Psi dt + \dots}{\int_0^T \Psi dt + \lambda_j \int_0^T t \Psi dt + \dots} \right\} &= \\
 = \ln \left(\frac{1 + \lambda_i \bar{t} + \dots}{1 + \lambda_j \bar{t} + \dots} \right) = \ln (1 + \lambda_i \bar{t} + \dots) - \ln & \\
 (1 + \lambda_j \bar{t} + \dots) = \lambda_i \bar{t} - \lambda_j \bar{t} \quad , \quad (28) &
 \end{aligned}$$

visto a expansão $\ln (1 + x) = x - \frac{1}{2} x^2 + \frac{1}{3} x^3$, considerando x pequeno e utilizando a definição (23).

A substituição do \ln na equação (27) pelo resultado 28, fornecerá

$$\Delta_{ij}^{m\bar{a}x} = T + \Delta - \bar{t} ,$$

ou

$$\Delta_{ij}^{m\bar{a}x} - \Delta = T - \bar{t} \quad (29)$$

onde $(T - \bar{t})$ é a idade média dos elementos, medida para trás do último evento que contribuiu para o Sistema Solar. A idade média no tempo atual é:

$$T - \bar{t} + \Delta + t = \Delta_{ij}^{m\bar{a}x} + t \quad (30)$$

onde $t = 4,54 \times 10^9$ anos é a idade dos corpos do Sistema Solar (Cap.V.2).

A figura 8 mostra $\Delta \frac{m_{ij}^{ax}}{ij} + t:$

idade média dos elementos de vida longa de processo r medido para trás do momento presente. O poder da nucleocosmocronologia é justamente esta idade média, que pode ser determinada independentemente do modelo de evolução galáctica usado; ainda, esta idade é claramente um limite inferior para a idade do Universo.

As idades médias fornecidas por vários núcleos produzidos no mesmo processo devem, naturalmente, concordar. É como se os núcleo de vida suficientemente longa vissem toda a nucleossíntese como um só evento na sua escala de tempo, e que aquele evento ocorreu em \bar{t} . O evento único teria o mesmo efeito de toda a sequência nucleossintética.

Se pudermos encontrar um par-cronômetro de mesmo processo nucleossintético, em que ambos satisfazem $\lambda T \ll 1$, então é possível determinar independentemente do modelo a idade média de todos os elementos produzidos naquele processo. Veremos que o par $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ e o $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ (Tabela 3) satisfazem essas condições. A razão Re/Os seria mais adequada, pois envolve vidas ainda mais longas que no caso Th/U . A utilização do Re/Os foi proposta pela primeira vez por D.D. Clayton (ref.28). O problema é que a meia-vida de decaimento β^- do Re^{187} para o ^{187}Os é uma medida difícil, e o baixo conteúdo nos meteoritos requer precisões ainda mais altas na análise isotópica. Além disso, existem outros fatores (ref.19) que não cabem ser descritos aqui dado a complexidade, tais como a necessidade de se

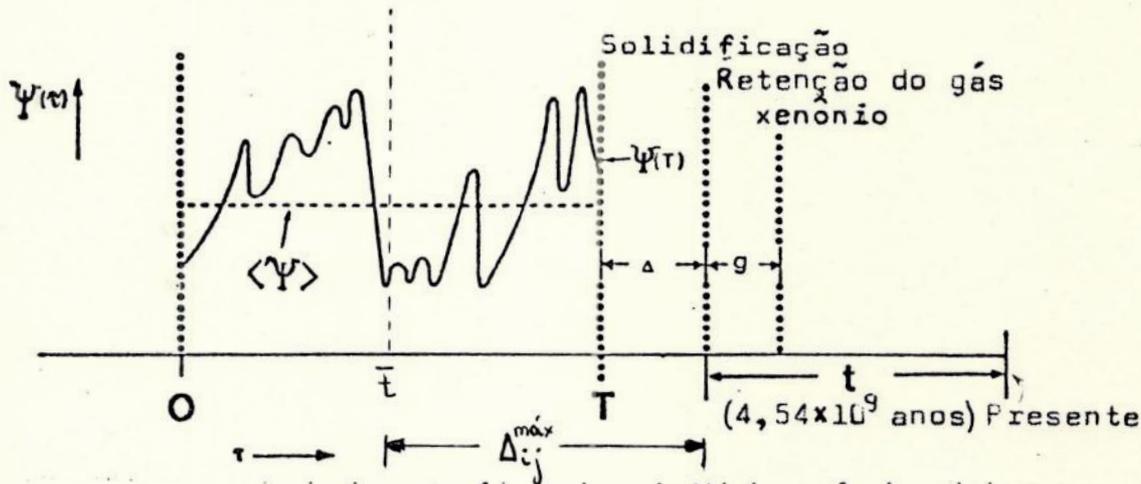


FIGURA 8

Esquema mostrando o significado da notação utilizada: $\Psi(t)$ é a taxa de nucleossíntese como uma função do tempo, T é a duração total da nucleossíntese que contribui para o Sistema Solar, $\langle \Psi \rangle$ é a taxa média de nucleossíntese e $\Psi(T)$ é o valor da taxa no final da nucleossíntese. Δ representa a separação entre o último evento nucleossintético que contribui para o Sistema Solar, e o tempo de solidificação dos corpos no Sistema; g representa o intervalo de tempo decorrido entre aquela solidificação e a retenção do gás Xe (g é desprezível na escala cosmológica) e t é a idade dos corpos sólidos no Sistema Solar ($4,6 \times 10^9$ anos). Para um $t̄$ hipotético mostramos Δ_{ij}^{max} (tirada da ref.1).

aprimorar o conhecimento sobre o fator de correção que leva em conta a dependência na temperatura das seções de choque $\sigma_{186}/\sigma_{187}$ (ref.10, 19, 22). Daí a ausência de algumas informações na tabela 3, apesar de haver uma estimativa para $\Delta_{Re/Os}^{max}$.

Pelas razões descritas acima, considera-se que uma medida combinada $Re/Os - Th/U$ ainda forneça a melhor estimativa (Figura 9).

A idade média para elementos de processo r está contida no intervalo de $8,7$ a $10,2 \times 10^9$ anos.

$$8,7 \times 10^9 < (\Delta^{m\grave{a}x} + t) < 10,2 \times 10^9 \text{ anos}$$

Considere a equação (30). O Δ , como veremos a seguir, pode ser estimado pelos nuclídeos de vida curta. Assim, considerando-se um modelo específico, dependente do tempo, para a distribuição de fontes nucleossintéticas (Figura 8), é possível determinar \bar{t} de um modo dependente do modelo (equação 23), e, naturalmente, a duração da nucleossíntese, T , pode ser calculada (equação 30) para o modelo.

Vida curta : $(\lambda T \gg 1)$

A abundância das espécies i no tempo $T + \Delta$ (equação 22) pode ser escrita na forma:

$$N_i (T + \Delta) = P_i e^{-\lambda_i \Delta} \int_0^T \underbrace{\Psi(\xi)}_u \underbrace{e^{\lambda_i (\xi - T)}}_{dv} d\xi \quad (31)$$

Seguindo o formalismo de Schramm e Wasserburg (ref 18), integremos a equação acima por partes:

$$N_i (T + \Delta) = P_i e^{-\lambda_i \Delta} \left\{ \frac{1}{\lambda_i} e^{\lambda_i (\xi - T)} \Psi(\xi) \right\}_0^T - \int_0^T \frac{1}{\lambda_i} \frac{d\Psi(\xi)}{d\xi} e^{\lambda_i (\xi - T)} d\xi \quad (32)$$

Somente a integral da equação acima, integrada novamente por partes, será igual a

$$\frac{1}{\lambda_i} \left\{ \frac{1}{\lambda_i} e^{\lambda_i (\xi - T)} \frac{d\Psi(\xi)}{d\xi} + \int_0^T \frac{1}{\lambda_i} e^{\lambda_i (\xi - T)} \frac{d^2\Psi}{d\xi^2} d\xi \right\} \quad (33)$$

e assim por diante.

Da equação (32) e do resultado (33), deduzimos que

$$N_i(T + \Delta) = P_i e^{-\lambda_i \Delta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\lambda_i^{n+1}} e^{\lambda_i (\xi - T)} \left. \frac{d^n \Psi(\xi)}{d\xi^n} \right|_0^T$$

ou

$$N_i(T + \Delta) = P_i e^{-\lambda_i \Delta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\lambda_i^{n+1}} \left\{ \left. \frac{d^n \Psi(\xi)}{d\xi^n} \right|_{\xi=T} + e^{-\lambda_i T} \left. \frac{d^n \Psi(\xi)}{d\xi^n} \right|_{\xi=0} \right\}$$

No caso específico ($\lambda T \gg 1$), os termos atenuados pela $\exp(-\lambda_i T)$ podem ser considerados desprezíveis, e

$$N_i(T + \Delta) = P_i e^{-\lambda_i \Delta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\lambda_i^{n+1}} \left. \frac{d^n \Psi(\xi)}{d\xi^n} \right|_{\xi=T} \quad (34)$$

Para grandes λ_i , com $\Psi(\xi)$ suave em $\xi=T$, tal que

$$\frac{1}{\Psi} \left. \frac{d\Psi}{d\xi} \right|_{\xi=T} \ll \lambda_i,$$

podemos considerar somente o primeiro termo da série na equa -

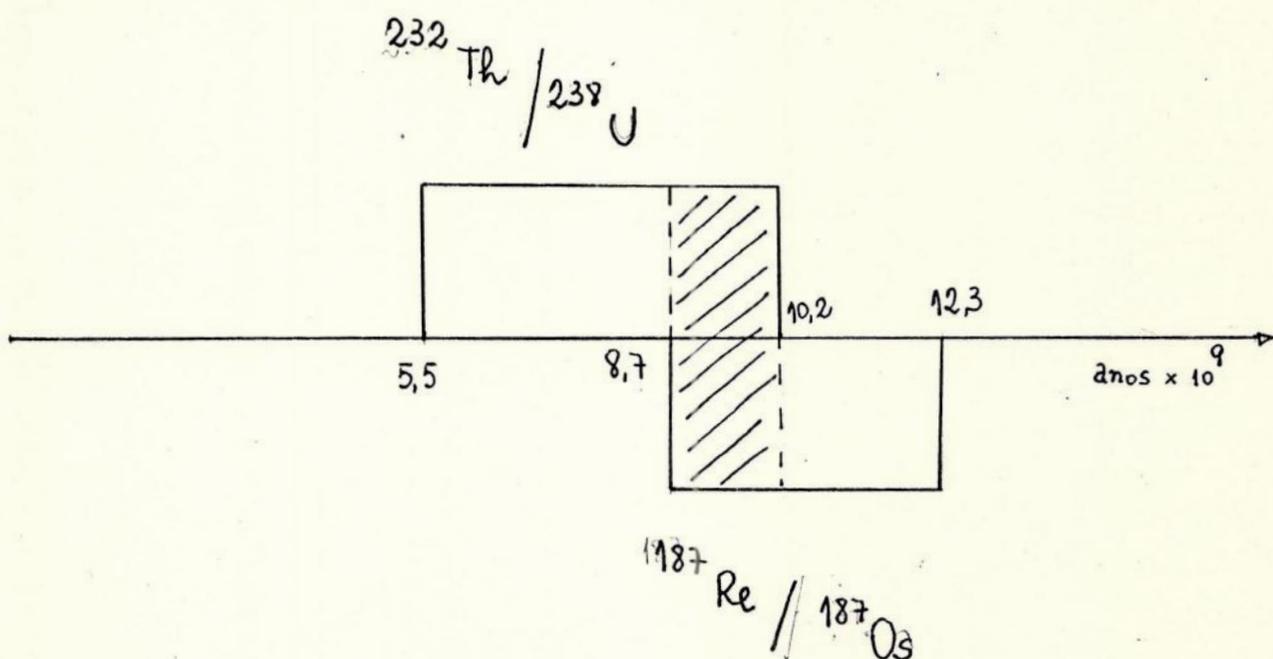


FIGURA 9

ção (34), e então

$$N_i(T + \Delta) = \frac{P_i \Psi(T) e^{-\lambda_i \Delta}}{\lambda_i} \quad (35)$$

Se Ψ é suave e se são conhecidas as razões de dois isótopos de vida curta, podemos conhecer Δ diretamente da equa-

ção (24).

$$\frac{N_i(T + \Delta)}{N_j(T + \Delta)} = \frac{\lambda_j}{\lambda_i} \frac{P_i}{P_j} \frac{e^{-\lambda_i \Delta}}{e^{-\lambda_j \Delta}},$$

então

$$R(i, j) \cong \frac{\lambda_i}{\lambda_j} e^{(\lambda_i - \lambda_j) \Delta}$$

ou

$$\Delta \cong (\lambda_i - \lambda_j)^{-1} \ln \left(R(i, j) \frac{\lambda_j}{\lambda_i} \right). \quad (36)$$

Note que a abundância no tempo $(T + \Delta)$ é (AI.1)

$$N(T + \Delta) = N(T) e^{-\lambda(T + \Delta - T)} = N(T) e^{-\lambda \Delta}.$$

Assim, Δ , dado pela equação (36), é o intervalo de tempo para a razão isotópica ir, através de decaimento livre, de:

$$\left(\frac{P_i}{\lambda_i} / \frac{P_j}{\lambda_j} \right) \text{ até } \left(\frac{N_i(T + \Delta)}{N_j(T + \Delta)} \right).$$

Se $\Psi(\xi)$ não é suave próxima a $\xi = T$, mas tiver um comportamento pontiagudo, por exemplo, podemos escrever:

$$\Psi = \Psi_0 + d \delta(\xi - T)$$

onde Ψ_0 é suave e d é responsável por uma mudança de escala. A abundância (equação 31) será dada então por

$$N_i(T + \Delta) = P_i e^{-\lambda_i \Delta} \left\{ \int_0^T e^{\lambda_i(\xi - T)} \Psi_0 d\xi + d \int_0^T e^{\lambda_i(\xi - T)} \delta(\xi - T) d\xi \right\}$$

Resolvemos por partes a primeira integral e despre

zamos os termos tal como anteriormente (equação 35). Já o segundo termo podemos escrever na forma

$$d \int_0^T e^{-\lambda_i \xi} e^{\lambda_i \xi} \delta(\xi - T) d\xi ,$$

que, por definição, é igual a

$$d e^{-\lambda_i T} e^{\lambda_i T} = d.$$

Portanto:

$$N_i (T + \Delta) = \frac{P_i}{\lambda_i} e^{-\lambda_i \Delta} [\Psi_0(T) + \lambda_i d]$$

assim

$$\frac{N_i (T + \Delta)}{N_j (T + \Delta)} = \frac{P_i}{P_j} \frac{\lambda_j}{\lambda_i} \frac{e^{-\lambda_i \Delta}}{e^{-\lambda_j \Delta}} \frac{\Psi_0 + \lambda_i d}{\Psi_0 + \lambda_j d} ,$$

$$R (i, j) = \frac{\lambda_i}{\lambda_j} e^{(\lambda_i - \lambda_j) \Delta} \frac{\Psi_0 + \lambda_j d}{\Psi_0 + \lambda_i d} .$$

Desse modo

$$\Delta = (\lambda_i - \lambda_j)^{-1} \ln \left[R (i, j) \frac{\lambda_j}{\lambda_i} \frac{\Psi_0 + \lambda_i d}{\Psi_0 + \lambda_j d} \right] \quad (37)$$

Note que o Δ obtido a partir da equação (36) (Ψ sua ve) é sempre menor que o Δ obtido pela equação (37) (Ψ pontia gudo no final da nucleossíntese), ou seja

Se $\lambda_i > \lambda_j$ temos que Δ (eq.36) < Δ (eq.37)

Se $\lambda_j > \lambda_i$ temos que Δ (eq.36) < Δ (eq.37)

Portanto, Δ está restrito de um modo independente do modelo

$$(\lambda_i - \lambda_j)^{-1} \ln \left[R(i, j) \frac{\lambda_i}{\lambda_j} \right] \leq \Delta < \Delta_{ij}^{m\ddot{a}x}$$

As abundâncias dos isótopos de vida curta utilizados (^{129}I , ^{244}Pu , ^{26}Al , ^{107}Pd , ^{247}Cm) são normalmente medidas relativamente a isótopos de vida longa.

A abundância de isótopos de vida longa, usando a equação (22), pode ser escrita como

$$N_L(T + \Delta) = P_L e^{-\lambda_L(T + \Delta)} \int_0^T e^{\lambda_L \xi} \Psi(\xi) d\xi,$$

mas lembrando que $\lambda_L T \ll 1$, e expandindo a $\exp(\lambda_L \xi)$ em série, a integral fica

$$\begin{aligned} \int_0^T (1 + \lambda_L \xi + \dots) \Psi(\xi) d\xi &= \\ &= \int_0^T \Psi(\xi) d\xi + \int_0^T \lambda_L \xi \Psi(\xi) d\xi + \dots = \\ &= \int_0^T \Psi(\xi) d\xi [1 + \lambda_L \bar{\xi} + \dots]. \end{aligned}$$

Ainda temos que

$$e^{-\lambda_L(T + \Delta)} = e^{-\lambda_L \Delta} (1 - \lambda_L T + \dots),$$

então

$$N_L(T + \Delta) = P_L \left\{ \int_0^T \Psi(\xi) d\xi \right\} (1 - \lambda_L T + \dots) (1 + \lambda_L \bar{\xi} + \dots) e^{-\lambda_L \Delta}$$

ou

$$N_L (T + \Delta) = P_L T \langle \Psi \rangle \left\{ 1 - (T - \bar{t}) \lambda_L \right\} e^{-\lambda_L \Delta}, \quad (38)$$

onde

$$\langle \Psi \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \Psi(\xi) d\xi \quad (39)$$

Utilizando as equações (35) e (38), a razão de abundância de radionuclídeos de vida curta em relação à longa fica

$$\frac{N_i (T + \Delta)}{N_L (T + \Delta)} = \frac{P_i}{P_L} \frac{\Psi(T)}{T \langle \Psi \rangle} \frac{1}{\lambda_i} \frac{e^{-(\lambda_i - \lambda_L) \Delta}}{\left\{ 1 - (T - \bar{t}) \lambda_L \right\}}, \quad (40)$$

onde $\frac{\Psi(\xi)}{T \langle \Psi \rangle} = \rho(\xi)$, segundo Schramm e Wasserburg (ref.18), representa a taxa relativa de nucleossíntese comparada à taxa média: função densidade de probabilidade.

Uma vez que Δ_{ij}^{max} e Δ podem ser estimados de modo independente do modelo, então pela equação (29), podemos determinar $(T - \bar{t})$ e, portanto, T^* , definido por:

$$\frac{1}{T^*} = \frac{\Psi(T)}{T \langle \Psi \rangle} = \frac{\lambda_i}{R(i,j)} \frac{\left\{ 1 - (T - \bar{t}) \lambda_L \right\}}{e^{-(\lambda_i - \lambda_L) \Delta}} \quad (41)$$

Note que T^* também é um resultado independente do modelo. Se $T^* < T$ então em $\xi = T$ houve uma taxa de nucleossíntese maior que a média, ou seja $\Psi(T) > \langle \Psi \rangle$. Se $\Psi(\xi)$ é considerado como uma contribuição de supernovas, através da história da galáxia, então $\Psi(T) > \langle \Psi \rangle$ implica que os eventos finais de supernovas imediatamente anteriores à formação do Sistema Solar contribuíram com mais matéria para o Sistema que o

evento médio, e portanto, pelo menos um dos eventos finais pode ser considerado como ocorrido nas vizinhanças da nebulosa proto-solar.

Através dos nuclídeos ^{129}I e ^{244}Pu , é possível determinar $T^* \sim 3,4$ bilhões de anos e compará-lo com T avaliado no item V.5. Encontra-se que T^*/T é menor que 1 (ref.19).

Intervalos de vida intermediária: Forma da função de produção

Vamos considerar o caso de vida intermediária (por exemplo o ^{235}U , cuja meia-vida é 7×10^8 anos) e vamos assumir que Ψ seja suave.

Tomemos a equação (34) aproximada para isótopos de vida curta ($\lambda T \gg 1$) e consideremos um isótopo de vida ligeiramente mais longa. A expansão desta equação agora deve incluir termos de ordem superior.

$$N_i(T + \Delta) = P_i e^{-\lambda_i \Delta} \left[\frac{\Psi}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_i^2} \frac{d\Psi}{d\zeta} + \dots \right]_{\zeta=T}$$

ou ainda

$$N_i(T + \Delta) = P_i e^{-\lambda_i \Delta} \frac{\Psi(T)}{\lambda_i} \left[1 - \frac{\Psi'(T)}{\lambda_i \Psi(T)} + \dots \right], \quad (42)$$

onde,

$$\Psi'(T) = \left. \frac{d\Psi}{d\zeta} \right|_{\zeta=T}$$

Vamos calcular a razão de abundância em relação a um isótopo de vida longa (equação 38).

$$\frac{N_i (T + \Delta)}{N_L (T + \Delta)} = \frac{P_i e^{-\lambda_i \Delta} \Psi(t)}{\lambda_i} \left(1 - \frac{\Psi'(T)}{\lambda_i \Psi(T)} + \dots \right) \times$$

$$\left(\frac{1}{P_L T \langle \Psi \rangle [1 - (T - \bar{t}) \lambda_L]} e^{-\lambda_L \Delta} \right)$$

ou

$$1 = \frac{P_i / P_L}{N_i (T + \Delta) / N_L (T + \Delta)} \cdot \frac{1}{\lambda_i} \cdot \frac{\Psi(T)}{T \langle \Psi \rangle} \left(\frac{e^{-(\lambda_i - \lambda_L) \Delta}}{[1 - (T - \bar{t}) \lambda_L]} \right) \times$$

$$\left(1 - \frac{\Psi'(T)}{\lambda_i \Psi(T)} + \dots \right),$$

ou ainda

$$1 = \frac{R(i, L)}{\lambda_i T^*} \frac{e^{-(\lambda_i - \lambda_L) \Delta}}{1 - (T - \bar{t}) \lambda_L} \left\{ 1 - \frac{\Psi'(T)}{\lambda_i \Psi(T)} + \dots \right\}.$$

No caso limite de extrema longa vida λ_L tende a zero, ou seja

$$1 = \frac{R(i, L)}{\lambda_i T^*} e^{-\lambda_i \Delta} \left\{ 1 - \frac{\Psi'(T)}{\lambda_i \Psi(T)} + \dots \right\} \quad (43)$$

Se T^* é conhecido, então é possível a determinação de derivadas de $\Psi(\xi)$ em $\xi = T$. Se muitos núcleos intermediários estivessem disponíveis, as derivadas de ordem superior poderiam ser obtidas e a forma de Ψ poderia ser determinada. Atualmente, o único nuclídeo intermediário é o ^{235}U , que permite a determinação de $\Psi'(T) / \Psi(T)$.

Um modelo particular poderia definir $\Psi'(T)$, que de

ve ser consistente com Ψ^1 determinado independentemente do modelo, através do ^{235}U .

V.5 - Generalidades, Resultados e os Vínculos Cosmológicos:

Generalidades

Como foi observado, a equação (20) é uma forma simplificada, onde o termo $B_i(r, t, N_i)$ (equação 19) é dado por $P_i \Psi(t)$. Na verdade, o termo acima referido pode assumir uma forma mais geral como, por exemplo, (refs.10,18,19 e 20) $P_i \Psi(t) + \omega N_i$ onde ω representa o movimento de matéria para dentro e para fora do gás do disco galáctico por outras razões que não a nucleossíntese; é um somatório de influências como por exemplo a retenção de nuclídeos nas estrelas devido à formação estelar (astração) e acréscimos no gás do disco devido ao "infall" galáctico. Do artigo de Tinsley (ref.20), creio ser possível concluir que os efeitos de ω através do desenvolvimento da teoria podem ser desprezados em primeira aproximação.

Em contrapartida à denominação independente do modelo, temos a dependente do modelo relacionada às teorias desenvolvidas por Fowler (ref.8), Tinsley (ref.20), Ostriker e Thuan (ref.29), Talbot (ref.30) e analisadas por Hainebach e Schramm (ref.10), que discutiram a nucleocosmocronologia baseada em modelos de evolução química da galáxia levantando hipóteses peculiares tais como:

Tinsley (o chamado modelo padrão da nucleocosmocronologia):

- "infall" nulo ou pobre em metais

- Ψ proporcional à densidade do gás
- ω constante
- Ψ apresentando um pico inicial

Hainebach e Schramm:

- aprisionamento de massa em buracos pretos e outros remanescentes numa primeira geração de estrelas

Talbot:

- formação de estrelas preferencialmente em regiões enriquecidas em metais.

Ostriker e Thuan:

- rápida evolução estelar no halo relativamente ao disco. Na escala de tempo de 10^8 anos; a formação estelar no halo decai exponencialmente, enquanto que a escala de tempo de evolução do disco é de $5,8 \times 10^9$ anos (modelo halo-disco).

Estes modelos levam a formas da função de produção Ψ , e portanto fornecem estimativas para \bar{t}/T (equação 23). De um modo geral, modelos dependentes da evolução galáctica fornecem um resultado consistente para $\bar{t}/T \sim 0.5$. Através da figura 10 podemos fazer uma descrição qualitativa das implicações de modelos dependentes hipotéticos.

RESULTADOS E VÍNCULOS COSMOLÓGICOS

A partir dos dados da tabela 3 em termos das fórmu

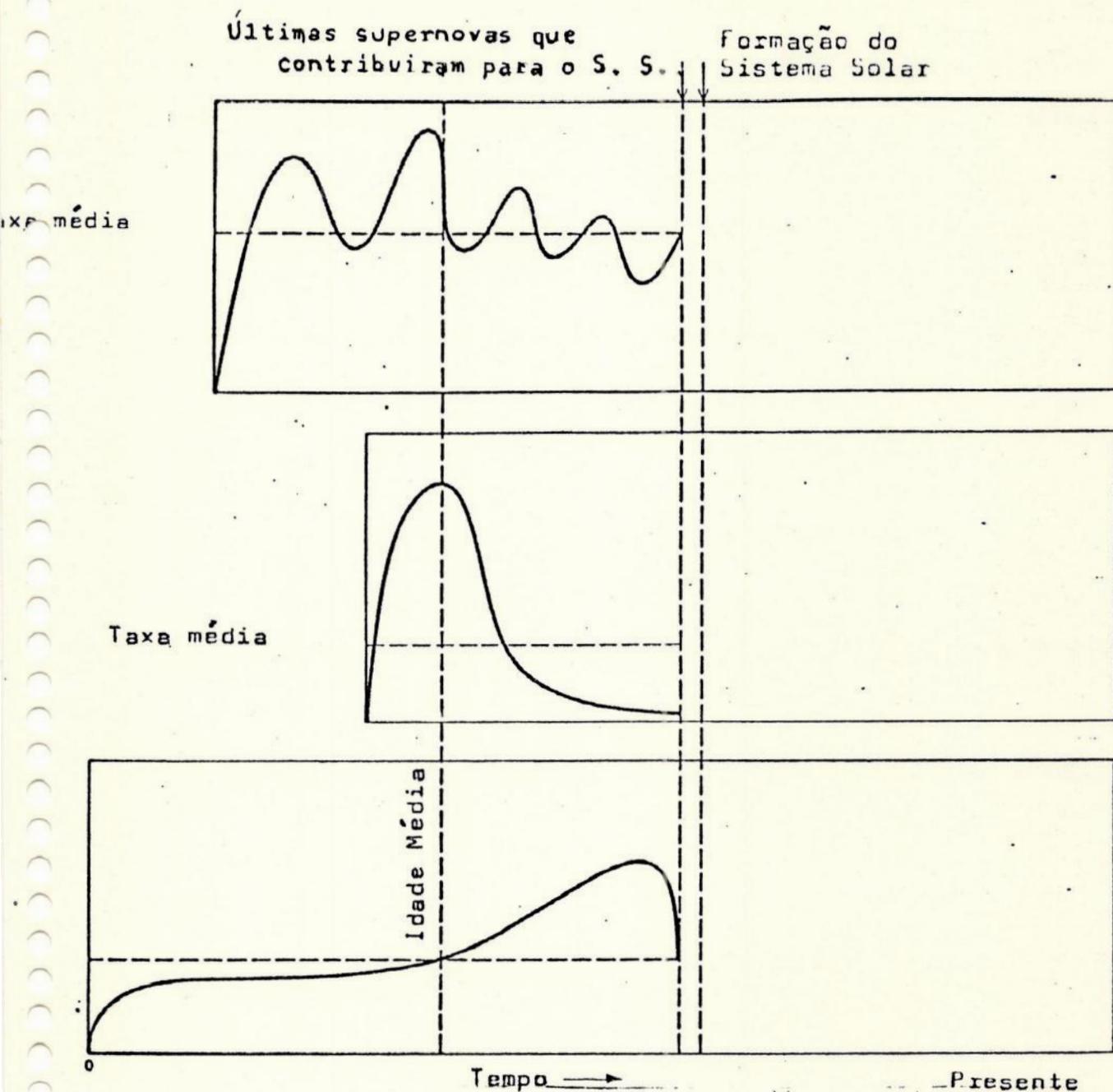


FIGURA 10

Modelos hipotéticos de nucleossíntese postulam três possíveis distribuições de supernovas durante a história primitiva do Universo. Todos os três modelos assumem a mesma idade média para os elementos, mas incorporam diferentes taxas médias para a formação dos elementos. Se o número de supernovas é aproximadamente constante, ou se as flutuações são simétricas (1º modelo), então a média é aproximadamente igual à metade do tempo total de nucleossíntese. Se o número de supernovas é particularmente maior no período mais primitivo (2º modelo), então o Universo é mais jovem do que o que sugere o modelo de taxa constante. Uma taxa primitiva baixa (3º modelo) fornece uma idade superestimada. Este modelo é inconsistente com as observações. (tirada das refs. 1 e 16).

las apresentadas: equação (24), (26), e (29), podemos calcular uma idade média dos elementos por determinações independentes do modelo, a partir dos pares-cronômetros de longa vida:

$^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ e $^{187}\text{Re}/^{187}\text{Os}$ que fornecem uma idade concordante de 8,7 a 10,2 bilhões de anos (figura 9). Assim, sem invocar qualquer modelo de evolução galáctica, podemos determinar um limite inferior para a idade do Universo e da Galáxia. Observamos que esta idade média para elementos de processo r pode ser diferente da de processo s , uma vez que estes elementos são produzidos em locais astrofísicos diferentes. De fato, a produção de elementos de processo s requer núcleos-semente pesados. É de se esperar, portanto que em média, os elementos de processo s sejam mais jovens que os de processo r , cuja produção não necessariamente requer tais núcleos pesados. A duração da nucleossíntese para $\Delta_{ij}^{\text{m}\ddot{a}x}$ estimado dos elementos de vida longa (Cap.V.4) é

$$T = \Delta_{ij}^{\text{m}\ddot{a}x} - \Delta + \bar{t}$$

Como exemplo, para uma estimativa de Δ , utilizando os valores da tabela 3 na equação (36) encontramos Δ da ordem de 10^6 anos. Verifica-se portanto que $\Delta \ll \Delta_{ij}^{\text{m}\ddot{a}x}$. Daí

$$T \sim \Delta_{ij}^{\text{m}\ddot{a}x} + \bar{t} .$$

As teorias dependentes do modelo fornecem algumas estimativas para \bar{t}/T das quais a mais completa é 0.5. Assim, espera-se que

$$T \sim 2 \Delta_{ij}^{\text{m}\ddot{a}x}$$

e que T esteja restrito

$$\Delta^{m\bar{a}x} \leq T \leq 2 \Delta^{m\bar{a}x}$$

Pelos dados apresentados na tabela 3, $\Delta_{ij}^{m\bar{a}x}$ dos núcleos de vida longa está restrito

$$4,1 \leq \Delta_{ij}^{m\bar{a}x} \leq 5,6 \quad (x 10^9 \text{ anos}) \quad , \quad (44)$$

e portanto T está restrito de um modo dependente do modelo.

Uma vez T assim calculado, podemos estimar uma idade para a galáxia, T_g , tal que (equação (30), figura 8)

$$T_g = T + \Delta + t \quad (45)$$

onde $t = 4.54 \times 10$ anos (Cap.V.2). Note que a equação (45) pressupõe que não ocorra nucleossíntese de processo r anterior à formação da Galáxia. Mais ainda, a idade fornecida pela equação é dependente do modelo. Um limite inferior para a idade do Universo vem da idade média dos elementos, isto é

$$T_g > \Delta^{m\bar{a}x} + t \quad (46)$$

que é uma quantidade independente do modelo. Portanto, pela desigualdade (44), podemos escrever que

$$\Delta^{m\bar{a}x} + t \leq T_g \leq 2 \Delta^{m\bar{a}x} + t \quad ,$$

ou

$$8,64 < T_g < 15,74 \quad (x 10^9 \text{ anos}) \quad . \quad (47)$$

A idade da Galáxia, independente do modelo, pode ser comparada à idade do Universo calculada pela constante de

Hubble e a idade dos aglomerados globulares (Cap.II).

Seguindo o "review" nucleocosmocronológico de Symbalisty e Schramm (ref.19), utilizaremos os dados de Kanazas e colaboradores (ref.11) que encontraram uma idade consistente para o Universo entre

$$13,5 \leq T_U \leq 15,5 \quad (\times 10^9 \text{ anos}) \quad (48)$$

Eles fizeram uma análise comparativa dos cálculos do modelo padrão de Big Bang com idades de estrelas de aglomerados globulares e inseriram vínculos observacionais. Resultou daí que só é possível uma consistência no modelo padrão para uma constante de Hubble entre 55 e 65 $\text{Km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$. Seus cálculos tornaram-se fundamentais no sentido de que, se verificarmos que a estimativa para a idade do universo, T_U , está errada, ou o modelo cosmológico padrão, ou o modelo de aglomerado globular, ou ambos devem ser questionados.

Se assumirmos que o tempo de duração do Big Bang até os elementos de processo r é quando muito um bilhão de anos (Cap.III) então a idade nucleocosmocronológica para o Universo fica

$$\Delta^{m\acute{a}x} + t \leq T_U \leq 2 \Delta^{m\acute{a}x} + t + 1 \times 10^9 \text{ anos} \quad (49)$$

que é de 8,64 a 16,74 $\times 10^9$ anos. Se escrevemos

$$T_U = \int \Delta^{m\acute{a}x} + 5,54 \times 10^9 \text{ anos}$$

então \int é uma medida de \bar{t}/T ; realmente $\int = \left[1 - \frac{\bar{t}}{T} \right]^{-1}$.

Temos, no entanto, que:

$$T_U \geq 13,5 \times 10^9 \text{ anos,}$$

e usando um limite superior para $\Delta^{\text{m}\ddot{a}x}$ de $5,6 \times 10^9$ anos, encontramos:

$$13,5 \times 10^9 \leq T_U \leq \int \Delta^{\text{m}\ddot{a}x} + 5,54 \times 10^9 \text{ anos ,}$$

ou

$$13,5 \leq T_U \leq \int 5,6 + 5,54 \text{ (} T_U \text{ em unidades de } 10^9 \text{ anos)}$$

Portanto

$$5,6 \int > 13,5 - 5,54 ,$$

ou

$$\int > 1,42. \text{ Daí } (\bar{t}/T) > 0,29 \quad (50)$$

Se assumimos como desprezível a duração entre o Big Bang e a nucleossíntese de processo r , desprezando-se então o 1 bilhão de anos extra, teremos

$$13,5 \times 10^9 \leq T_U \leq \int \Delta^{\text{m}\ddot{a}x} + 5,54 \times 10^9 \text{ anos,}$$

ou

$$13,5 \leq T_U \leq \int 5,6 + 4,54 \text{ (} T_U \text{ em unidades de } 10^9 \text{ anos)}$$

Portanto $\int > 1,6$ e $(\bar{t}/T) > 0,37$. (51)

Portanto, para que um modelo de evolução galáctica esteja correto, ele deve predizer um tempo médio de formação para os elementos de processo r , resultado (50) ou resultado (51), dependendo da previsão do início da nucleossíntese de processo r no Universo.

Podemos estabelecer um limite superior para ξ e \bar{t}/T , levando em conta que

$$T_{\nu} \leq 15,5 \times 10^9 \text{ anos,}$$

e utilizando um limite inferior para $\Delta^{m\acute{a}x}$ de $4,1 \times 10^9$ anos. Os resultados são $\xi < 2,41$ com $\bar{t}/T < 0,59$ para a produção de processo r , 1 bilhão de anos depois do Big Bang, e $\xi < 2,66$ com $\bar{t}/T < 0,62$ para a produção de processo r imediatamente após o Big Bang. Este resultado encontra-se resumido na figura 11 e limita os modelos de evolução galáctica via um vínculo no tempo médio de formação para os elementos normalizado pelo tempo total de duração da nucleossíntese. É notável que isto seja possível a partir de uma quantidade independente do modelo, $\Delta^{m\acute{a}x}$ para cronômetros de vida longa.

Note ainda que a intensidade de qualquer pico inicial ou final (explosão nucleossintética) é limitada, pois um ponto de forte explosão próximo $\bar{t}/T = 0$ ou 1 desvia a idade média dos elementos em direção àquele ponto (figura 10).

Em várias partes do projeto foram observadas as dificuldades e conseqüentes incertezas envolvidas na nucleocronologia. Provavelmente baseados nestes aspectos é que Hainebach e Schramm (ref.10) observaram que $\xi \approx 2$ ($\bar{t}/T \approx 0,5$) é um resultado antecipado, e que pode eventualmente ser uma característica da Galáxia.

Como comentário final sobre este ítem, gostaria de observar da constatação de que a escala de tempo de nucleossíntese, T , é praticamente insensível aos radionuclídeos de vida curta (que dão conta dos últimos eventos nucleossintéticos)

(ref. 19 e 27)

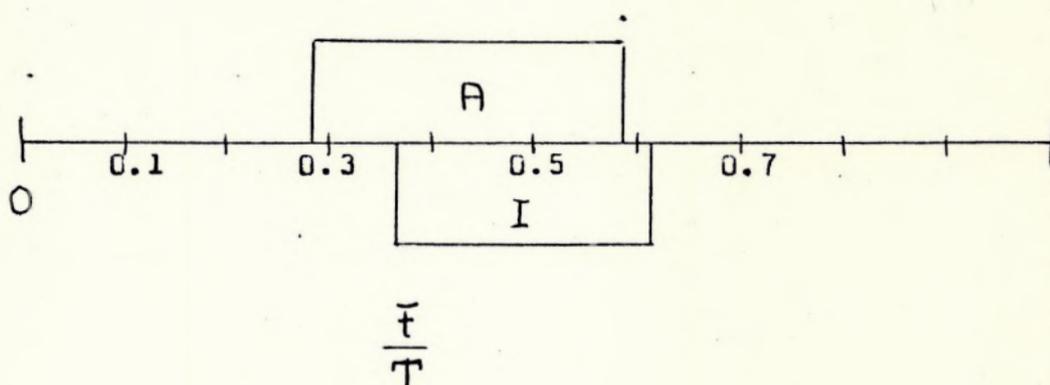


FIGURA 11

Os intervalos permitidos de \bar{t}/T para produção de processos r imediata (I) e produção de processo r atrasada de 10^9 anos (A).

TABELA 3

ELEMENTO	DECAIMENTO	PROCESSO	FILHO	λ 1/2 (ano)	CONSTANTE DE DECAIMENTO	(P _i /P _j)	(N _i /N _j) T+Δ	(N _i /N _j) Presença	māac Δ i _j (ano)	māac Δ i _j + t
²³² Th	α, β (canal)	r somente	²⁰⁸ Pb	1,4x10 ¹⁰	4,95±0,05x10 ⁻¹¹	1,9±0,2	2,5±0,2	4,0±0,2	2,6 ⁺³⁰ _{-1,7} x10 ⁹	7,2 ^{+3,0} _{-1,7} x10 ⁹
²³⁸ U	"	r	²⁰⁶ Pb	4,47x10 ⁹	1,551±0,014x10 ⁻¹⁰	-0,4				
¹⁸⁷ Re	β ⁻	"	¹⁸⁷ Os	4,3x10 ¹⁰	1,62±0,03x10 ⁻¹¹				5,9 ^{+1,8} _{-1,8} x10 ⁹	10,5 ^{+1,8} _{-1,8} x10 ⁹
¹⁸⁷ Os										

²³⁵ U	α, β (canal)	r somente	²⁰⁷ Pb	7,0x10 ⁸	9,85±0,09x10 ⁻¹⁰	1,5±0,5	0,313±0,26	137,88	1,9 ^{+0,5} _{-0,7} x10 ⁹	
²³⁸ U	"	"	²⁰⁶ Pb	4,47x10 ⁹	1,551±0,014x10 ⁻¹⁰	-0,6				

¹²⁹ I	β ⁻	r somente	¹²⁹ Xe	1,7x10 ⁷	4,03±0,23x10 ⁻⁸	1,5 ^{+1,4} _{-0,5}	1,0 ^{+0,7} _{-0,3} x10 ⁻⁴	0	2,38 ^{+0,42} _{-0,34} x10 ⁸	
¹²⁷ I										
²⁴⁴ Pu	α, β (canal)	r somente	²³² Th	8,2x10 ⁷	8,47±0,27x10 ⁻⁹	0,47±0,10	6,2 ^{+8,0} _{-2,0} x10 ⁻³	0	5,1 ^{+0,9} _{-2,0} x10 ⁸	
²³² Th	α, β ⁻	"	²⁰⁸ Pb	1,4x10 ¹⁰	4,94±0,05x10 ⁻¹¹					
²⁴⁴ Pu	α, β ⁻ SF	r somente	²³² Th	8,2x10 ⁷	8,47±0,27x10 ⁻⁹	0,9±0,1	2,5 ^{+0,7} _{-1,0} x10 ⁻²	0	4,3 ^{+0,9} _{-0,7} x10 ⁸	
²³⁸ U	α, β ⁻	r somente	²⁰⁶ Pb	4,47x10 ⁹	1,551±0,014x10 ⁻¹⁰	-0,2				

Legenda: As constantes de decaimento (e portanto as meias-vidas) foram obtidas dos últimos dados mais confiáveis provenientes de vários físicos experimentais (ref.19). A abreviatura SF representa fissão espontânea.

A ausência de dados no par Re/Os deve-se a complicações de ordem teórica-experimental, citadas no texto (Cap.V.4). Note que o Os tem contribuição de processo s.

Observe que o I é um elemento estável.

Para elementos de vida curta fornecem o limite superior (independente do modelo) para o intervalo de condensação do Sistema Solar. As incertezas não simétricas são provenientes de fatores experimentais e de incertezas acumuladas no próprio desenvolvimento teórico que ainda não foram totalmente formalizadas.

PAKES CRONÔMETROS DE VIDA CURTA (λ>>1) (últimos eventos nu- cleossintéticos)

PAR-CRONÔMETRO DE VIDA INTER- MEDIÁRIA (For- ma de fungo de produção)

PAKES CRONÔMETROS DE VIDA LONGA (λ<<1) (idade média dos elementos)

VI - CONCLUSÕES

Do trabalho apresentado podemos fazer uma idéia do volume de conhecimentos necessário para se compreender a nucleocosmocronologia.

Neste capítulo final, eu me deterei apenas ao assunto central e seu futuro como área da astrofísica de vanguarda.

Mostrou-se que as abundâncias dos núcleos de vida curta e intermediárias, normalizadas para núcleos de vida longa determinam uma taxa de nucleossíntese em relação à média total $\langle \Psi \rangle$.

A razão entre dois núcleos de vida curta fornece o intervalo de formação, Δ , de maneira independente do modelo, quando se assume uma função de produção suave. Mesmo assumindo um caso extremo de função de produção pontiaguda, Δ ainda fica restrito. Alguns daqueles nuclídeos parecem exigir uma injeção de material de supernova dentro da nebulosa pré-solar, uns poucos milhões de anos antes de sua condensação e um período de calmaria de 100 milhões de anos antes dessa injeção (refs. 1, 19 e 27).

As espécies de vida curta, relativamente a isótopos estáveis (ou de longa vida), fornecem o valor da função de produção no final da nucleossíntese, $\Psi(T)$, relativamente à nucleossíntese total, $T \langle \Psi \rangle$.

Se não é feita nenhuma suposição com respeito a $\Psi(t)$, então as espécies de vida intermediária podem ser usadas para obter as derivadas de $\Psi(t)$ avaliadas em T . Assim,

se puderem ser encontrados núcleos intermediários suficientes, toda a forma de Ψ poderá ser determinada.

Quando se assume um modelo particular, a duração da nucleossíntese, T , pode ser calculada explicitamente. Mais ainda, as derivadas de $\Psi(\xi)$ avaliadas em T , determinadas pelo modelo, devem estar de acordo com a determinação independente do modelo.

A nucleocoscronologia atual é capaz de determinar uma idade média para os elementos de processo r e, portanto, um limite inferior para a idade da Galáxia e do Universo de um modo independente do modelo.

Medidas futuras mais acuradas na cosmocronologia do Re/Os permitirão uma determinação mais precisa da idade de processo r para os elementos, e portanto uma restrição mais firme nos modelos de evolução galáctica.

A nucleocoscronologia, quando acoplada à outras determinações independentes para a idade do Universo, define uma idade concordante para o Universo de 13,5 a 15,5 bilhões de anos, limitando os modelos de evolução galáctica.

A recente descoberta de anomalias isotópicas (por exemplo o ^{26}Mg) em meteoritos condritos carbonáceos força-nos a considerar seriamente a explosão de uma ou mais supernovas, levando à condensação da nebulosa proto-solar.

Uma maior quantidade de determinações (em vários meteoritos diferentes) relativas ao ^{26}Al definirão melhor sua escala de tempo; o que pode tornar possível a descoberta de no

vos radionuclídeos pais com meias vidas comparáveis a do ^{26}Al . São eles: ^{36}Cl , ^{53}Mn , ^{60}Fe , ^{81}Kr , ^{93}Zr , $^{97,98}\text{Tc}$, ^{150}Gd , ^{202}Pb , ^{208}Bi , $^{234,233}\text{U}$, $^{236,237}\text{Np}$, ^{242}Pu , ^{248}Cm . A detecção destes depende fortemente de como eles são produzidos, se é que são produzidos nos eventos responsáveis pelo ^{26}Al .

Em termos gerais, nas questões acima referidas encontra-se o problema central a que pretendo me deter em minha tese de mestrado. Como bem observa Audouze "o problema cosmológico da formação do nosso Sistema Solar poderá encontrar sua solução quando resolvermos o quebra-cabeça complexo de todas estas anomalias" (ref.1).

APÊNDICE I: Radioatividade

1.1 - A Lei da Desintegração de uma Substância Radioativa

Nas substâncias radioativas, o número de átomos de uma dada espécie modifica-se com o passar do tempo devido ao decaimento radioativo. Os átomos iniciais transformam-se em átomos de outra espécie.

Seja t_0 um instante de tempo passado qualquer; e seja t um instante de tempo posterior. Vamos assumir que no instante t_0 existiam N_0 núcleos radioativos iniciais, "pais", e que no instante t passam a existir N núcleos da mesma espécie. É intuitivo que a variação do número de átomos originais $\Delta N = N_0 - N$ seja proporcional ao número de átomos N e ao intervalo de tempo $\Delta t = t - t_0$

$$\Delta N \propto - N \Delta t$$

Digamos que a constante de proporcionalidade seja a constante de decaimento λ , que representa a probabilidade de que um átomo decaia em um intervalo de tempo unitário. Podemos assim escrever, para uma variação infinitesimal, a equação diferencial

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt,$$

cuja solução é

$$N = N_0 e^{-\lambda(t-t_0)}$$

Então, se temos um número inicial de núcleos pais N_0 e abandonamos a amostra, após um dado intervalo de tempo encontraremos uma dada quantidade de núcleos iniciais, N , que está relaciona

da com N_0 e atenuada pela exponencial negativa.

Os isótopos instáveis tem vários modos de decaimento, tais como α e β . Esses decaimentos são acompanhados pela ejeção de outras partículas energéticas.

1.2 - Meia-Vida

Este parâmetro é bastante importante, e é definido como sendo o tempo necessário para que o número inicial de núcleos radioativos seja reduzido à metade:

$$T_{1/2} \equiv \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} ,$$

onde λ é a constante de decaimento da espécie nuclear em questão. Por exemplo, de uma dada quantidade de ^{87}Rb , somente a metade terá decaído para ^{87}Sr depois de 47×10^9 anos (meia-vida do Rb); $3/4$ do Rb inicial terá se transformado depois de 94 bilhões de anos, $7/8$ depois de 141 bilhões de anos, etc.

Alguns exemplos de meia-vida e constantes de decaimento encontram-se na tabela 3 do capítulo V.

1.3 - Vida Média

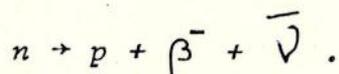
A vida média é definida como sendo o tempo médio de sobrevivência de um núcleo radioativo.

$$T \equiv \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} ,$$

onde λ e $T_{1/2}$ são respectivamente a *cte* de decaimento e a meia vida da espécie nuclear específica.

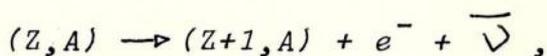
1.4 - Dcaimento β

Os nêutrons abandonados fora dos núcleos transformam-se espontaneamente em prótons, elétrons e anti-neutrinos em torno de 12 minutos em média, que é a meia-vida do nêutron livre.



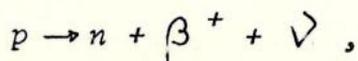
onde o símbolo β^- é usado para representar um elétron criado em processo de decaimento β (o símbolo e^- será usado para caracterizar o elétron atômico ligado ou livre), e $\bar{\nu}$ é um anti-neutrino.

Se alguns núcleos têm muito mais nêutrons do que prótons, possivelmente os nêutrons em excesso irão se transformar em prótons dentro do núcleo, com a emissão de antineutrinos e elétrons (processo classicamente chamado de decaimento β)

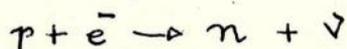


onde (Z, A) caracteriza um núcleo; Z é o número de prótons e $A = Z + N$ é o número de massa.

Seria o caso de se observar a existência de dois outros processos β : o Decaimento β^+ que consiste do decaimento de um próton nuclear,



onde β^+ é um pósitron e ν um neutrino (ambos emitidos), e a captura eletrônica,

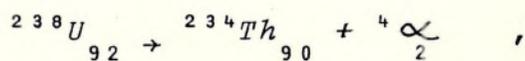


1.5 - Decaimento α

Um núcleo, sob certas condições, pode emitir espontaneamente uma partícula α (núcleo de hélio capaz de alcançar grandes distâncias no vácuo sem perder energia):

$$(Z, A) \rightarrow (Z-2, A-2) + (2, 4)$$

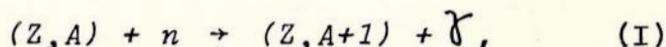
Como um exemplo desse processo tem-se:



onde o sub-índice inferior à direita indica o número de prótons.

APÊNDICE II - CAPTURA DE NÊUTRONS

Na presença de um fluxo de nêutrons livres, um núcleo pode capturar um nêutron com facilidade, mesmo quando estes têm baixíssimas energias. Esse processo pode ser denotado por:

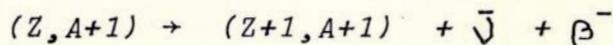


onde γ é um fóton de alta energia.

Se $(Z, A+1)$ é Beta estável, isto é, não decai em β (AI.4) ele espera até capturar um segundo nêutron, e assim por diante, avançando em direção a isótopos cada vez mais ricos em nêutrons. Se ele é instável, então surgirá uma competição entre o decaimento β e a captura de mais um nêutron. Evidentemente, o núcleo $(Z, A+1)$ seguirá o caminho de processo mais rápido.

II.a - Processo s - captura lenta ("slow") de nêutrons

O processo s ocorre quando a captura de nêutrons é lenta (10^2 a 10^5 anos para cada captura), comparada à escala de tempo de decaimentos β , ou seja, o núcleo decai:



A trajetória de captura de nêutrons corre ao longo dos isótopos estáveis da carta denuclídeos até que alcance um nuclídeo instável, quando então se dará o Decaimento β ; o que leva a um elemento da família isotópica seguinte, $(Z+1)$, na tabela de nuclídeos. A trajetória do Processo s é um zig-zag ao longo da linha de estabilidade β . (figura 12)

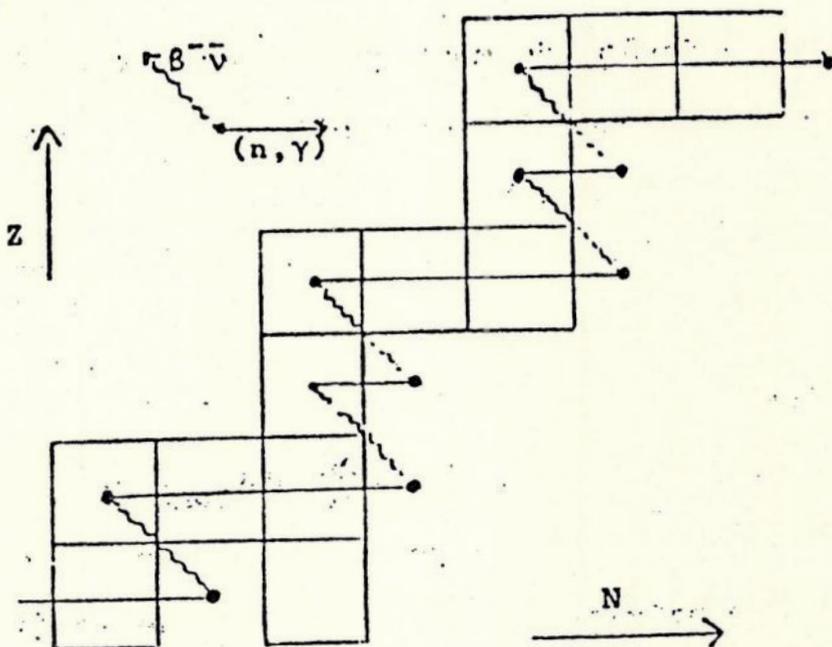


FIGURA 12

Trajetoira de processo s. Na horizontal encontra-se o número de nêutrons, N , e na vertical o número de prótons, Z . Os quadradinhos representam núcleos β estáveis. A notação (n, γ) indica absorção de um nêutron com liberação de radiação γ , e $(\beta, \bar{\nu})$ indica decaimento β . (tirada da ref.6)

Este Processo ocorre principalmente na fase de gigante vermelha, onde o fluxo de nêutrons é da ordem de 10^5 nêutrons/cm²ség; e tem como pré-requisito a presença de núcleos-semente pesados em seu envelope.

II.b - Processo r - captura rápida de nêutrons

No Processo r , o núcleo absorve nêutrons; mas, ao

contrário do Processo s , a captura de nêutrons ocorre numa escala de tempo muito curta (0,01 a 10 segundos) para que haja decaimento β entre capturas sucessivas. Como o fluxo de nêutrons é muito intenso (da ordem de 10^{22} a 10^{26} nêutrons/cm²seg), a trajetória do Processo r ao invés de acompanhar a linha de estabilidade β , como no Processo s , ~~estende-se~~ estende-se à sua direita; uma vez que o núcleo $(Z, A+1)$, equação (I), captura nêutrons sucessivos sem decair, $(Z, A+1) + n \rightarrow (Z, A+2) + \gamma$, e avança na direção de isótopos ricos em nêutrons (lado direito da linha de estabilidade β). (figura 13)

Em que lugar um fluxo de nêutrons tão intenso pode ser observado? Um dos candidatos mais sérios para ser o habitat do Processo r é o fenômeno da explosão de supernovas: formam-se ondas de choque que, ao atravessarem a matéria estelar, liberam rapidamente uma grande quantidade de nêutrons que são recapturados em questão de segundos.

Observação: Existe um processo análogo ao Processo r , chamado de processo p , com a única diferença que os fluxos envolvidos são de prótons; o que leva a uma captura rápida de prótons. Não nos estenderemos neste assunto uma vez que os produtos do processo p não são nucleocronômetros relevantes e são encontrados na natureza em quantidades extremamente pequenas.

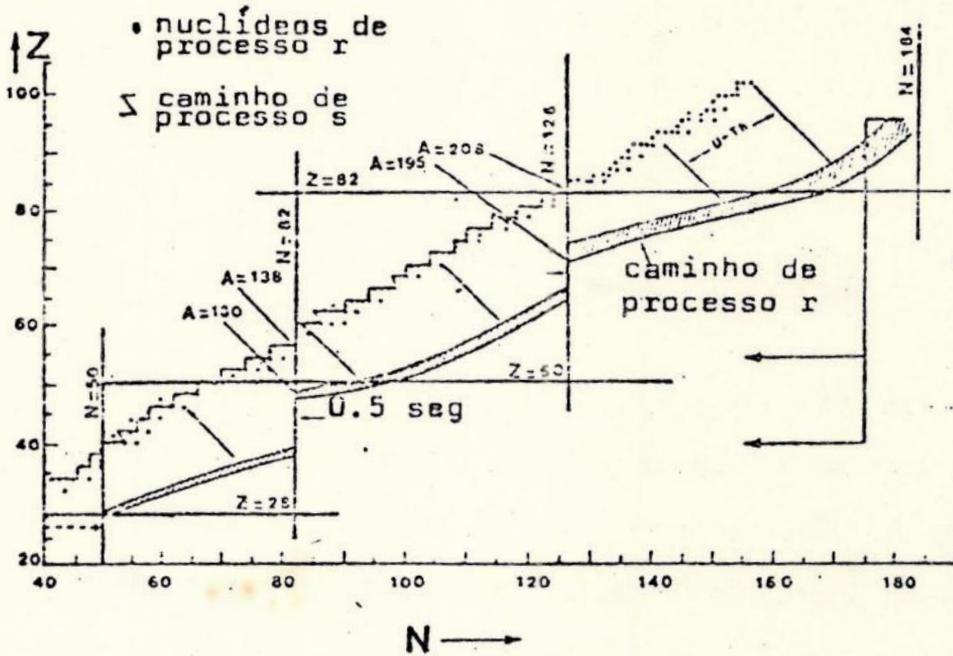
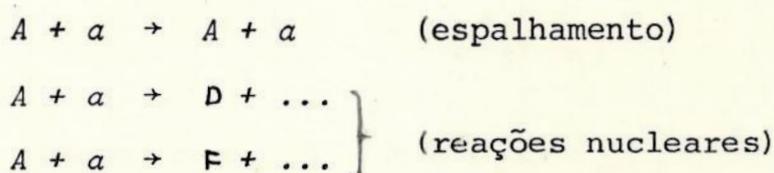


FIGURA 13

Caminho de captura de nêutrons para os processos r e s . O processo r segue um caminho aproximadamente paralelo ao da linha de estabilidade β . Os produtos de processo r (relativamente estáveis) estão com pontos e têm progenitores ricos em nêutrons (tirada da ref.1).

APÊNDICE III: REAÇÕES NUCLEARES

Quando um núcleo colide com um núcleo mais pesado, a interação pode levar a diferentes produtos. Se os produtos finais da interação nuclear são idênticos aos iniciais temos um espalhamento. Se os produtos finais forem diferentes dos iniciais teremos uma reação nuclear.



onde A indica o alvo, a o projétil e D e F os núcleos resultantes. Quando a massa do produto D é maior que a massa do alvo A , a reação nuclear é uma reação de fusão. Ao contrário, se a massa do produto D for menor que a massa do alvo A , teremos uma reação de fissão.

Em qualquer reação nuclear as seguintes quantidades devem ser conservadas:

- A energia total
- O momento linear
- O momento angular
- A carga
- A paridade
- O número de nucleons (prótons e/ou nêutrons)

As reações nucleares podem tanto liberar quanto absorver energia, de acordo com a diferença das energias de ligação final e inicial do núcleo. A massa de um dado núcleo é me-

nor do que a soma de seus componentes (nucleons). Esta perda de massa é liberada, quando da reação, em forma de energia segundo a relação massa-energia de Einstein $E = mc^2$.

A energia de ligação por nucleon, B , de um núcleo de massa atômica A e o número atômico Z e de massa M_A é dada por

$$B = \frac{1}{A} (Z M_p + (A - Z) M_N - M_A) c^2$$

Tomemos como exemplo o ^{56}Fe , que contém 26 prótons e 30 nêutrons. A energia de ligação por nucleon deste núcleo é dada por

$$B = \frac{1}{56} (26 M_p + 30 M_N - M_{56}) c^2$$

onde M_p é a massa de um próton, M_N é a massa de um nêutrons, M_{56} a massa de um núcleo de ferro e c a velocidade da luz.

A figura 14 fornece energias de ligação por nucleon como uma função de suas massas. Note que o ^{56}Fe apresenta a máxima energia de ligação. Esta figura pode evidenciar que a nucleossíntese dos elementos mais leves que o ^{56}Fe é bastante diferente dos elementos mais pesados: as reações de fusão de elementos leves liberam energia (exoenergéticas) enquanto que as dos mais pesados absorvem (endoenergéticas).

A energia liberada ou absorvida pela reação de fusão $A + a \rightarrow B + b$ é igual a

$$Q = B_B + B_b - B_A - B_a$$

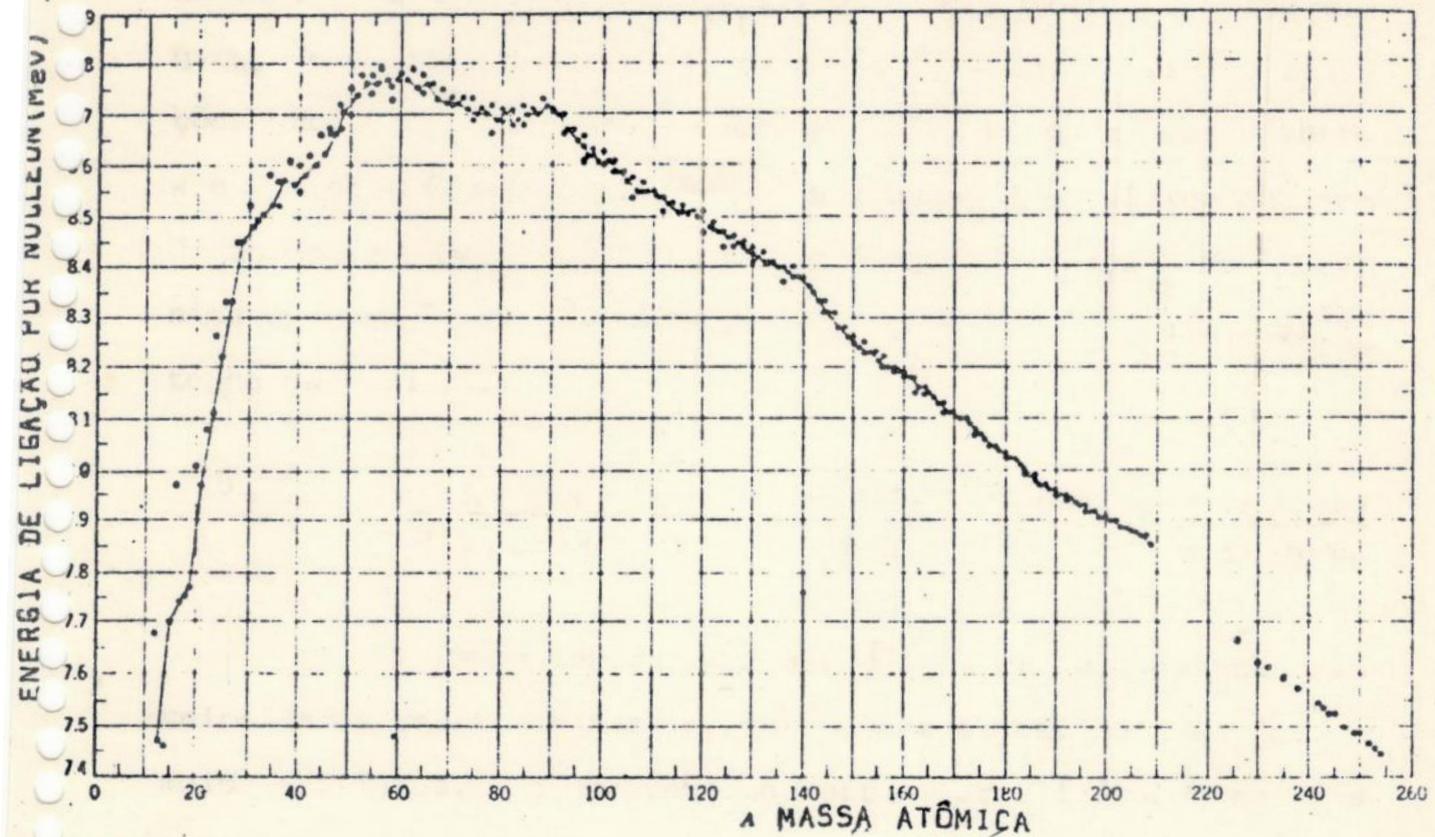


FIGURA 14

Energia de ligação por nucleon (em Mev) como função da massa atômica (tomada a do nuclídeo mais estável de cada família isotópica) (tirada da ref.9).

Se Q é positivo a reação é exotérmica. Se Q é negativo, a reação é endotérmica.

As reações de fusão que sintetizam elementos leves constituem a principal fonte da energia estelar. Vemos da figura 14 que as energias de ligação crescem rapidamente até $A \approx 26$. A energia liberada no caso de núcleos mais leves é muito maior que aquela liberada no dos mais pesados; a escala de tempo das primeiras fases de fusão é muito maior do que a dos períodos subsequentes. A produção total de energia por reações

nucleares está diretamente relacionada ao número de reações que pode ocorrer por unidade de tempo, isto é, a taxa de reações nucleares. A probabilidade para que uma dada reação entre A e D ocorra é caracterizada por uma quantidade física que tem dimensão de superfície: a seção de choque da reação que é definida como razão entre o número de reações ^{em reações} e o fluxo incidente de partículas.

$$\sigma_{A,a} = \frac{\text{n}^\circ \text{ de reações} / \text{n}^\circ \text{ de partículas } A / \text{unidade de tempo}}{\text{n}^\circ \text{ de partículas } a / \text{unidade de superfície} / \text{unidade de tempo}}$$

Devemos lembrar que as seções de choque dependem das velocidades relativas dos núcleos interagentes. Mais ainda, nos meios estelares, elas certamente sofrem forte influências das temperaturas.

TABELA DOS ELEMENTOS

<u>NÚMERO ATÔMICO</u>	<u>ELEMENTO</u>	<u>SÍMBOLO</u>
1	Hidrogênio	H
2	Hélio	He
3	Lítio	Li
4	Berílio	Be
5	Boro	B
6	Carbono	C
7	Nitrogênio	N
8	Oxigênio	O
9	Flúor	F
10	Neônio	Ne
11	Sódio	Na
12	Magnésio	Mg
13	Alumínio	Al
14	Silício	Si
15	Fósforo	P
16	Enxôfre	S
17	Cloro	Cl
18	Argônio	Ar
19	Potássio	K
20	Cálcio	Ca
21	Escândio	Sc
22	Titânio	Ti
23	Vanádio	V
24	Crômio	Cr
25	Manganês	Mn
26	Ferro	Fe
27	Cobalto	Co
28	Níquel	Ni
29	Cobre	Cu
30	Zinco	Zn
31	Gálio	Ga
32	Germânio	Ge
33	Arsênio	As
34	Selênio	Se
35	Bromo	Br
36	Criptônio	Kr
37	Rubídio	Rb
38	Estrôncio	Sr
39	Ítrio	Y
40	Zircônio	Zr
41	Niôbio	Nb
42	Molibdênio	Mo
43	Tecnécio	To
44	Rutênio	Ru
45	Ródio	Rh
46	Paládio	Pd
47	Prata	Ag
48	Cádmio	Cd
49	Índio	In
50	Estanho	Sn
51	Antimônio	Sb
52	Telúrio	Te

NÚMERO ATÔMICOELEMENTOSÍMBOLO

53	Iôdo	<i>I</i>
54	Xenônio	<i>Xe</i>
55	Césio	<i>Cs</i>
56	Bário	<i>Ba</i>
57	Lantânio	<i>La</i>
58	Cério	<i>Ce</i>
59	Prassidímio	<i>Pr</i>
60	Neodímio	<i>Nd</i>
61	Promécio	<i>Pm</i>
62	Samário	<i>Sm</i>
63	Európio	<i>Eu</i>
64	Gadolínio	<i>Gd</i>
65	Térbio	<i>Tb</i>
66	Disprósio	<i>Dy</i>
67	Hólmio	<i>Ho</i>
68	Érbio	<i>Er</i>
69	Túlio	<i>Tm</i>
70	Itérbio	<i>Yb</i>
71	Lutécio	<i>Lu</i>
72	Háfnio	<i>Hf</i>
73	Tantálio	<i>Ta</i>
74	Tungstênio	<i>W</i>
75	Rênio	<i>Re</i>
76	Ósmio	<i>Os</i>
77	Irídio	<i>Ir</i>
78	Platina	<i>Pt</i>
79	Ouro	<i>Au</i>
80	Mercúrio	<i>Hg</i>
81	Tálio	<i>Tl</i>
82	Chumbo	<i>Pb</i>
83	Bismuto	<i>Bi</i>
84	Polônio	<i>Po</i>
85	Astato	<i>At</i>
86	Radônio	<i>Rn</i>
87	Frâncio	<i>Fr</i>
88	Rádio	<i>Ra</i>
89	Actínio	<i>Ac</i>
90	Tório	<i>Th</i>
91	Protactínio	<i>Pa</i>
92	Urânio	<i>U</i>
93	Neptúnio	<i>Np</i>
94	Plutônio	<i>Pu</i>
95	Americício	<i>Am</i>
96	Cúrio	<i>Cm</i>
97	Berquélío	<i>Bk</i>
98	Califórnio	<i>Cf</i>
99	Einstéinio	<i>Es</i>
100	Férmio	<i>Fm</i>
101	Mendelévio	<i>Md</i>
102	Nobélio	<i>No</i>
103	Lawrêncio	<i>Lw</i>

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. AUDOUZE J. and VAUCLAIR S. 1980 "An Introduction to Nuclear Astrophysics" (D. Reidel Pub.Co., Holland)
2. BRANCH D. 1979 Monthly Notices Roy.Astron.Soc. *Vol 176 609*
3. BUCHWALD D.V.F. 1975 "Meteorites Ages" Handbook of Iron Meteorites, their History, Distribution, Composition and Structure (Pub.for Center for Meteorites Studies , Univ. Calif. Press, London) Vol.I Chapter 12
4. BURBIDGE E. M., Burbidge G.R., Fowler W. A. and Hoyle F. 1957 Rev. Mod. Phys. 29 547
5. CARNEY B. 1978 J. Astron. Soc.Pacific, Vol.7 Number 3
6. CHUNG K. C. 1982 "Tópicos em Astrofísica Nuclear" (CBPF, MO - 003, Rio) Item III
7. COUTINHO F. A. B., Pessoa E.F. e Sala O. 1978 " Introdução à Física Nuclear" (McGraw-Hill - São Paulo) Capítulo 1 e 2
8. FOWLER W. A. 1977 Proc. Robert A. Welch Foundation Conference on Chemical Research XXI Cosmochemistry (Houston, Texas) 61
9. FRIEDLANDER G., Kennedy J. W., Macias E. S. and Miller J.M. 1981 "Nuclear and Radiochemistry" (John Wiley & Sons, N.Y.) Chapter 2 and 13
10. HAINEBACH K. L. and Schramm D.N. 1977 Astrophys. J. 212 347
11. KANAZAS O., Schramm D. N. and Hainebach K.L. 1978 Nature 274 672
12. KURODA P. K. 1982 "The Origin of the Chemical Elements" (Springerverlag, Berlin) Chapter 5
13. LANG K. R. 1974 "Astrophysical Formulae" (Springer-Verlag, Berlin) 587

- 14 PRESTON G.W. 1974 Ann. Rev. Astron. Astrophys. 12 257
- 15 SANTOS C. 1979 Projeto de Final de Curso (Observatório de Valongo)
- 16 SCHRAMM D. N. 1974 Scient. Amer. January 69
- 17 _____ 1982 (correspondência com a orientadora)
- 18 SCHRAMM D. N. and Wasserburg G. J. 1970 Astrophys. J, 162
57
- 19 SYMBALIST E. M. D. and Schramm D. N. 1981 Rep. Prog.Phys.
44 293
- 20 TINSLEY B. M. 1975 Astrophys. J. 198 145
- 21 WOOD J. A. 1968 "Meteorites and Origin of Planets" Earth
and Planetary Science Series (McGraw-Hill, N.Y.)
Chapter 4
- 22 YOKOI K., Takahashi K. and Arnould M. 1983 Astron.
Astrophys. 117 65

Bibliografia adicional

- 23 BLACK D. C. 1971 Geochim Cosmochim Acta 35 230
- 24 CLAYTON R. N., Grossman L. and Mayeda T. K. 1973 Science
vol 182 485
- 25 EBERHARDT P. 1974 Earth Plan. Science Letters vol 24 182
- 26 LEE T.; Papanastassiou D. and Wasserburg G. J. 1976
Geophys. Res. Letters vol 3 109
- 27 OLIVE K. A. and Schramm D. N. 1982 Astrophys. J. vol 257 216
- 28 CLAYTON D. D. 1964 Astrophys. J. 139 637
- 29 OSTRIKER J. P. and Thuan T. X., 1975. Astrophys. J. vo?
202 - 353
- 30 TALBOT R. J. 1974 Astrophys J. vol 184 209