

CBPF-MQ-003/85

INTRODUÇÃO À GEOCRONOLOGIA ISOTÓPICA DOS
TEMPOS PRÉ-QUATERNÁRIOS, I

por

G. Poupeau^{1 2 3} e A. Rivera¹

¹Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CNPq/CBPF
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150
22290 - Rio de Janeiro, RJ - Brasil

²Departamento de Geofísica
Observatório Nacional
Rio de Janeiro, RJ

³CNRS (Paris) e Missão Francesa ORSTOM no Brasil

INTRODUÇÃO À GEOCRONOLOGIA ISOTÓPICA DOS TEMPOS PRÉ-QUATERNÁRIOS, I

Gérard Poupeau^{1,2,3} e Alice Rivera¹

¹Departamento de Matéria Condensada e Espectroscopia
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150 - Rio de Janeiro

²Departamento de Geofísica
Observatório Nacional - Rio de Janeiro

³CNRS (Paris) e Missão Francesa ORSTOM no Brasil

SUMÁRIO

	PAG.
Prólogo-----	VI
CAPÍTULO 1 : INTRODUÇÃO HISTÓRICA-----	0
1.1 <u>Estratigrafia e tempo relativo</u> -----	01-15
1.2 <u>Radioatividade e datações numéricas</u> -----	15-20
1.3 <u>Calibração numérica da escala estratigráfica</u> -----	20
LEITURAS COMPLEMENTARES-----	20-22
CAPÍTULO 2 : RADIOATIVIDADE E EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS DA RADIOCRONOLOGIA-----	23
2.1 <u>Estrutura do átomo</u> -----	23-35
2.2 <u>Radioatividade Beta</u> -----	35
2.2.1 - Decaimento beta do tipo Nêutron	35-43
2.2.2 - Decaimento beta do tipo Positron	43-44
2.2.3 - Decaimento beta por captura eletrônica-----	44-45
2.3 <u>Radioatividade Alfa</u> -----	45-53
2.4 <u>Fissão espontânea</u> -----	53-54
2.5 <u>Equações fundamentais da radiocronometria geológica</u> -----	54-64
LEITURAS COMPLEMENTARES-----	64-65
CAPÍTULO 3 : DATAÇÃO POR U, Th - Pb-----	67
3.1 - <u>Geoquímica e radioatividade do Urânio e do Tório</u> -----	67
3.1.1 Geoquímica do Urânio e do Tório	67-69
3.1.2 Radioatividade do Urânio e do Tório-----	69-73
3.2 - <u>As primeiras tentativas de datação</u> -----	73
3.2.1 O Método U-He-----	73-74
3.2.2 O Método Químico U,Th-Pb e o Método Pb-α -----	774

II

	PAG.
3.3 <u>Os Métodos Isotópicos U,Th-Pb</u> -----	75
3.3.1 Os métodos isotópicos U,Th-Pb----	75-77
3.3.2 Avaliação do chumbo comum-----	77-79
3.3.3 Concordância dos cronômetros iso tópicos U,Th-Pb-----	79-80
3.3.4 O cronômetro ^{206}Pb - ^{207}Pb -----	80-87
3.4 <u>Interpretação das idades U,Th-Pb por meio dos "Diagramas Concórdia"</u> -----	87-89
3.4.1 O modelo da perda episódica-----	89-97
3.4.2 Modelo de difusão contínua-----	97-98
3.4.3 Modelo de mistura-----	98-105
3.4.4 Concórdia U,Th, Pb-----	105
3.4.5 Conclusões-----	106
3.5 <u>Isocronas de rochas totais</u> -----	106-107
3.6 <u>Minerais utilizados para datações por U,Th-Pb</u> -----	107-114
3.7 <u>Conclusões</u> -----	114
3.7.1 Os fatores intrínsecos ou de sus ceptibilidade-----	114-115
3.7.2 Os fatores externos, ou do meio- ambiente-----	115-117
3.7.3 Algumas observações sôbre o futu ro da radiocronometria U,Th-Pb--	117-120
LEITURAS COMPLEMENTARES-----	121-23
ANEXO 1 : Noções de matemática-----	125-129
ANEXO 2 : Análises isotópicas por espectrometria de massa-----	130-139
ANEXO 3 : Energia de ligação de um núcleo atômico-----	140-141
ANEXO 4 : Séries de decaimentos sucessivos: equilíbrio secular-----	142-145
ANEXO 5 : Fracionamento isotópico natural-----	146-147
ANEXO 6 : Um exemplo de cálculo de idade pelo método U-Pb isotópico-----	148-151
ANEXO 7 : Microsonda iônica-----	152-153

III

NOTA

Este trabalho intitulado: "Introdução à Geocronologia Isotópica dos Tempos Pré-Quaternários", dada a sua extensão, será dividido em três monografias, contendo cada uma delas os seguintes capítulos:

- 1 - Introdução geral e Capítulos 1, 2, 3
- 2 - Capítulos 4, 5, 6
- 3 - Capítulos 7, 8 e 9

SUMÁRIO GERAL	PAG
Prólogo-----	VI
INTRODUÇÃO GERAL	
Capítulo 1: INTRODUÇÃO HISTÓRICA-----	01-22
Capítulo 2 : RADIOATIVIDADE E EQUAÇÕES FUNDAMEN TAIS DA RADIOCRONOLOGIA-----	23-65
GEOCRONOLOGIA SISTEMÁTICA	
Capítulo 3 : DATAÇÃO POR U, Th-Pb-----	67-153
Capítulo 4 : MÉTODOS BASEADOS NA FISSÃO DO URÂNIO: - Método U-Xe----- - Método dos traços de fissão-----	
Capítulo 5 : MÉTODO DO CHUMBO COMUM-----	
Capítulo 6 : MÉTODO Rb-Sr-----	
Capítulo 7 : MÉTODOS BASEADOS NA DESINTEGRAÇÃO DO POTÁSSIO-----	
Capítulo 8 : OUTROS MÉTODOS: - Método Lu-Hf----- - Método Re-Os----- - Método Sm-Nd----- - Método La-Ce-----	
COSMOCRONOLOGIA DO SISTEMA SOLAR-----	
Capítulo 9 : COSMOCRONOLOGIA DO SISTEMA SOLAR-- - A origem do sistema solar: contex to astrofísico-----	

V

- Cronometria da formação do sistema
solar-----
- As idades dos planetas e dos meteor
ritos-----

ANEXOS -----

PRÓLOGO

Este texto foi elaborado a partir de notas para seminários oferecidos em outubro de 1983 no Departamento de Geologia da Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro, em Itaguaí. Seu objetivo não é servir como um curso, mas sim como uma introdução à leitura de artigos contendo dados geocronológicos. Com efeito, apesar do aparecimento, desde o início da década de 50, de uma plethora de métodos de "datação absoluta" - há mais de uma vintena deles atualmente - não existe ainda em muitos programas universitários de geociência textos didáticos sobre este importante aspecto da Geologia.

A literatura geológica consiste hoje de milhares de artigos dispersos por numerosas revistas, teses, livros especializados etc. Para cada método aqui descrito, cujas potencialidades e limites serão discutidos, indicaremos um mínimo de referências importantes do ponto de vista da metodologia ou relativas a publicações gerais onde o estudante interessado poderá encontrar uma bibliografia extensiva.

Esta monografia é formada de quatro partes de extensões diferentes: a primeira parte (Capítulos I e II) oferece uma introdução geral, sintetizando o desenvolvimento histórico da Geocronologia e mostrando o seu embasamento na Física; a segunda parte (Capítulos III a VIII) trata da geocronologia sistemática, onde são apresentados os métodos mais importantes; a terceira parte (Capítulo IX) mostra como a combinação desses diferentes métodos permite datar as fases sucessivas da formação do sistema so-

VII

lar e da evolução da Terra; finalmente, a quarta parte contém anexos com algumas noções de Matemática e de Física necessárias a uma boa compreensão do texto.

OBRAS SOBRE GEOCROLOGIA ISOTOPICA

Duas obras básicas:

- HARPER, C.T., ed. (1973)

"Geochronology: radiometric dating of rocks and minerals".

Dowden, Hutchison and Ross, Stroudsburg (Pensylvania, USA),
469p.

- FAURE, G. (1977)

"Principles of Isotope Geology"

John Wiley, N. York, 463p.

O primeiro livro é uma compilação de artigos publicados de 1906 a 1973, comentados pelo editor. Obra interessante do ponto de vista do desenvolvimento histórico da geocronologia. Quanto ao segundo livro, trata-se da obra mais completa existente atualmente.

Consultaremos também, para pontos de vista mais especializados, três livros coletivos escritos por especialistas de diferentes métodos:

- HAMILTON, E.I. e FARQUHAR, R.M., eds. (1968)

"Radiometric Dating for Geologists"

Interscience, London, 506 p.

- JAGER, E. e HUNZIGER, J.C. eds. (1979)
"Lectures in Geology" - Springer-Verlag, Berlin, 312p.
- ODIN, G.S., ed. (1982)
"Numerical Dating in Stratigraphy", 2 volumes
J. Wiley, New York, 1040p.

Após 1965, uma grande parte do levantamento geocronológico do Brasil foi coberta pelos trabalhos do Centro de Pesquisas Geocronológicas da Universidade de São Paulo. Deve-se consultar em particular dois artigos introdutórios recentes:

- CORDANI, U. (1980)
"Fundamentos da Interpretação Geocronológica" em Textos Básicos, "Geologia e Recursos Minerários do Estado da Bahia", volume 3, 5-22.
- BASEI, M. e KAWASHITA, K. (1981)
"Novos rumos e geocronologia"
Ciências da Terra nº 1, 31-39

PARTE I

INTRODUÇÃO GERAL

CAPITULO I

1 INTRODUÇÃO HISTÓRICA

A geologia começou a aparecer como ciência há aproximadamente dois séculos. Desde então ela se estabeleceu como uma ciência do movimento e uma ciência histórica, e mostrou-se rapidamente capaz de produzir uma leitura às vezes bastante precisa do tempo relativo da evolução da terra, graças aos métodos da estratigrafia paleontológica. Foi somente no fim do século XIX, com a descoberta da radioatividade, que os geólogos dispunham enfim dos seus "cronômetros geológicos" - sistemas compostos pelos isótopos radioativos e respectivos descendentes - que permitiriam uma datação numérica, isto é, capaz de ser dada em anos.

O próprio termo "geocronologia" foi proposto em 1893 por H.S. William para descrever de forma adequada a história da Terra mediante unidades de tempo apropriadas, os "geocronos". Hoje a geocronologia designa quase exclusivamente os métodos radiométricos de datação, baseados nas leis do decaimento radioativo.

1.1 Estratigrafia e tempo relativo

A estratigrafia é a parte da geologia que tenta estabelecer a sucessão temporal das diferentes unidades litológicas acessíveis à observação de campo. Seu domínio primordial é a análise dos depósitos sedimentares. Aliás, em sua origem a estratigrafia moderna está ligada à exploração do carvão e do ferro na Europa Ocidental, no século XVIII.

A estratigrafia parte do princípio geral de que uma camada de sedimentos que se sobrepõe a uma outra se depositou depois dessa outra. Em geral, por várias razões (cobertura vegetal, depósitos de sedimentos recentes etc.) não se pode seguir no terreno de modo contínuo uma sequência de unidades litológicas. A estratigrafia postula então que, se em diferentes pontos de uma região dada se observa uma mesma sucessão de sedimentos, isto significa que as camadas que a compõem são contínuas, e as únicas discontinuidades observáveis são provenientes de acidentes tectônicos (falhas etc.) posteriores ao depósito (Fig.1.1). Esta hipótese fundamental da estratigrafia é um dos princípios básicos da cartografia geológica. Os métodos da estratigrafia permitem igualmente distinguir, no que tange à ordem de formação das camadas, as séries normais das séries inversas - nas séries normais as camadas superficiais são as mais recentes, e nas séries inversas as camadas mais profundas são as mais recentes, devendo-se essa inversão aos movimentos tectônicos.

É necessário utilizar meios suplementares para o estabelecimento de correlações a grandes distâncias, principalmente entre diferentes bacias sedimentares de um mesmo continente, ou entre diferentes continentes ou diferentes séries oceânicas. Com efeito, nesse caso não existe mais necessariamente continuidade de camadas e de séries sedimentares. Faz-se então a análise da simultaneidade temporal na superfície da Terra, graças à paleontologia. Se duas séries apresentam, em um ou em vários níveis, fósseis característicos, admite-se que os sedimentos que as constituem foram depositados na mesma época (Fig.1.2). Essa utilização dos fósseis supõe: (a) que existem espécies animais

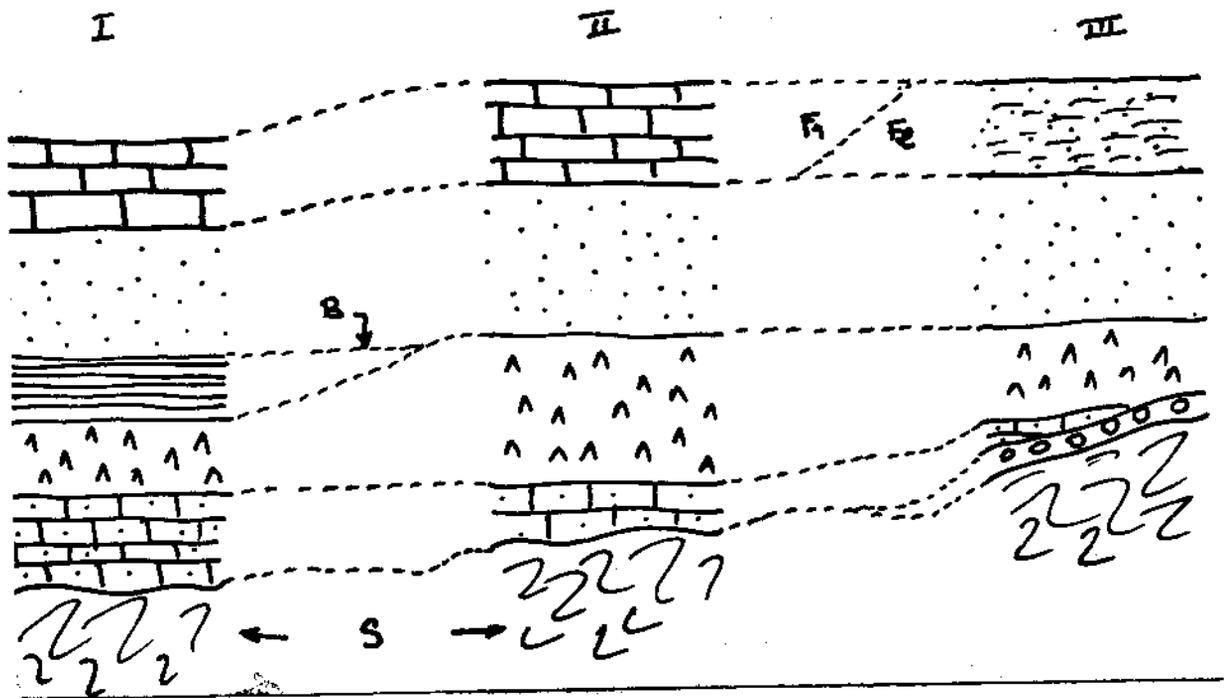


Fig.1.1 - Se em vários pontos (neste caso I,II,III) de uma baía sedimentar localizada sobre um embasamento S se encontra uma mesma sucessão litológica, admite-se que as camadas que compõem essa série sedimentar são contínuas no espaço. A extensão de cada camada que constitui a série é inicialmente limitada por uma borda chanfrada (bisilada) sedimentar (B), ou por variações laterais das fácies (F_1, F_2). Após o depósito, as relações espaciais entre as camadas podem alterar-se com os movimentos tectônicos.

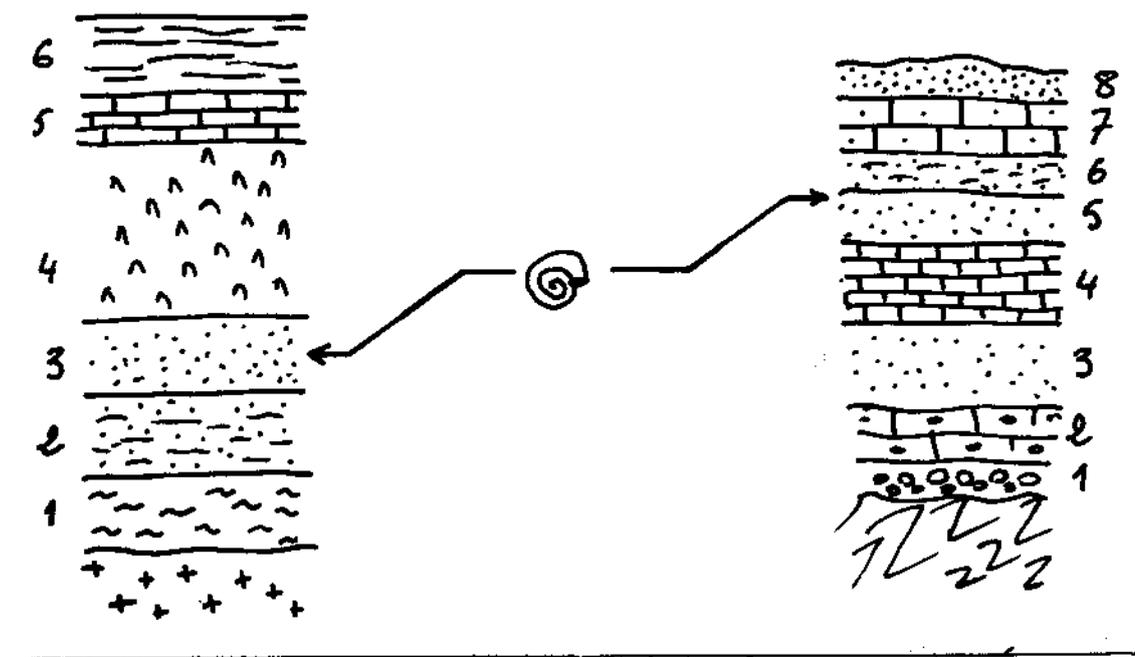


Fig.1.2 - As relações de simultaneidade podem ser estabelecidas entre duas séries sedimentares que apresentem sucessões litológicas diferentes caso se disponha de "fósseis guias" característicos de um nível lito-estratigráfico dado. Duas camadas contendo os mesmos "fósseis guias" são supostas com temporâneas, como nos níveis 3 (à esquerda) e 5 (à direita) da figura.

ou vegetais que ocuparam uma fração maior da superfície do Globo e (b) que essas espécies, ou pelo menos algumas delas, evoluíram de forma suficientemente rápida para permitir correlações temporais bastante aproximadas. Isto supõe naturalmente que as diferentes espécies sucessivas de um grupo aparecem simultaneamente em cada ponto da superfície do planeta, ou, em outras palavras, que a difusão de uma nova espécie seja extremamente rápida com relação ao ritmo de evolução dos fenômenos geológicos. Tais condições se verificam pelo menos em relação às espécies marinhas. Assim, por exemplo, em certas épocas da era secundária os amonitas permitem um zoneamento estratigráfico com uma resolução temporal de menos de 100 000 anos.

O grande achado da estratigrafia paleontológica foi o estabelecimento de uma escala de tempo relativo dividida em eras, períodos, épocas, etc. (Fig.1.3), ainda em uso atualmente. Contudo, essa escala apresenta importantes limitações.

1. ela se restringe essencialmente aos últimos 600 milhões de anos, isto é, aos tempos fossilíferos, enquanto que a idade da Terra é de 4,5 bilhões de anos, e a das rochas mais antigas de 3,8 bilhões. Mais de três quartos da história da Terra, portanto, não são considerados;

2. a escala só se aplica adequadamente às rochas sedimentares fossilíferas, não às séries sedimentares azóicas e às rochas ígneas e metamórficas;

3. mesmo para as séries fossilíferas podem existir problemas de correlação ligados a diferentes fatores, como por exemplo:

- a ausência de "fósseis-guias" pertencentes a

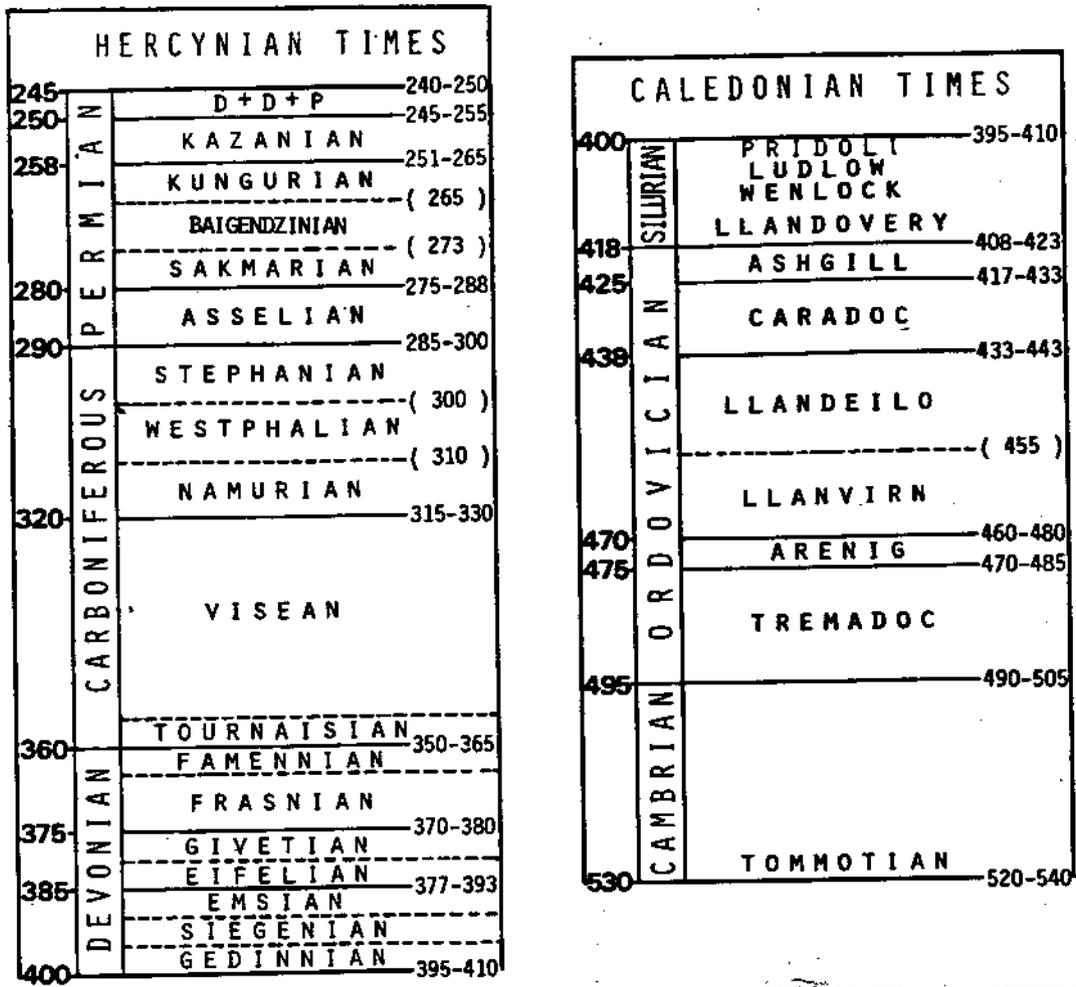
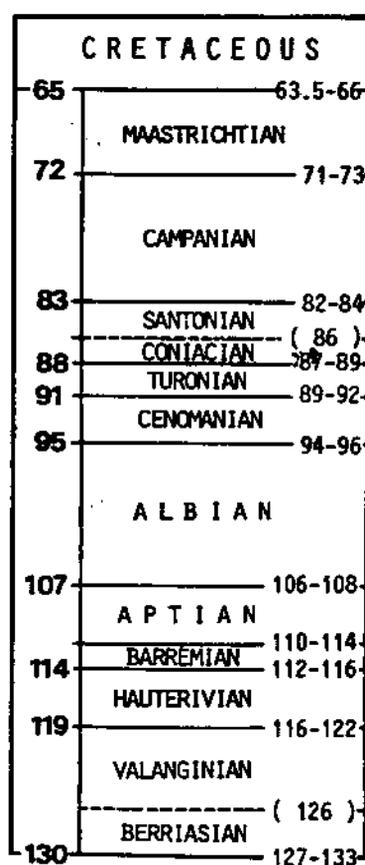
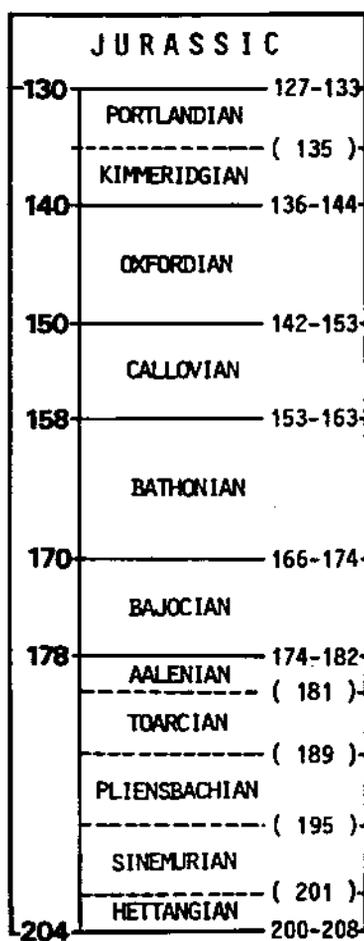
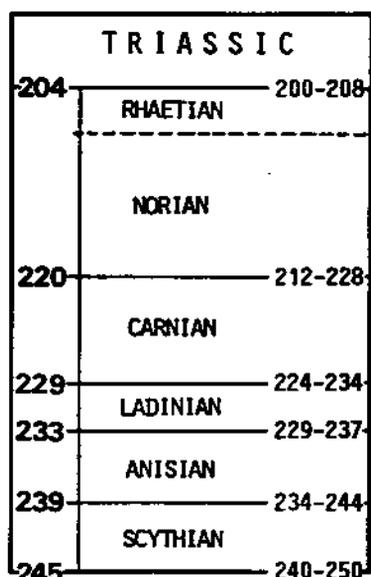


Fig.1.3 - Escala da Era Fanerozóica proposta por Odin (1982) na revista Episodes. Esta escala é baseada nos trabalhos recentes de mais de 100 geólogos e nos resultados de 40 laboratórios de geocronologia, reunidos em uma obra coletiva editada por Odin (1982). As três figuras foram extraídas da revista Episodes.

1.3a - Escala da Era Paleozóica.



1.3b : Escala da Era Mezozoica.

		DEFINITION				MIOCENE		
OLIGOCENE	LATE	23: $\frac{1}{05}$		25		CHATTIAN	OLIGOCENE	
		27: $\frac{7}{1}$		24		RUPELIAN		
	EARLY	LATTORFIAN	base Lattorf	22	base Sannoisian	33: $\frac{2}{1}$		
		BARTONIAN		21		PRIABONIAN	LATE	
				20				
EOCENE	LATE	34: $\frac{2}{1}$		19			LATE	
				18	base Priabonian	(37:15)		
	MIDDLE	39: $\frac{1}{05}$	base Barton Beds	17			BARTONIAN	MIDDLE
				16	base Auvers	41: $\frac{1}{05}$	LUTETIAN	
		45: $\frac{1}{05}$		15				
EARLY	YPRESIAN		14				EARLY	
				13		YPRESIAN		
	THANETIAN		12				EARLY	
				11	Pseudohastigerina datum	(51:15)		
PALAEOCENE	LATE	53: 1	base Ilerdian	10			LATE	
				9		THANETIAN		
	EARLY	MONTIAN	59: $\frac{1}{2}$	top Montian	8			EARLY
					7			
		DANIAN		6				
					5			
					4		DANIAN	
		3						
		2						
		1						
		65: $\frac{1}{15}$		NP		MAASTRICHTIAN		

1.3c - Escala da Era Cenozōica.

À esquerda estão representadas as unidades lito-estratigráficas "clássicas" e à direita a nova escala porposta. Os números da coluna central são os das biozonas do nanoplancton. As barras verticais indicam as incertezas biostratigráficas entre a zonação do nanoplancton e os estágios lito-estratigráficos.

Nota do autor: A escala de Odin não leva em conta os tempos neogênicos e quaternários pois eles parecem não apresentarem "estratigrafia aceitável" para esses períodos, para os quais uma calibração magneto-estratigráfica poderia ser mais apropriada.

espécies de alta velocidade de evolução

- a existência de faunas e floras de extensão limitada, locais ou regionais
- as dificuldades de comparação entre séries continentais e marítimas, onde a biosfera apresenta características radicalmente diversas.

A geocronologia isotópica permitiu há cerca de trinta anos não somente realizar datações numéricas como também resolver uma boa parte das insuficiências da estratigrafia tradicional. As regiões metamórficas, os maciços vulcânicos e as intrusões plutônicas são atualmente datáveis em todas as gamas de idade das rochas terrestres e lunares, até às primeiras rochas formadas no sistema solar há 4,5 bilhões de anos - os meteoritos.

1.2 Radioatividade e datações numéricas

Desde a Antiguidade que a Terra é vista como um planeta "vivo", cuja aparência mudava com o decorrer do tempo. Na Europa Cristã o problema da origem da Terra e de sua evolução tornou-se pouco a pouco um assunto de Teologia. Assim, no século XVI a idade da Terra pôde ser avaliada, de acordo com as Escrituras, em 4 000 anos AC aproximadamente. Por outro lado, supunha-se que os depósitos sedimentares continentais contendo fósseis marinhos (peixes, conchas, etc.) foram produzidos durante o Dilúvio bíblico. A história da Terra era pois considerada como curta e catastrófica.

Um livro - "Theory of Earth" (Teoria da Terra) - do escocês James Hutton, editado em 1785, marca simbolicamente o nascimento da Geologia. Nele era tratado extensamente o princí -

pio do "uniformitarianismo", segundo o qual os fenômenos que teriam determinado a evolução da terra seriam os mesmos que podemos observar atualmente. Daí resulta, dada a lentidão da maioria dos processos atuais - por exemplo, as taxas modernas de erosão e sedimentação - que a Terra devia ter uma idade bem superior à deduzida da descodificação bíblica.

As primeiras estimativas científicas da idade da Terra foram apresentadas de 1862 a 1899 por William Thompson, mais conhecido por Lord Kelvin. Seus cálculos se baseavam num modelo de esfriamento da Terra. Numa célebre conferência pronunciada em 1897 ele sugeriu que a idade da Terra estaria compreendida entre 20 e 40 milhões de anos.

Este resultado era extremamente constrangedor para os geólogos, cujas extrapolações, a partir de fenômenos contemporâneos, conduziam a idades bem mais antigas.

O princípio do "uniformitarianismo", tal como é concebido em nossos dias, continua sendo sempre um dos fundamentos de toda interpretação geológica; sabemos atualmente que a idade da Terra é muito superior à sugerida por Lord Kelvin, pois seria de 4,5 bilhões de anos, graças aos dados deduzidos da radioatividade natural (*), descoberta pelo físico francês Henri Becquerel. Pode-se resumir assim as principais etapas do desenvolvimento da geocronologia nuclear:

1897 - Henri Becquerel descobre que os sais de urânio emitem uma radiação capaz de atravessar a matéria.

(*) O termo "radioatividade" foi proposto por Marie Curie no começo do século, para caracterizar a radiação emitida pelo Rádío.

- 1900 - Frederik Soddy e Ernest Rutherford sugerem, a partir de trabalhos sobre a radioatividade do Tório, que os elementos químicos radioativos se transformavam espontaneamente em átomos de um outro elemento. Eles chegaram a propor, para elucidar as radioatividades α e β , a equação fundamental do decaimento radioativo, que postula a proporcionalidade entre a taxa de desintegração $\frac{dN}{dt}$ de um elemento radioativo e o número N de átomos desse elemento presentes no tempo t :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (1)$$

onde $\frac{dN}{dt}$ representa o número de desintegrações por unidade de tempo, e o fator de proporcionalidade λ indica a constante de desintegração do elemento. O sinal menos se deve a que $\frac{dN}{dt}$ diminui quando t aumenta.

- 1903 - Curie e Laborde descobriram que a radioatividade é um processo exotérmico. A existência da radioatividade natural dos sais de Tório e de Urânio na crosta terrestre, e provavelmente no próprio interior da Terra, tornou obsoleto o modelo do resfriamento da Terra proposto anteriormente por Lord Kelvin, e não era mais inconcebível, para satisfação dos geólogos, imaginar-se a Terra formada há muito tempo. O estudo moderno da história térmica da Terra começa na realidade com essa descoberta. Já em 1907, Joly sugeria que a radioatividade poderia fornecer a energia necessária para o surgimento das montanhas. Atualmente o estudo da Terra como uma máquina térmica é ainda uma das áreas mais ativas

da Geofísica, frequentemente ligado ao estudo teórico da dinâmica da tectônica de placas.

- 1903 - De 1900 a 1903, Soddy e Rutherford, e mais tarde Ramsay e Soddy, mostraram que a desintegração do Urânio produzia um gás raro, o Hélio.
- 1904 - Rutherford propõe, num congresso internacional realizado em St. Louis, USA, que a acumulação do Hélio nos minerais de Urânio pudesse ser utilizada para datar esses minerais. As primeiras tentativas realizadas por Rutherford e R.J. Strutt (Lord Rayleigh) foram decepcionantes: era evidente que o Hélio estava longe de ser retido quantitativamente nos minerais, o que resultava em determinações de idades evidentemente muito recentes. A partir de 1910 esse método era considerado muito pouco promissor. Contudo, já se tinham calculado idades mínimas de mais de 500 milhões de anos, bem mais antigas, pois, que as últimas estimações de Lord Kelvin.
- 1907 - Sabe-se agora que o Hélio não é o único elemento produzido pela desintegração do Urânio, e Rutherford suspeitava que o produto final poderia bem ser o Chumbo. A mesma conclusão foi feita por Bertrand Boltwood nos Estados Unidos e este último publica em 1907 os primeiros cálculos de idade da Terra baseados na relação Urânio/Chumbo. A partir das concentrações de Chumbo e Urânio de três uraninitos, Boltwood estimou idades compreendidas entre 410 e 535 milhões de anos, razoavelmente próximas das determinadas anos mais tarde por métodos mais sofisticados.
- 1929 - A descoberta de radioatividade no fim do século passado

forneceu aos geólogos o "cronômetro" que lhes faltava para medir o tempo geológico (ver equação 1 e o capítulo seguinte). A invenção do espectrômetro de massa por Aston, em 1929, proporcionou o instrumento de base para toda a geocronologia moderna, permitindo passar dos métodos puramente químicos, prontamente insatisfatórios, aos métodos isotópicos (ver em particular a Parte 2 quanto aos métodos U-Pb).

1940 - Esse ano marca a invenção, por Alfred O. Nier, do tipo de espectrômetro de massa de alta resolução, utilizado a partir de então na geocronologia isotópica. Aperfeiçoamentos posteriores, principalmente a digitalização dos dados e seu tratamento por computador, tiveram início nos anos 70. Ligados a diversos progressos técnicos, esses melhoramentos permitiram a introdução de novos métodos (por exemplo, os métodos Sm-Nd e Lu-HF) que requerem medidas de razões isotópicas com uma precisão da ordem de $\pm 0,004\%$.

1950 - Após a 2a. Guerra Mundial, elementos enriquecidos de
1960 preferência com certos isótopos começaram a ser produzidos nas centrais nucleares. A disponibilidade desses elementos foi de grande proveito para a geocronologia nuclear, com o método de diluição isotópica para medidas em espectrometria de massa (ver Anexo 2). Foi nessa época que se elaboraram os três principais métodos de datação isotópica utilizados ainda hoje: o método Potássio-Argon (K-Ar), o Urânio-Chumbo e Tório-Chumbo (U,Th-Pb) e o método Rubídio-Estrôncio (Rb-Sr). Nos

anos 70 somavam-se a esses os métodos Samário-Niódímio (Sm-Nd), e bem recentemente os métodos do Potássio - Cálcio (K-Ca) e do Lutécio-Hafnio (Lu-Hf). Um último método, o do Rênio-Osmio (Re-Os), proposto nos anos 60 para os meteoritos, não deu ainda resultados satisfatórios para as amostras terrestres. São esses os métodos que estudaremos a partir do Capítulo III.

1.3 Calibração numérica da escala estratigráfica

Parecia, desde os primeiros anos deste século, que ao menos os minerais ricos em Urânio poderiam ser datados numericamente, e que, com uma escolha bem feita das amostras, seria possível atribuir-se uma idade e uma duração a cada um dos níveis da escala bio-estratigráfica dos tempos fossilíferos. O pioneiro nessa área foi Arthur Holmes, que atribuiu essa finalidade à geocronologia, desde 1911, e propôs em 1913, no livro "The Age of the Earth", a primeira escala numérica dos tempos geológicos, a qual foi posteriormente melhorada por ele e por outros autores. Até recentemente a escala de tempos geológicos geralmente mais adotada era a do "Journal of the Geological Society", de Londres, publicada em 1964 por Harland et al. Damos na Fig. 1.3 uma das mais recentes escalas publicadas, a de Odin, em 1982, e que resulta, como a de 1964, de uma síntese de dados obtidos em vários laboratórios.

LEITURAS COMPLEMENTARES

Sobre a atualidade do princípio de "uniformitaria-

nismo" deve-se consultar:

SHEA, J.H. (1982)

"Twelve fallacies of uniformitarianism"

Geology, 10, 455-460

Os aspectos históricos da geocronologia isotópica são bem descritos nos livros de C.T. Harper e H. Faul, citados na Nota introdutória do presente texto.

As escalas numéricas dos tempos geológicos de referência de 1964 e 1962 foram publicadas e depois atualizadas em: HARLAND, W.B., A.G. SMITH e B. WILCOCK (editores)

"The Phanerozoic Time Scale"

Quart. J. Geol. Soc., London, 1964, Suppl. do volume 120,
458p

e

"The Phanerozoic Time Scale: A Supplement".

Geol. Soc., Special Publication, London, 1971, 356p

O pequeno artigo de Odin, do qual foram extraídas as fig. 1.3a, b e c expõe os princípios seguidos para o estabelecimento da escala de 1982:

ODIN, G.S. (1982)

"The Phanerozoic Time Scale Revisited"

Episodes, nº 3, 3-9

Devemos assinalar em tempo o recente aparecimento de uma nova tabela dos tempos geológicos (ver "apresentação de livros" em Science, 221, 944-945, 1983):

HARLAND, W.B., V. COX, P.G. LEWELLYN, C.A.G. PIKTON, A.G. SMITH
e R. WALTERS (1983).

"A Geologic Time Scale"

Cambridge University Press, New York, 132p.

Em português, a Sociedade Brasileira de Geologia a
caba de publicar uma brochura sobre a normalização da nomencla-
tura estratigráfica:

"Código Brasileiro de Nomenclatura Estratigráfica (1982)"

Suplemento Especial - Jornal do Geólogo, Núcleo de São

Paulo, Edição Preliminar, 54p.

CAPITULO II

2 RADIOATIVIDADE E EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS DA RADIOCRONOLOGIA

2.1 Estrutura do átomo

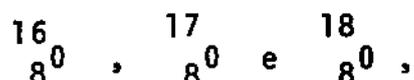
Um átomo é formado por um núcleo composto de nucleons e rodeado por uma nuvem eletrônica. Os núcleos são constituídos por dois tipos de partículas - os prótons e os neutrons. Os prótons e os elétrons possuem cargas elétricas iguais, mas de sinais opostos; os neutrons são eletricamente neutros. Sendo eletricamente neutro, o átomo possui o mesmo número de prótons e de elétrons. Os elétrons gravitam a uma distância considerável do núcleo. Por exemplo, o diâmetro do átomo do Argon 40 é de 3×10^{-8} cm, mas o diâmetro do seu núcleo é de $8,2 \times 10^{-13}$ cm - aproximadamente 40 000 vezes menor.

Designam-se respectivamente por Z e N os números de prótons (ou de elétrons) e de neutrons de um átomo. Z é o seu número atômico, e a soma $A = Z + N$ seu número de massa.

Noção de Isótopos

Chamam-se isótopos, por definição, todos os átomos que possuem o mesmo número de prótons e número diferente de neutrons. Como os átomos que possuem o mesmo número de prótons possuem também o mesmo número de elétrons e uma estrutura eletrônica semelhante, eles apresentam também as mesmas propriedades químicas. A maioria dos elementos químicos tem vários isótopos. O elemento de número atômico 8 - isto é, aquele cujo átomo contém 8 prótons-

possui por exemplo três isótopos de número de massa 16,17 e 18. Esse elemento é o Oxigênio e seus três isótopos são designados convencionalmente por:



onde O é o símbolo químico do elemento, o número colocado em baixo é o número atômico Z, e o colocado em cima é o número de massa A. Os três isótopos do Oxigênio possuem pois respectivamente 8,9 e 10 neutrons. Na prática designa-se frequentemente um isótopo pelo nome do elemento químico ao qual ele pertence, seguido do seu número de massa. Assim, a expressão Carbono 14 designa o isótopo ${}_{6}^{14}C$ do Carbono, elemento que possui ainda dois outros isótopos: o ${}_{6}^{12}C$, que é o mais abundante, e o ${}_{6}^{13}C$.

A abundância isotópica de um átomo indica a fração de átomos com o mesmo número de massa de um elemento químico. Desse modo, dizer por exemplo que a abundância isotópica natural do ${}_{37}^{85}Rb$ é de 72,17% significa que de cada 10 000 átomos de Rubídio 7217 são constituídos pelo isótopo de número de massa 85. Os 27,83% de átomos restantes são constituídos pelo isótopo radioativo ${}_{37}^{87}Rb$.

Unidade de Massa Atômica

Um átomo possui uma massa muito pequena; para indicá-la adequadamente os físicos criaram a Unidade de Massa Atômica, ou u.m.a. Por definição, a u.m.a. é 1/12 da massa de um átomo de Carbono 12. Como por convenção o átomo-grama do ${}_{6}^{12}C$ pesa exatamente 12 gramas, o valor da u.m.a. expresso em gramas

se obtêm da seguinte forma:

$$1 \text{ u.m.a.} = \frac{12,000}{N} \times \frac{1}{12} = \frac{1}{N} \text{ g}$$

onde $N = 6,02 \times 10^{23}$ é o número de Avogadro (isto é, o número de átomos do $^{12}_6\text{C}$ em uma molécula-grama deste isótopo). Uma u.m.a. vale pois $1,66 \times 10^{-24}$ gramas.

A densidade de um núcleo atômico é considerável: para o Hidrogênio ^1_1H , por exemplo (cujo núcleo é composto de um só próton de massa $1,67 \times 10^{-24}$ gr e de raio $1,35 \times 10^{-13}$ cm), a densidade volumétrica $d = m/v$, onde m e v são respectivamente a massa e o volume do próton, é de aproximadamente 10^5 ton/mm³. (Para o átomo, cujo raio é de $5,3 \times 10^{-9}$ cm, ela é de $\sim 2 \times 10^{-9}$ ton/mm³).

Estabilidade de um átomo

Se consideramos unicamente as forças eletrostáticas, a existência do núcleo contendo vários nucleons parece impossível. Com efeito, de um lado a "força coulombiana" tende a repelir as partículas de cargas elétricas de mesmo sinal, como os prótons, enquanto os neutrons, que não possuem carga elétrica, não teriam por que continuar aglomerados, nem os prótons deveriam permanecer no interior do núcleo. Existe, então, uma força de ligação entre os nucleons, cuja natureza é revelada pelo cálculo da massa atômica.

A massa do conjunto próton + elétron e a massa do neutrón são bem conhecidas:

$$\begin{aligned} m(p^+ + e^-) &= 1,007825 \text{ u.m.a.} \\ m(n) &= 1,008665 \text{ u.m.a.} \end{aligned}$$

(A massa do conjunto ($p^+ + e^-$) é praticamente a do próton, pois o elétron é 1830 vezes mais leve que o próton).

Se quisermos calcular a massa do Carbono $^{12}_6\text{C}$, obteremos:

$m(^{12}_6\text{C}) = 6m(p^+ + e^-) + 6m(n) = 12,09894 \text{ u.m.a.}$, e não mais 12,000 gramas, como na definição de u.m.a. Assim, a massa do átomo do $^{12}_6\text{C}$ é menor do que a soma das massas de seus componentes! Essa diferença é conhecida como defeito de massa, neste caso igual a 0,09894 u.m.a. Na realidade essa massa não é perdida. Ela se converteu em energia de ligação dos nucleons, segundo a célebre fórmula de Einstein:

$$E = \Delta mc^2$$

que exprime a equivalência entre a energia e a matéria, onde Δm é a perda da massa, c é a velocidade da luz e E a energia de ligação nuclear gasta para a transformação da massa "perdida" em energia. Se E é expressa em MeV (mega-eletron-volts) e c em cm/seg. ($c = 2,998 \times 10^{10} \text{ cm/s}$), a energia de ligação de um átomo pode ser calculada a partir da relação numérica

$$E = 931,58 \Delta m \text{ (MeV)}$$

(ver no anexo 3 a derivação desta expressão). Assim, para o Carbono 12, uma perda de massa de $\Delta m = 0,09894$ corresponde a uma energia de ligação E de 92,1705 MeV, isto é da ordem de 7,68 MeV por nucleon.

A maioria dos isótopos naturais tem uma energia de ligação compreendida entre 7 e 8,8 MeV/núcleos (Fig. 2.1).

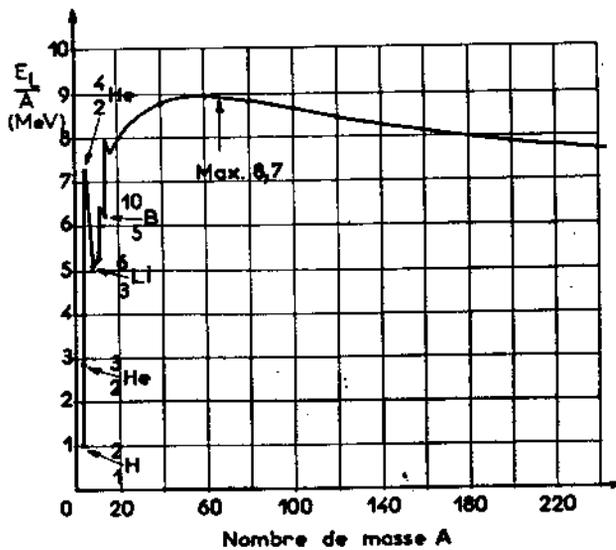


Fig. 2.1 - Energia de ligação por nucleon do isótopo mais estável para cada número de massa em função de Z . O reduzido valor dessa energia de ligação para alguns elementos de baixo número atômico (Li, Be, B) explica sua fraça abundância no sistema solar (Fig.2.3). (Extraído de D.BLANC, "physique Nucléaire", 1973).

Estabilidade e abundância dos isótopos naturais

Existem mais de 280 isótopos naturais, dos quais aproximadamente 260 são estáveis, e mais de 1 400 isótopos instáveis foram já produzidos em laboratório. Representando-se esses isótopos em um diagrama tendo como abscissa, para cada isótopo, seu número atômico Z , e como ordenada seu número de neutrons ($N=A-Z$), constata-se que existe uma ordem (Fig. 2.2): os isótopos de número atômico ≤ 20 tem um núcleo contendo quase que o mesmo número de prótons e de neutrons. A partir daí, e até o Urânio 238 - o mais pesado dos isótopos naturais - o número de neutrons aumenta progressivamente, até ser aproximadamente 2,7 vezes superior ao de prótons. Esta sistemática é imposta pela estrutura interna dos núcleos.

Observa-se que os isótopos instáveis estão situados de um lado e do outro da região ocupada pelos isótopos estáveis. O efeito dos diferentes tipos de radioatividade é de levar a composição dos núcleos para a região de estabilidade. Dessa forma há um acréscimo das energias de ligação por nucleon e liberação de energia quando das transformações nucleares.

Todos os núcleos mais pesados que o Hélio e mesmo a maior parte do Hélio existente são produzidos pela nucleosíntese galáctica, no interior das estrelas relativamente grandes. O resultado dessa alquimia cósmica e das misturas de átomos posteriores à ejeção de matéria sintetizada para fora das estrelas é expressa, para o nosso sistema solar, pela curva de abundância elementar da figura 2.3. Os poucos radioisótopos de longa vida cuja utilização em radiometria veremos nos capítulos seguintes-

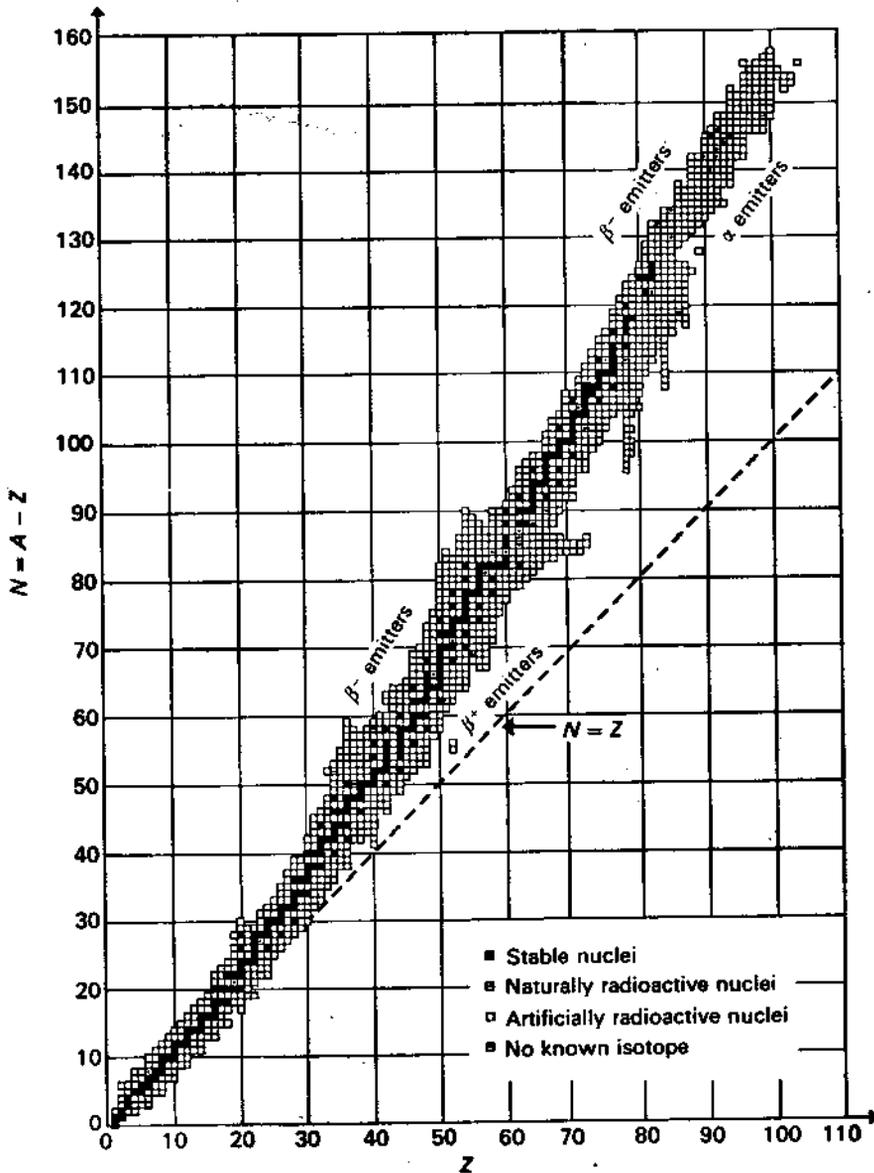


Fig. 2.2 - Carta de isótopos. Os isótopos estáveis são representados em preto; os isótopos naturais radioativos são indicados por um quadrado com um ponto; os isótopos artificiais, por um quadrado. Os quadrados com uma barra horizontal são aqueles para os quais nenhum isótopo é conhecido (Extraído de Dalrymple e Lanphere, "Potassium-Argon Dating", 1969).

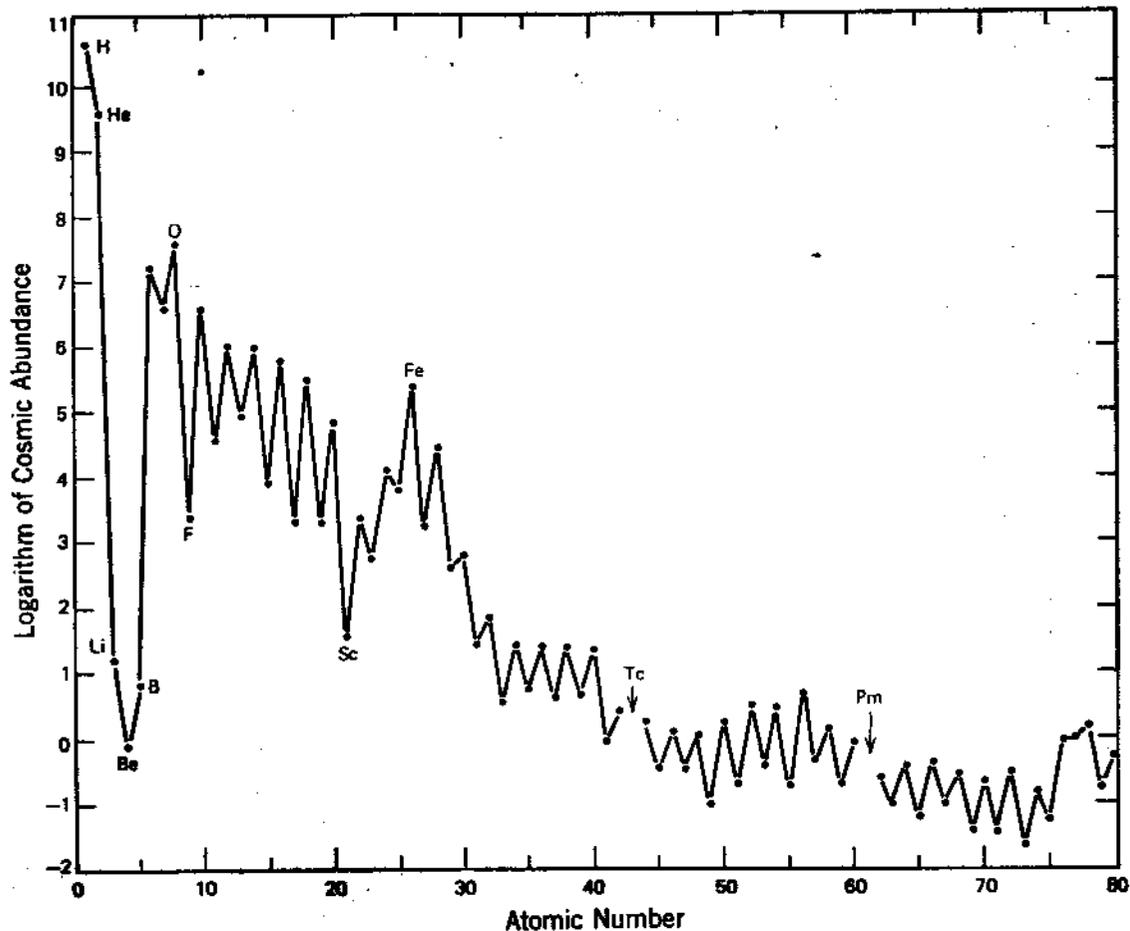


Fig. 2.3 - Abundâncias elementares no sistema solar. A escala das ordenadas é dada em logarítmo da abundância. O número de átomos de um elemento qualquer é expresso relativamente a 10^6 átomos de Silício. Cada gradação na escala das abscissas corresponde a uma abundância elementar aumentada ou diminuída por um fator 10 em relação à gradação precedente (Extraído de G.Faure: "Principles of Isotope Geology").

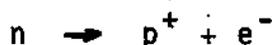
são portanto os únicos sobreviventes instáveis desse período; os demais decaem rapidamente em isótopos que ocupam a região estável da figura 2.2.

2.2 - Radioatividade Beta

A radioatividade beta resulta de processos que se manifestam pela ejeção ou absorção, pelo núcleo de um átomo, de um elétron ou de sua anti-partícula - o pósitron. Distinguem-se três tipos de radioatividade beta.

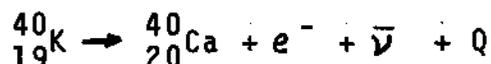
2.2.1 Decaimento beta do tipo Nêgatron

Este tipo de decaimento se manifesta pela ejeção de um elétron ou partícula beta-pelo núcleo de um isótopo radioativo. Essa ejeção é com frequência, mas não sempre, seguida da emissão de um fóton gama (γ). Sabe-se desde os anos 30 que esse elétron resulta da transformação de um neutron em próton e elétron no interior do núcleo:



Pode-se observar que nessa reação a carga elétrica mantém-se inalterada, pois são neutros tanto os neutrons como o conjunto ($p^+ + e^-$). Embora a energia da desintegração beta devesse corresponder a um valor bem determinado - relativo às perdas de massa entre o núcleo pai e o núcleo filho - constata-se que a energia da partícula beta emitida quando de uma desintegração dada varia de praticamente zero até um valor máximo E_M (Fig.2.4). Em sua teoria sobre a desintegração beta, em 1934, Fermi postu-

lou então a existência de um outro tipo de partícula, o neutrino, eletricamente neutro e massa nula ou extremamente pequena, que poderia levar consigo uma parte da energia liberada quando da desintegração beta. Assim, o Potássio 40 decairia em parte pela emissão de um nêgatron segundo a reação:



onde $\bar{\nu}$ é um anti-neutrino, e Q é a energia da desintegração, que vale neste caso 1,312 MeV. Essa energia é distribuída de uma forma variável em energia cinética entre elétron e anti-neutrino. A energia cinética máxima que pode transportar o elétron ejetado corresponde pois a $E_M = 1,312$ MeV. Neste caso é o elétron que transporta toda a energia Q da desintegração.

Elétrons de Conversão

Os núcleos filhos resultantes de um decaimento radioativo podem permanecer, após a ejeção do β^{-} e de seu anti-neutrino, em um estado excitado. A energia de excitação pode ser liberada de duas formas diferentes:

a) na primeira forma ela pode ser transferida a um elétron da nuvem eletrônica, que é então ejetado com uma energia cinética E_{cin} bem determinada:

$$E_{cin} = E^* - E_{ion}$$

onde E^* é a energia do núcleo excitado, e E_{ion} é a energia de ionização do elétron ejetado. Temos então a superposição, sobre o espectro contínuo da Fig. 2.4, de um espectro de raias características da energia dos elétrons secundariamente ejetados, ou e-

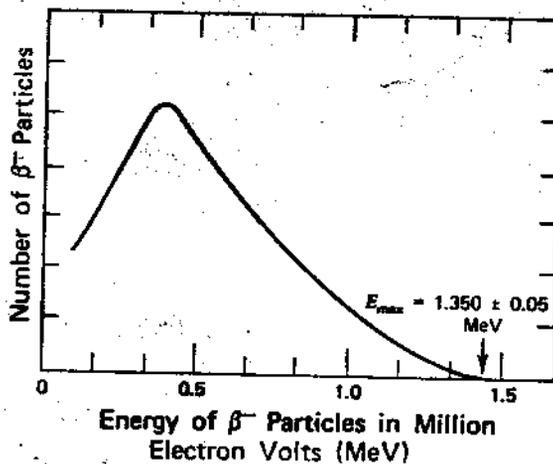


Fig. 2.4 - Espectro de energia dos elêtrons emitidos quando de uma desintegração β do Potássio 40.0 diagrama mostra a fração de elêtrons ejetados em função da energia até o máximo $Q=1,350$ MeV. Em cada desintegração beta dá-se a emissão de um neutrino, e a soma das energias cinéticas do neutrino e do elêtron ejetados é igual a 1,350 MeV. Os elêtrons em sua maioria são ejetados com 1/3 aproximadamente da energia máxima (Extraído de G.Faure, op. cit.).

elétrons de conversão.

b) na segunda forma, o núcleo excitado pode liberar sua energia sob a forma de um fóton eletromagnético de grande energia, ou raio- γ .

Esses núcleos excitados chamam-se isômeros. Eles decaem a seu nível fundamental por um dos dois processos descritos acima, em geral bastante rapidamente. O período de decaimento (ver adiante) dos isômeros varia de 10^{-11} segundos para os mais instáveis até um máximo de 241 anos para o Irídio 192.

Numerosos emissores beta tem um complexo espectro de emissões, combinando vários tipos de elétrons caracterizados por diferentes espectros contínuos e energias máximas específicas, com produção ou não de isômeros decaindo por radiação ou ejeção de elétrons de conversão. Em todos os casos, qualquer que seja a forma de desintegração seguida, a energia total da desintegração deve ser a mesma.

Assim, o isótopo radioativo artificial ^{27}Mg pode decair em ^{27}Al de três formas diferentes (Fig. 2.5).

a) em 80% dos casos a desintegração beta produz um elétron de energia máxima igual a 1,77 MeV. O núcleo filho ^{27}Al perde sua excitação por emissão de um fóton γ de 0,8438 MeV. A energia total liberada no decorrer desta desintegração é pois de $1,77 + 0,8438 = 2,6138$ MeV;

b) em 20% dos casos a energia máxima da partícula é de 1,60 MeV, caindo em seu estado fundamental pela emissão de um ou dois fótons γ de energias bem conhecidas. Em cada um desses dois casos, obtém-se, respectivamente:

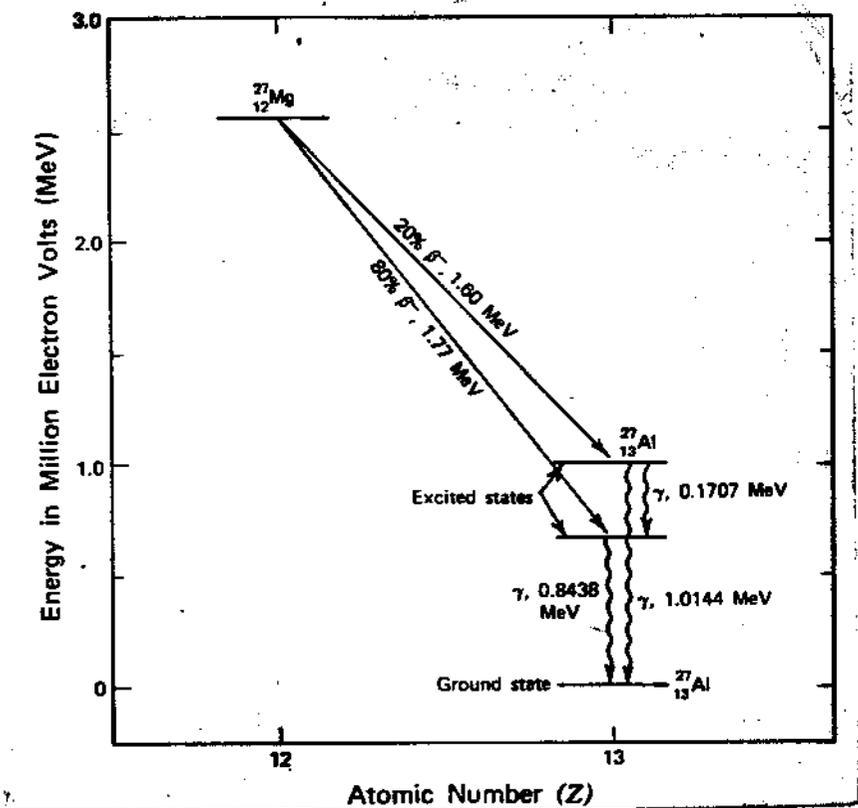


Fig. 2.5 - Diagrama mostrando as diferentes possibilidades do decaimento do radioisótopo artificial ^{27}Mg . Os números atômicos do isótopo pai $^{27}_{12}\text{Mg}$ e de seu descendente $^{27}_{13}\text{Al}$ estão na abscissa. Na ordenada os níveis de energia variam de zero, para o núcleo do $^{27}_{13}\text{Al}$ em seu estado fundamental, a 2,61 MeV, que corresponde à energia total do decaimento do ^{27}Mg em ^{27}Al . (Extraído de G. Faure, op. cit.).

$$1,60 + 1,0144 = 2,6144 \text{ MeV}$$

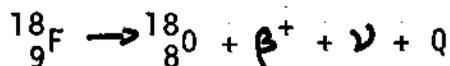
$$e \quad 1,60 + 0,1707 + 0,8438 \text{ MeV} = 2,6145 \text{ MeV.}$$

Constata-se pois que essas três vias de desintegração são energeticamente equivalentes. Elas correspondem a uma energia total de aproximadamente 2,614 MeV, que por seu turno é relativa à diferença de massa m entre os núcleos de ^{27}Al e ^{27}Mg .

2.2.2 Decaimento beta do tipo Pósitron

Esse decaimento consiste em uma emissão pelo núcleo radioativo de um elétron positivo, ou pósitron (e^+ ou β^+), resultante da transformação $p^+ \rightarrow n + e^+$.

O pósitron, após sua ejeção do núcleo, comporta-se como o elétron de decaimento por nêgatron, freiado por interação com os elétrons dos átomos do meio ambiente. Quando está quase freiado, o pósitron, partícula de anti-matéria, reage com um último elétron com o qual ele se aniquila, dando origem a dois fótons γ de 0,511 MeV cada um, correspondendo à massa de cada uma dessas partículas. Nesse caso a energia máxima do espectro contínuo eletrônico (Fig. 2.4) é igual à energia total da reação, Q , menos $2 \times 0,511 \text{ MeV}$. O Fluor 18, por exemplo, decai segundo a reação:



onde ν é o neutrino associado, e $Q = 1,655 \text{ MeV}$. A energia máxima dos elétrons do espectro contínuo é de $1,655 - 2 \times 0,511 = 0,633 \text{ MeV}$.

Como na desintegração do tipo nêgatron, o núcleo fi -

lho pode ser produzido em um estado excitado e a desintegração pode ocorrer segundo as vias alternativas.

2.2.3 Decaimento beta por captura eletrônica

Uma outra forma de diminuição do número de prótons do núcleo de um átomo radioativo é por captura eletrônica. O elétron absorvido provém quase sempre da órbita K (mais raramente de uma outra órbita, L, M etc), porque essa órbita é a mais próxima do núcleo.

O processo de modificação interna do núcleo é representado por $e^- + p^+ \rightarrow n$, com emissão de um γ se o núcleo filho está em estado excitado. Neste caso o neutrino ejetado é monoenergético. Com efeito, ele corresponde a um elétron capturado a partir de um nível energético bem definido (característico de sua órbita eletrônica).

Elétron Auger

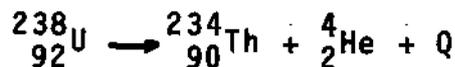
A captura de um elétron interno pelo núcleo é imediatamente compensada pela queda para esse nível de um elétron mais periférico com emissão de um fóton eletromagnético relativamente energético, do domínio dos raios X. Se o elétron provém de um nível suficientemente afastado, o fóton X que ele emite transportará consigo energia suficiente para ionizar esse átomo por efeito Compton.

A energia cinética do elétron ejetado por esta última interação é igual à diferença entre a energia do fóton X incidente e sua energia de ionização. Esses elétrons ejetados, última ma

nifestação de um decaimento por captura eletrônica, são chamados elétrons Auger.

2.3 Radioatividade Alfa

Na radioatividade alfa (α) é um núcleo de Hélio ${}^4_2\text{He}$ que é ejetado do núcleo de um átomo. Esse tipo de desintegração só se produz, para os isótopos naturais, quando o número atômico é > 58 (Cério). A partícula α é emitida com uma energia única e o núcleo filho é produzido diretamente no seu estado fundamental ou via um isômero e uma emissão γ . Assim, para o Urânio 238 a desintegração dá o Tório 234, de acordo com a reação



Devido à massa do núcleo do Hélio não ser mais negligenciável em relação ao núcleo filho - ao contrário da desintegração beta -, este vai ser afetado por um movimento de recuo, segundo o princípio da conservação da quantidade de movimento mv . Se m e v são respectivamente a massa e a velocidade da partícula e do núcleo filho, temos:

$$\begin{cases} m_{\alpha} v_{\alpha} - m_f v_f = 0 & \rightarrow & v_f = \frac{m_{\alpha} v_{\alpha}}{m_f} \\ Q = \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 + \frac{1}{2} m_f v_f^2 \end{cases}$$

onde Q , energia total da reação, é distribuída entre o núcleo filho e o núcleo do Hélio. Substituindo v_f na segunda equação do sistema, temos:

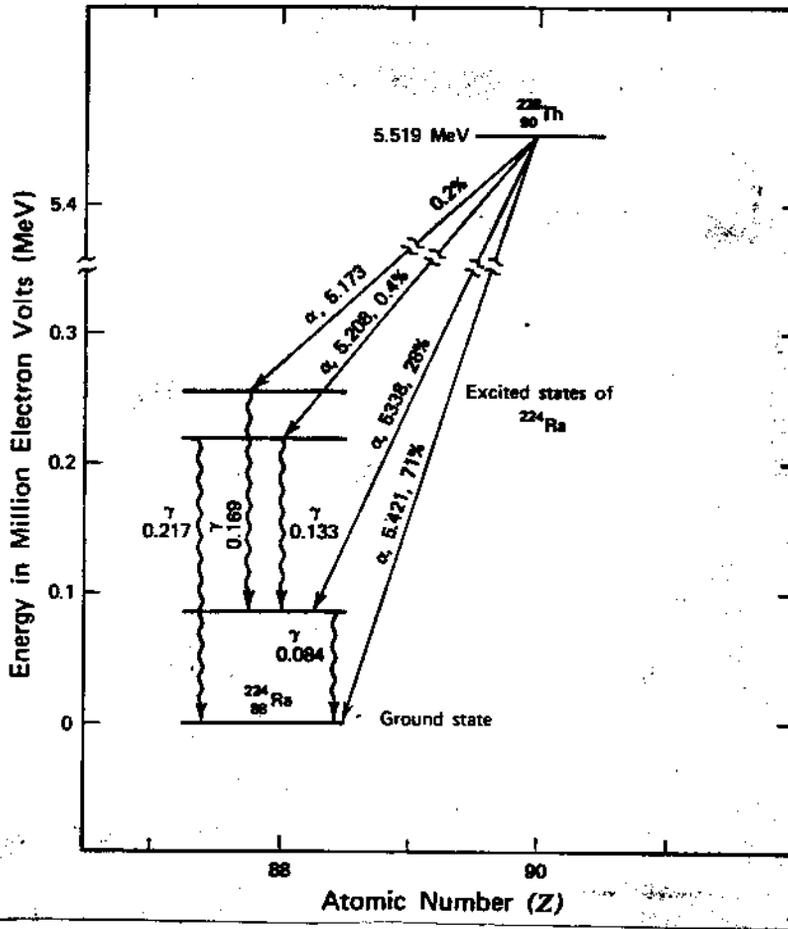


Fig. 2.6 - Desintegração do Tório 228 em Radio 224. Há 4 emissões α de energias diferentes, das quais somente uma conduz diretamente ao Ra não excitado. (Extraído de G.Faure, op. cit.).

$$Q = \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 + \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 \frac{m_{\alpha}}{m_f} = E_{\alpha} + E_{\alpha} \frac{m_{\alpha}}{m_f}$$

com E_{α} = energia cinética da partícula alfa.

Para a desintegração do ^{238}U em ^{234}Th , a energia cinética da partícula α ejetada é de 4,2 MeV.

Encontra-se então para Q o valor de:

$$Q = 4,2 + 4,2 \frac{4}{234} = 4,271 \text{ MeV}$$

A energia de recuo do núcleo do ^{234}Th é pois de 4,271 - 4,2 = 0,07 MeV. Em um silicato isso corresponde a um recuo de aproximadamente 100 Å (1 Å = 10^{-7} mm), durante o qual as interações entre o núcleo de recuo e os átomos da rede cristalina deformam e desorganizam localmente a estrutura cristalina. As séries radioativas do Urânio 235, do Urânio 238 e do Tório 232 comportam respectivamente 7,8 e 6 desintegrações α . As desintegrações têm efeitos adicionais que provocam em certos minerais uma amorfização progressiva da rede cristalina. É o fenômeno de metamictização espetacular especialmente para os zircões e alguns minerais de Urânio.

Como para a radioatividade beta, pode-se ter decaimentos complexos, tais como:

a) diferentes energias para a ejeção da partícula α , até 4 emissões diferentes no caso da transmutação natural $^{228}\text{Th} \rightarrow ^{224}\text{Ra}$ (Fig. 2.6), seguidas ou não de emissões γ ;

b) para algum isótopo das séries radioativas do Tório e do Urânio podem-se ter vias alternativas para atingir o mesmo isótopo filho, por exemplo na transição $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ (Fig. 2.7).

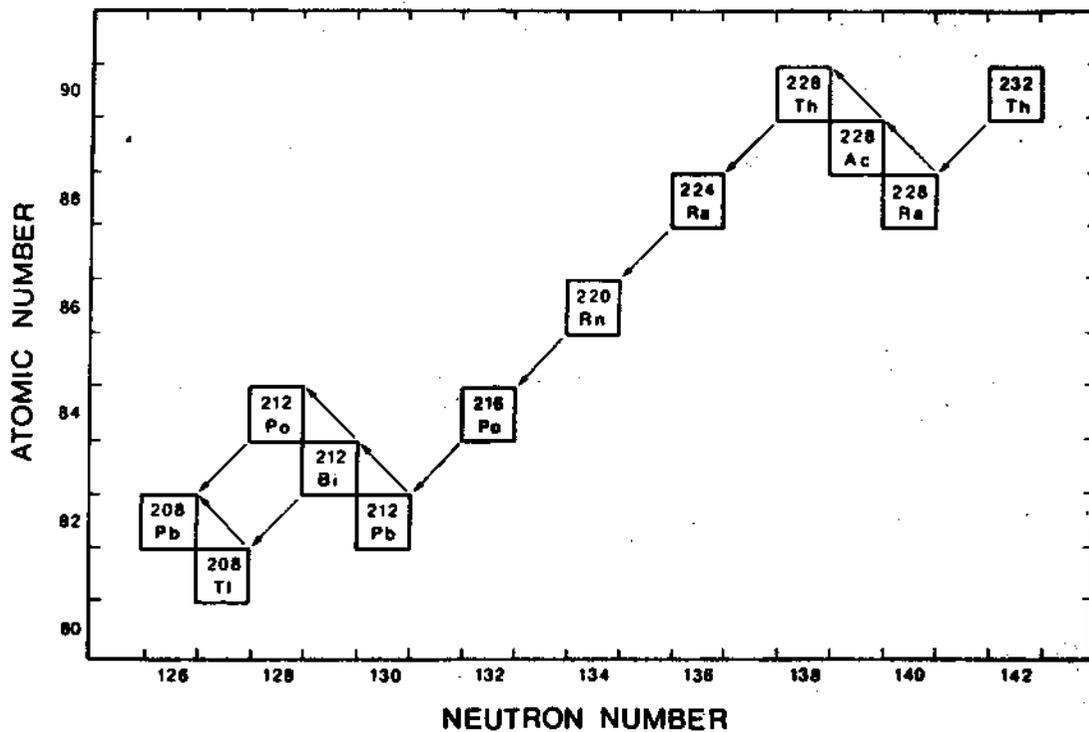
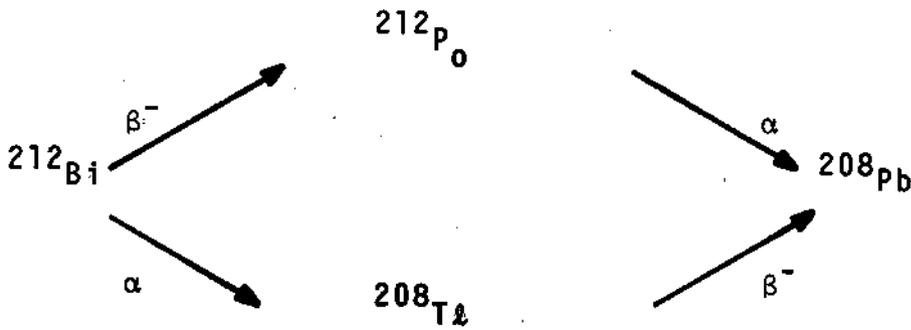


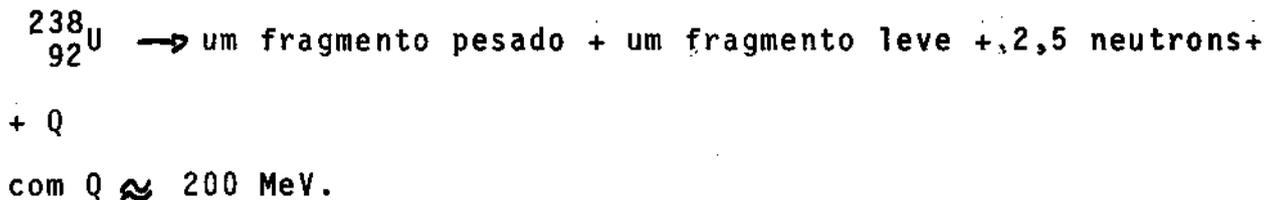
Fig. 2.7 - Série radioativa do Tório-232. Nesse diagrama os números de nêutrons e de prótons de cada nuclídeo são representados respectivamente na abscissa e na ordenada. As setas dirigidas para a esquerda e para baixo indicam as desintegrações alfa (perda de um núcleo de Hélio, isto é, 2 prótons + 2 nêutrons); as setas dirigidas para o alto indicam uma desintegração beta (transformação, logo perda, de um nêutron em próton, logo ganho, e emissão de elétrons).

O último produto da série é o Chumbo 208, que é produzido pelo ^{212}Bi através de dois caminhos possíveis (ver texto).



2.4 Fissão espontânea

Este tipo de decaimento só existe para uma vintena de isótopos naturais, entre aqueles de número atômico mais elevado. É o principal modo de decaimento dos elementos transurânicos sintetizados em laboratório. Na fissão nuclear o átomo se separa em dois fragmentos de números atômicos diferentes (Fig. 2.8), além de vários neutrons. Para o Urânio 238, o único isótopo natural que se desintegra suficientemente rápido para permitir a utilização desse modo de decaimento em geocronologia, o esquema de decaimento pode ser descrito da seguinte forma:



A fissão é pois um modo de desintegração extremamente energético. Os 2,5 neutrons ejetados em média para cada fissão podem ser utilizados para manter uma reação em cadeia (esses neutrons induzindo principalmente a fissão do ${}^{235}\text{U}$), princípio utili

zado nos primeiros reatores nucleares.

Os produtos de fissão são excessivamente ricos em neutrons. Eles decaem pois por uma cadeia de desintegrações do tipo nêgatron até atingir a zona dos isótopos estáveis da carta de isótopos da Fig. 2.2. São esses os "lixos radioativos" dos reatores, que causam tantos problemas de armazenamento e cuja fuga no meio ambiente poderão ter consequências catastróficas.

A causa da fissão espontânea é a competição entre as forças de ligação nuclear e a força de repulsão coulombiana, a qual no interior dos núcleos pesados tende a dominar e a provocar a ruptura da estrutura nuclear.

2.5 Equações fundamentais da radiocronometria geológica

Voltemos à equação fundamental da radioatividade (pág. 12):

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

Escrevamos seus termos de forma a poder integrá-la (ver Anexo 1):

$$-\frac{dN}{N} = \lambda dt, \quad \text{ou} \quad -\int \frac{dN}{N} = \lambda \int dt$$

Integrando temos:

$$-\ln N = \lambda t + C \quad (1)$$

O valor da constante de integração C é obtido a partir das condições iniciais, onde $N = N_0$ (número inicial de átomos) para $t = 0$:

$$- \ln N_0 = C$$

Levando esse valor em (2.1) :

$$- \ln N = \lambda t - \ln N_0$$

$$\ln N - \ln N_0 = -\lambda t$$

Isto é, como $\ln A - \ln B = \ln \frac{A}{B}$:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t \quad \text{ou} \quad \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} \quad (\text{ver Anexo 1})$$

e finalmente

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

A equação (2) expressa a natureza exponencial do decaimento radioativo.

Noção de meia-vida (ou Período)

Chama-se meia-vida T de um radioisótopo o tempo necessário para que a metade dos átomos desse radioisótopo se desintegre. Assim, se N_0 é o número inicial de átomos de um isótopo, então sua meia-vida é o tempo após o qual restarão a esse isótopo somente $\frac{N_0}{2}$ átomos.

Então, pela equação (2) temos:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}$$

Donde

$$e^{-\lambda T} = \frac{1}{2}$$

ou ainda

$$\ln \frac{1}{2} = -\lambda T$$

ou

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (3)$$

Os radioisótopos a serem focalizados nos próximos capítulos têm meias-vidas compreendidas entre $T = 7,13 \times 10^8$ anos para o uranium 235 e $T = 1,06 \times 10^{11}$ anos para o ^{147}Sm , o que significa que respectivamente, 98% e 3% de seus átomos se desintegram desde a origem da Terra. Todos esses isótopos foram produzidos quando da nucleosíntese galáctica.

Os outros radioisótopos naturais detectáveis na Terra têm meias-vidas muito mais curtas, que vão desde a fração de segundos até aproximadamente 10^7 anos. Como geralmente um radioisótopo não é mais detectável após no máximo uma dezena de períodos (não tem então decaído por um fator 2^{10}), a existência de radioisótopos naturais de vida curta implica mecanismos de produção recentes: séries de decaimento do U e do Th (Capítulo II), ou produção através de uma série de reações nucleares na alta atmosfera resultantes de interações entre as partículas dos raios cósmicos e os átomos atmosféricos. Esses radioisótopos de vida curta são utilizados nos métodos de geocronologia do quaternário, que saem do âmbito destas Notas.

Relações pais-descendentes

Se um mineral cristaliza com P_0 átomos de um radioisótopo de longa vida, o número F^* de isótopos-filhos produzidos após um tempo t é expresso segundo as seguintes equações:

$$\begin{cases} F^* &= P_0 - P \\ P &= P_0 e^{-\lambda t} \end{cases}$$

onde P é o número atual de isótopos do pai.

Seja:

$$F^* = P(e^{\lambda t} - 1) \quad (4)$$

Assim, para o sistema $^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}$ pode-se escrever:

$$^{87}\text{Sr} = ^{87}\text{Rb} (e^{\lambda t} - 1)$$

onde ^{87}Sr exprime o número de átomos do Estrôncio 87 produzidos durante o tempo t e ^{87}Rb é o número atual de átomos do Rubídeo 87.

A relação temporal entre as taxas de decaimento do pai e de acumulação do filho é mostrada na figura 2.9. No caso mais geral, contudo, o momento inicial ($t=0$), existe já no sistema a ser datado (mineral, rocha) uma certa quantidade de isótopos filhos F_0 .

O que se mede, pois, é a quantidade:

$$F = F_0 + F^*$$

seja, utilizando a relação (4)

$$F = F_0 + P (e^{\lambda t} - 1) \quad (5)$$

A equação (5) é a equação fundamental da geocronologia isotópica baseada nos radioisótopos radioativos de período supe-

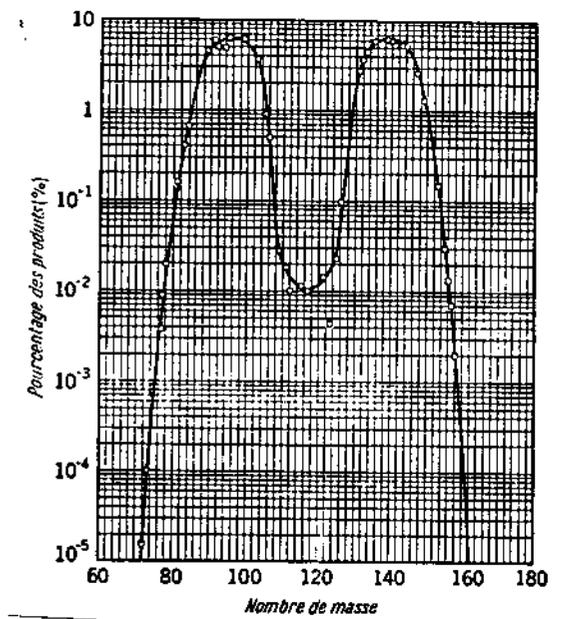


Fig. 2.8 - Distribuição de massa dos fragmentos oriundos da fissão induzida do ^{235}U . Cada fissão produz um núcleo pesado, com número atômico de ~ 140 , e um núcleo leve de número atômico vizinho a ~ 96 .

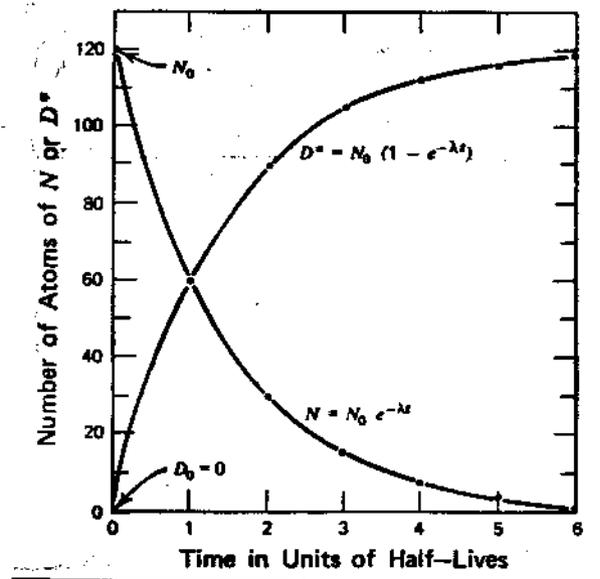


Fig. 2.9 - Evolução no tempo: (a) do número de átomos de um isótopo radioativo tendo inicialmente N_0 átomos, e (b) do número de átomos D^* de seu descendente. N tende a zero quando t tende ao infinito, enquanto que D^* tende a N_0 . A cada instante, $N + D^* = N_0$. (Extraído de G.Faure, op. cit.).

rior a 5×10^8 anos.

Condições de funcionamento de um sistema radiocronométrico

Essas condições podem ser examinadas a partir da equação (5) acima. Assim, para um par pai radioativo - descendente estável como por exemplo $^{87}\text{Rb} - ^{87}\text{Sr}$, a idade de uma amostra geológica (fase mineral ou rocha total), é deduzida da medida das concentrações atuais em ^{87}Rb e ^{87}Sr , sempre que um valor razoável possa ser dado ao termo F_0 da equação (5), nesse caso o ^{87}Sr . De um modo geral, pode-se calcular uma idade t a partir da equação (5) se:

1. o sistema a ser datado se comporta como sistema fechado em relação aos isótopos concernentes, em outros termos, não houve nem perda nem ganho em isótopo pai ou no seu descendente;
2. o termo F_0 pode ser corretamente estimado;
3. a constante de decaimento λ é conhecida com uma suficiente precisão;
4. a medida de F e P é suficientemente precisa.

Nos sistemas geocronológicos em uso, o termo λ é em geral bem conhecido e a condição 3 é pois preenchida. A condição 4 contribui para definir os limites das aplicações dos diferentes métodos: isto quando a concentração em isótopo-pai é muito baixa, e/ou quando para idades t "muito" recentes, a quantidade de isótopo-filho produzida é muito pequena e o termo F difícil de estimar; logo uma datação isotópica não é possível.

Os problemas mais difíceis na datação isotópica surgem essencialmente das condições 1 e 2. Com efeito pode não ser fácil

estimar corretamente o termo F_0 e/ou saber se a amostra datada comportou-se como um sistema fechado. Veremos que cada método, em função das características cristaló-químicas das fases minerais concernentes, apresenta desse ponto de vista problemas próprios e "soluções" específicas.

Data e idade

Classicamente, em geocronologia faz-se a distinção entre as noções de "idade" e "data". Toda a resolução da equação (5) para o tempo t dá uma data expressa em anos.

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left\{ \frac{F-F_0}{P} + 1 \right\}$$

Esta data representa uma idade geologicamente significativa se e só se as quatro condições especificadas acima são verificadas.

LEITURAS COMPLEMENTARES

Numerosas obras da física nuclear permitem aprofundar as noções dadas neste capítulo sobre a radioatividade. A um nível elementar pode-se utilizar:

D. HALLIDAY (1955)

Introduction to Nuclear Physics, J. Willey, 493 p.

Para maiores detalhes consultar o clássico Evans, em Inglês ou, em Português, o livro de Pessoa et al:

EVANS, R.D. (1955)

The Atomic Nucleus, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York.

E.F. PESSOA, F.A.B. COUTINHO e O. SALA (1978)

Introdução à Física Nuclear, 2 ed. Universidade de São

Paulo, 286 p.

PARTE II

GEOCROLOGIA SISTEMATICA

CAPITULO III

3 DATAÇÃO POR U, Th-Pb

Os métodos de datação numérica baseados na desintegração do Urânio e do Tório apareceram em primeiro lugar no início do século XX, e têm ainda hoje um papel importante. Distinguem-se atualmente quatro grupos: os métodos isotópicos U, Th-Pb, os que utilizam a fissão espontânea do ^{238}U ; o método conhecido como do "Chumbo comum" e, para o quaternário, diferentes métodos utilizando o desequilíbrio das séries do Urânio e do Tório. Este capítulo e o seguinte são consagrados aos tres primeiros grupos de métodos.

3.1 Geoquímica e radioatividade do urânio e do tório

3.1.1 Geoquímica do Urânio e do Tório

O Urânio e o Tório são dois elementos da série dos actídeos que apresentam propriedades químicas muito parecidas devido à semelhança de suas configurações eletrônicas. Eles existem na natureza com a valência 4^+ , e conseqüentemente seus raios iônicos são muito próximos:

$$r(\text{U}^{4+}) = 1,05 \text{ \AA}$$

$$r(\text{Th}^{4+}) = 1,10 \text{ \AA}$$

É por isso que o U e o Th estão frequentemente associados nas mesmas fases minerais, onde podem substituir-se um pelo outro.

Em condições oxidantes o Urânio forma o íon Uranila UO_2^{++} , que dá origem a compostos solúveis na água. O Urânio é pois um elemento facilmente transportável pelas águas de circulação superficial. Ao contrário, o Tório, que só existe com valência 4+, forma compostos insolúveis na água.

Estima-se que as concentrações em Urânio e Tório nas camadas superficiais da Terra deviam ser, no momento de sua formação, de respectivamente

$$1 \times 10^{-2} \text{ ppm}^* \quad \text{e} \quad 4 \times 10^{-2} \text{ ppm} ,$$

concentrações que se encontram nos meteoritos mais primitivos, os "condritos". No decorrer dos processos de fusão parcial e de cristalização fraccionada dos magmas, o Urânio e o Tório estão preferencialmente concentrados na fase líquida. É o que explica a grande abundância de ambos nos produtos finais da diferenciação magmática. Assim, num granito há normalmente ~ 3 ppm de Urânio, enquanto num toleito oceânico há apenas aproximadamente 0,1 ppm de Urânio. A diferenciação geoquímica do manto superior aumentou progressivamente, em detrimento do próprio manto, a concentração do Urânio e do Tório na crosta continental, a qual contém atualmente aproximadamente 3 ppm de Urânio e 15 ppm de Tório. Por outro lado, o Urânio e o Tório estão distribuídos de forma muito pouco homogênia, nas rochas crustais; a abundância de ambos é geral

* 1ppm = uma parte por milhão, 1ppm U = 10^{-6} gU/grama.

mente inferior a uma parte por milhão (ppm) na maioria dos minerais, sendo sua presença bem maior em algumas fases:

- óxidos - torianita, uraninita
- silicatos - zircão, allanita, torita
- fosfatos - monazita, apatita, xenotime
- titano-silicato - esfênio (titanita)

São esses os minerais utilizados em geocronologia por U, Th - Pb. Além desses existem contudo outros que contêm Urânio e Tório. A maioria dessas fases são formadas em condições oxidantes, nas quais o Urânio está presente sob a forma de íon uranila.

3.1.2 Radioatividade do Urânio e do Tório

O Urânio possui 3 isótopos, todos radioativos: ^{234}U , ^{235}U e ^{238}U . O Tório é constituído de um só isótopo, o ^{232}Th , também radioativo. Encontram-se também na natureza 5 outros isótopos do Tório, que são produtos de vida curta das séries radioativas do ^{235}U , ^{238}U e ^{232}Th . Esses 3 isótopos são na realidade os primeiros membros das 3 séries radioativas que têm como produto final diferentes isótopos do Chumbo, mediante 10 a 18 descendentes radioativos alfa ou beta (Fig. 3.1). Podemos resumir a série de decaimentos radioativos provenientes do Urânio ou do Tório pelas seguintes equações:



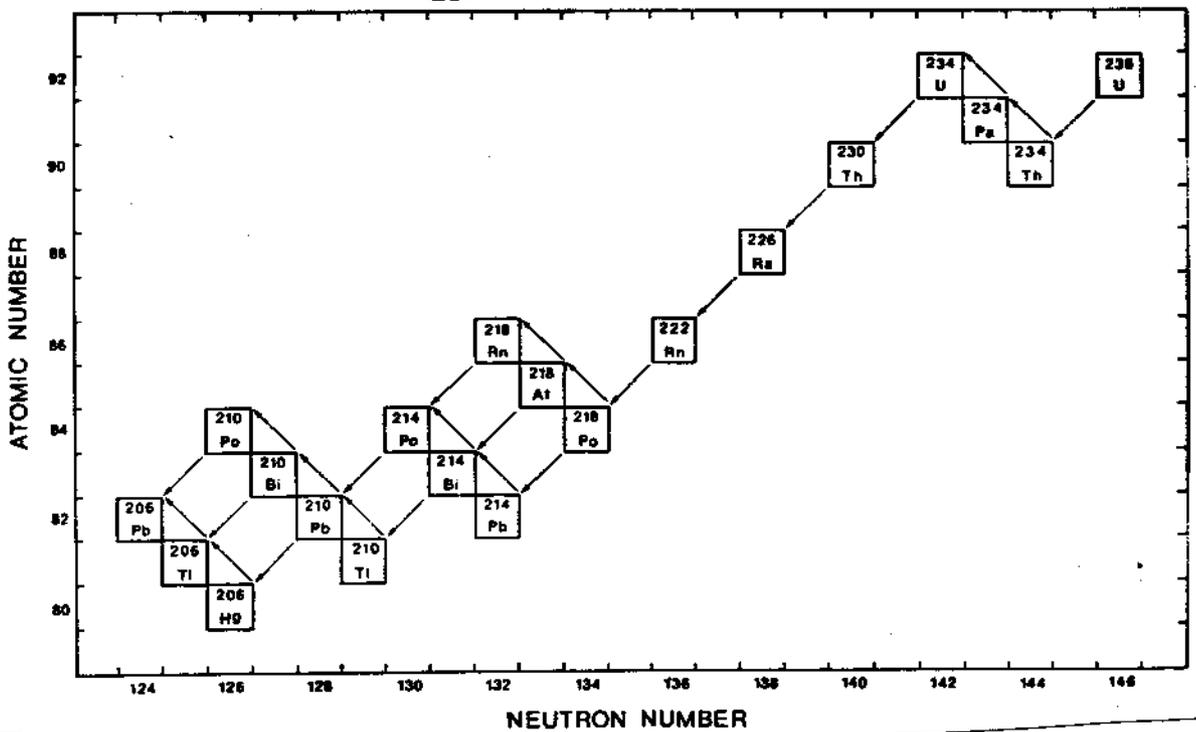
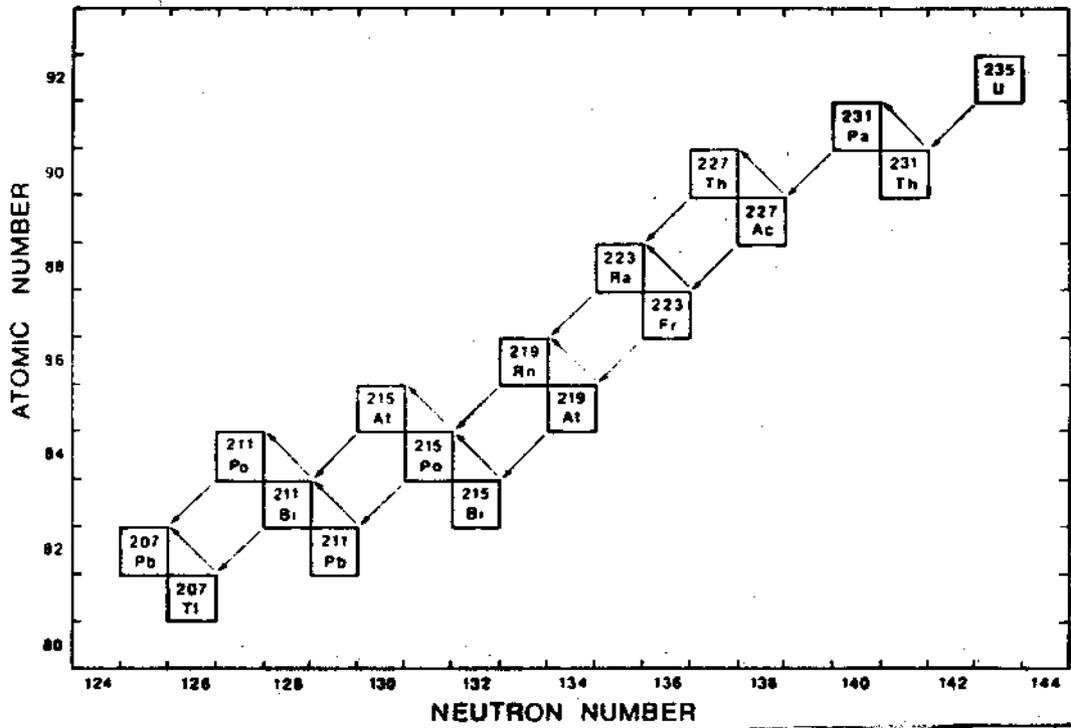


Fig. 3.1 - Séries radioativas do ^{238}U e ^{235}U (a série do ^{232}Th foi dada na Fig. 217).

O período dos três isótopos que encabeçam cada série é superior em várias ordens de grandeza àquele de qualquer um dos seus descendentes. Nesse caso demonstra-se (ver anexo 4) que a taxa de acumulação final (um isótopo do Chumbo) se efetua como se se tratasse de uma desintegração direta U-Pb. Em outras palavras, só deve ser considerado o período de desintegração do pai da série.

3.2 As primeiras tentativas de datação

Os primeiros métodos de datação utilizando o decaimento radioativo do Urânio e do Tório eram baseados essencialmente em medidas químicas. Elas necessitavam da determinação das concentrações dos elementos-pais (U,Th), e dos produtos intermediários (He) ou do elemento-final (Pb). Esses métodos se baseavam na hipótese - que se revelou posteriormente falsa para o chumbo - que no momento em que o sistema a ser datado tornava-se fechado para os elementos considerados não se encontravam nele nem He nem Pb.

3.2.1 O Método U-He

Em uma rocha contendo 1 ppm de Urânio e 4 ppm de Tório são liberados aproximadamente 6×10^9 átomos de Hélio por 1000 anos e por grama. A simples medida de U, Th e de Hélio presentes em um mineral pode, em princípio, conduzir a uma determinação da idade. Este método, proposto por Rutherford desde 1904 e testado novamente entre as décadas de 50 e 70 para a datação de corais e de moluscos (Fanale e Schaeffer, 1965; Bender, 1975), assim como também para os fósseis

(Turekian et al., 1970), foi na realidade abandonado por causa da grande mobilidade do Hélio, cujas perdas sempre consideráveis por difusão fazem frequentemente do cronômetro U-He (ver Turekian et al.) um sistema aberto, o que conduz a "idades" muito recentes, sem nenhuma significação geológica.

3.2.2. O Método Químico U, Th-Pb e o Método Pb- α

Nesses dois métodos considera-se que todo o Chumbo do mineral a ser datado foi produzido *in situ* pelo decaimento radioativo do U e do Th. No primeiro (U,Th-Pb) mede-se o U,Th e o Pb quimicamente, ao passo que no segundo as medidas são de natureza física, já que as concentrações do Pb são determinadas por espectroscopia ótica, e as do U e do Th são avaliadas a partir da medida da atividade α (Larsen et al., 1952). A equação da idade é então dada por:

$$t = C \frac{Pb}{\alpha} \quad (1)$$

onde Pb representa a concentração do Chumbo (em ppm), α é a atividade do U e do Th e dos seus descendentes, e C, uma constante que depende da relação U/Th.

Este método foi largamente utilizado durante os anos precedentes ao surgimento das medidas isotópicas na década de cinquenta, sendo o seu inconveniente o de considerar que todo o Chumbo medido começava a ser produzido *in situ* logo após o fechamento do sistema. Sabe-se atualmente que raramente o teor inicial do Chumbo é desprezível, e que portanto, este procedimento tenderia - mantidas as demais condições - a envelhecer a idade do sistema a ser datado (Gottfried et al., 1959).

3.3 Os métodos isotópicos U, Th-Pb

Após o aparecimento, por volta de 1914, da noção de isótopo, foi pouco a pouco conhecido que o Urânio possuía dois isótopos radioativos de período longo, o ^{238}U (o qual, Aston mostra em 1931, que constitui ao menos 97% dos átomos do Urânio) e o ^{235}U , cuja existência tinha sido predita desde 1929 por Rutherford e que foi descoberto em 1935 por Dempster. A natureza radio-gênica dos isótopos do Chumbo, ^{206}Pb , ^{207}Pb e ^{208}Pb tinha sido por seu lado reconhecida desde 1929, mais foi somente de 1939 a 1941 que A.O. Nier conseguiu obter pela primeira vez uma medida isotópica suficientemente precisa para publicar as primeiras idades isotópicas U-Pb.

3.3.1 Os métodos isotópicos U, Th-Pb

Esses métodos se baseiam na equação fundamental (5) da no capítulo precedente

$$F = F_0 + P (e^{\lambda t} - 1)$$

Assim é que para o par $^{238}\text{U} - ^{206}\text{Pb}$ temos:

$$^{206}\text{Pb} = ^{206}\text{Pb}_0 + ^{238}\text{U} (e^{\lambda t} - 1) \quad (2)$$

Será na realidade uma forma modificada desta relação que irá constituir a equação da idade. Com efeito, o U, o Th e o Pb são medidos diretamente por espectrometria de massa. Sabe-se (ver

anexo 2) que este tipo de aparelho é muito mais preciso quando se trata de medidas de abundâncias relativas (isto é, de razões isotópicas) do que quando se trata de concentrações absolutas. Sendo o Chumbo constituído de 4 isótopos dos quais um só, o ^{204}Pb não é radiogênico, utiliza-se este último para normalizar as equações do tipo (2) acima. Sendo o Urânio e o Tório os mais frequentemente associados nas mesmas fases minerais, pode-se, em princípio, obter 3 medidas da idade a partir dos cronômetros $^{238}\text{U} - ^{206}\text{Pb}$, $^{235}\text{U} - ^{207}\text{Pb}$ e $^{232}\text{Th} - ^{208}\text{Pb}$, graças às equações:

$$\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} = \left(\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right)_o + \frac{^{238}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} (e^{\lambda_{238}t} - 1) \quad (3a)$$

$$\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} = \left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right)_o + \frac{^{235}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} (e^{\lambda_{235}t} - 1) \quad (3b)$$

$$\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} = \left(\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right)_o + \frac{^{232}\text{Th}}{^{204}\text{Pb}} (e^{\lambda_{232}t} - 1) \quad (3c)$$

onde as razões do tipo $\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}$ e $\frac{^{238}\text{U}}{^{204}\text{Pb}}$ são as razões isotópicas medidas por espectrômetro de massa, ^{238}U é a concentração do Urânio 238 e t é a idade a partir da qual o sistema a ser datado se comportou como sistema fechado para todos os componentes, expressa em anos. Cada uma dessas equações pode se resolver, para t ; assim, para a equação (3a):

$$t = \frac{1}{\lambda_{238}} \ln \left\{ \frac{\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} - \left(\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right)_o}{\frac{^{238}\text{U}}{^{204}\text{Pb}}} + 1 \right\} \quad (4a)$$

Se todas as razões iniciais do tipo $\left(\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)_0$ podem ser avaliadas corretamente e se o sistema se encontra fechado nas mesmas condições para os três pares pai-filho considerados, as três idades que se podem calcular a partir das equações (4) devem ser concordantes. Veremos mais tarde que esse não é sempre o caso.

3.3.2 Avaliação do Chumbo comum

Os termos do tipo $\left(\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)_0$ das equações (3) acima referem-se à parte do chumbo analisada por espectrômetro de massa, que não é de origem radiogênica. Mais exatamente, as relações desse tipo designam a parte do Chumbo que não foi produzida in situ por decaimento do Urânio após o fechamento do sistema U-Pb. Este

Chumbo, cuja composição isotópica é necessária no entanto determinar, é chamado Chumbo comum. Ele pode ter duas origens:

- A. ele pode provir do mineral em si. Nesse caso, trata-se de um Chumbo que estava já presente sob a forma de impurezas no momento de sua formação. Fala-se então de um Chumbo comum inicial;
- B. no segundo caso, o mineral não continha originalmente nenhum Chumbo comum inicial. Tem-se então um caso de Chumbo comum de contaminação, introduzido no laboratório durante a preparação da amostra para a espectrometria de massa, ou presente no próprio espectrômetro de massa.

Não se possui nenhum meio de distinguir fisicamente esses dois tipos de Chumbo comum. Na prática distinguem-se dois casos:

- amostra com uma razão $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ muito alta, isto é, onde

o Chumbo de origem radiogênica é muito preponderante. É o caso mais frequente nos zircões e nas monazitas. Considera-se então que todo o Chumbo comum provém da contaminação do laboratório, contaminação essa que se determina medindo-se no espectrômetro de massa uma preparação que em princípio não contém nenhum chumbo;

- amostras com uma razão $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ fraca. O Chumbo comum introduzido no laboratório só constitui uma pequena fração do Chumbo comum presente, a qual é então dada por:

$$\text{Pb comum total} = \text{Pb comum do laboratório} + \text{Pb comum inicial} .$$

Esta situação, entre outras, é característica das apatitas e dos esfênios. Deve-se pois nesse caso determinar a composição isotópica do Chumbo comum inicial da rocha - seja

- (i) a partir da medida da composição isotópica dos feldspatos .
Esses minerais, quase que totalmente desprovidos de Urânio, dão com efeito uma boa ideia do Chumbo comum inicial, ou
- (ii) a partir de um "Chumbo modelo" deduzido da evolução da composição isotópica do Chumbo das galenas terrestres.

Nenhuma dessas correções da avaliação da composição isotópica do Chumbo comum é plenamente satisfatória. Assim, a correção (ii) depende de um modelo simplificado da evolução do Chumbo terrestre, e especula sobre a idade real do mineral; a correção (i) só é válida se o mineral a ser datado e o feldspato são cogenéticos, o que não é sempre fácil de estabelecer. Além do mais, do ponto de vista geoquímico, o feldspato tem tendência a se comportar como um "receptor do chumbo", e então a composição isotópica do chumbo que ele contém atualmente não é necessariamente

representativa da que ele tinha no momento do "fechamento" do mineral a ser datado. Tem-se pois interesse, na medida do possível, a considerar para as datações isotópicas por U, Th-Pb, os minerais tão ricos em U, Th e tão pobres em Pb quanto possível. Neste caso, o erro introduzido pela correção do Chumbo comum do laboratório é minimizado.

3.3.3 Concordância dos cronômetros isotópicos U,Th-Pb

Uma vez efetuadas as correções do Chumbo comum, os três cronômetros das equações (3) ou (4) deveriam dar para uma amostra dada, idades concordantes. Ora, se isso se dá frequentemente para as fases como o esfênio ou a apatita, esta concordância é raramente observada para o zircão, que é, por diversas razões, de longe o mineral mais empregado em geocronologia U, Th-Pb.

Sempre que aparece divergência entre os diferentes cronômetros, constata-se geralmente a seguinte hierarquia nas idades:

$$t(207) > t(206) > t(208)$$

Esse comportamento típico do sistema U, Th-Pb foi observado logo nas primeiras medidas de Nier em 1941. Isso parecia ser devido ao fato de que as fases minerais utilizadas para a datação isotópica U, Th-Pb não se comportariam sempre - e particularmente o zircão - como sistemas fechados, e poderiam perder - ou ganhar - U, Th, Pb e/ou os produtos intermediários no decorrer do tempo. Nesse caso, nenhuma das idades calculadas pelas equações (4) teriam significação geológica. Pode-se contudo (ver § 3.3.4)

obter uma idade aparente mínima por meio do cronômetro $^{207}\text{Pb} - ^{206}\text{Pb}$, assim como idades geologicamente significativas graças ao formalismo do tipo Concórdia introduzido por Wetherill em 1955, se dispomos de vários minerais ou de várias frações de um mesmo mineral diversamente afetados pela abertura dos sistemas U, Th-Pb. Este último procedimento se beneficia das regularidades do comportamento dos sistemas abertos U, Th-Pb apontados desde Ahrens, já em 1955, nas uraninitas, tucolitas e monazitas de diferentes proveniências.

3.3.4 O cronômetro $^{206}\text{Pb} - ^{207}\text{Pb}$

O efeito das perdas de Pb sobre os cronômetros U-Pb é minimizado quando se calcula uma idade a partir da relação $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$. Essa relação é em princípio indiferente as perdas de Chumbo pois que na natureza não existem processos físico-químicos capazes de fracionar os isótopos de um elemento tão pesado quanto o Chumbo (ver anexo 5). A relação entre os chumbos radiogênicos, produzidos in situ no mineral a ser datado, é obtido pela combinação das equações (3a) e (3b) após a reorganização de seus termos:

$$\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} - \left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right)_0 = \frac{^{235}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} \left(e^{\lambda_{235}t} - 1 \right) \quad (3b)$$

$$\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} - \left(\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right)_0 = \frac{^{238}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} \left(e^{\lambda_{238}t} - 1 \right) \quad (3a)$$

seja

$$\frac{\frac{207_{\text{Pb}}}{204_{\text{Pb}}} - \left(\frac{207_{\text{Pb}}}{204_{\text{Pb}}}\right)_0}{\frac{206_{\text{Pb}}}{204_{\text{Pb}}} - \left(\frac{206_{\text{Pb}}}{204_{\text{Pb}}}\right)_0} = \frac{235_{\text{U}}}{238_{\text{U}}} \times \left(\frac{e^{\lambda_{235}t} - 1}{e^{\lambda_{238}t} - 1} \right) \quad (5)$$

ora,

$$\frac{207_{\text{Pb}}}{204_{\text{Pb}}} - \left(\frac{207_{\text{Pb}}}{204_{\text{Pb}}}\right)_0 = \frac{207_{\text{Pb}}^*}{204_{\text{Pb}}}$$

onde $^{207}\text{Pb}^*$ é o Chumbo 207 produzido pelo decaimento in situ do Urânio 235. O mesmo se dá para o denominador da fração da esquerda da equação (5). Obtêm-se pois:

$$\frac{\frac{207_{\text{Pb}}}{204_{\text{Pb}}} - \left(\frac{207_{\text{Pb}}}{204_{\text{Pb}}}\right)_0}{\frac{206_{\text{Pb}}}{204_{\text{Pb}}} - \left(\frac{206_{\text{Pb}}}{204_{\text{Pb}}}\right)_0} = \left(\frac{207_{\text{Pb}}}{206_{\text{Pb}}}\right)^* \quad (6)$$

onde $\left(\frac{207_{\text{Pb}}}{206_{\text{Pb}}}\right)^*$ é a relação dos Chumbos radiogênicos 206 e 207 da amostra a ser datada. Esta relação se obtém, subtraindo-se o valor suposto dos chumbos iniciais $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ e $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ dos seus valores medidos. De outra parte, tem-se, por definição (ver equação (4), Capítulo II):

$$^{207}\text{Pb}^* = 235_{\text{U}} (e^{\lambda_{235}t} - 1)$$

e

$$^{206}\text{Pb}^* = 238_{\text{U}} (e^{\lambda_{238}t} - 1)$$

Fazendo-se a relação dessas duas expressões, temos:

$$\left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{206}\text{Pb}}\right)^* = \frac{^{235}\text{U}}{^{238}\text{U}} \times \left(\frac{e^{\lambda_{235}t} - 1}{e^{\lambda_{238}t} - 1}\right) \quad (7)$$

onde a razão $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ é a razão das abundâncias naturais do ^{235}U e do ^{238}U que é igual a 1/137,8.

Essa equação transcendental não pode ser resolvida algebricamente para t. No entanto, para cada valor do parâmetro t, torna-se possível calcular o do membro da direita da equação (7), já que são necessários para isso os valores, bem conhecidos, de λ_{235} , λ_{238} e da razão isotópica natural $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$. O resultado desses cálculos para os valores de t compreendidos entre zero (tempo presente) e 4,6 bilhões de anos é dado na tabela 1 e representado na Fig. 3.2.

Uma datação pelo cronômetro $^{207}\text{Pb} - ^{206}\text{Pb}$ comporta pois duas etapas: em primeiro lugar, o cálculo da razão $\left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{206}\text{Pb}}\right)^*$ a partir das medidas isotópicas do Chumbo total da amostra e da estimativa de seu Chumbo comum; em segundo lugar, a determinação de sua "idade" t, seja graficamente (Fig. 3.2) ou seja matematicamente por métodos iterativos que permitem encontrar o valor de t da equação (7) correspondente ao valor experimental do $\left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{206}\text{Pb}}\right)^*$.

O cronômetro $^{207}\text{Pb} - ^{206}\text{Pb}$ apresenta um interesse suplementar em relação aos cronômetros $^{235}\text{U} - ^{207}\text{Pb}$ e $^{238}\text{U} - ^{206}\text{Pb}$, que é o de se basear unicamente nas razões isotópicas e de eliminar toda medida absoluta (isto é, de concentração), o que leva a uma melhor precisão (ver exemplo do cálculo da idade apresentada no anexo 6).

TABELA 3.1

Valores numéricos de $(e^{\lambda_{235}t} - 1)$ de $(e^{\lambda_{238}t} - 1)$, e da razão dos Chumbos radiogênicos $(^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb})^*$ em função do tempo t , contado a partir do tempo presente.

$\times 10^9 \text{y}$	$e^{\lambda_{235}t} - 1$	$e^{\lambda_{238}t} - 1$	$\frac{^{207}\text{Pb}^*}{^{206}\text{Pb}}$
0	0.0000	0.0000	0.04607
0.2	0.0315	0.2177	0.05014
0.4	0.0640	0.4828	0.05473
0.6	0.0975	0.8056	0.05994
0.8	0.1321	1.1987	0.06584
1.0	0.1678	1.6774	0.07254
1.2	0.2046	2.2603	0.08017
1.4	0.2426	2.9701	0.08886
1.6	0.2817	3.8344	0.09877
1.8	0.3221	4.8869	0.11010
2.0	0.3638	6.1685	0.12306
2.2	0.4067	7.7292	0.13790
2.4	0.4511	9.6296	0.15492
2.6	0.4968	11.9437	0.17447
2.8	0.5440	14.7617	0.19693
3.0	0.5926	18.1931	0.22279
3.2	0.6428	22.3716	0.25257
3.4	0.6946	27.4597	0.28690
3.6	0.7480	33.6556	0.32653
3.8	0.8030	41.2004	0.37232
4.0	0.8599	50.3878	0.42525
4.2	0.9185	63.5763	0.48651
4.4	0.9789	75.1984	0.55746
4.6	1.0413	91.7873	0.63969

$$\lambda_1(^{238}\text{U}) = 1.55125 \times 10^{-10} \text{y}^{-1};$$

$$\lambda_2(^{235}\text{U}) = 9.8485 \times 10^{-10} \text{y}^{-1}$$

$$\left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{206}\text{Pb}}\right)^* = \frac{1}{137.8} \frac{e^{\lambda_{238}t} - 1}{e^{\lambda_{235}t} - 1}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{206}\text{Pb}}\right)^* &= \frac{1}{137.8} \times \frac{9.8485 \times 10^{-10}}{1.55125 \times 10^{-10}} \\ &= 0.04607 \end{aligned}$$

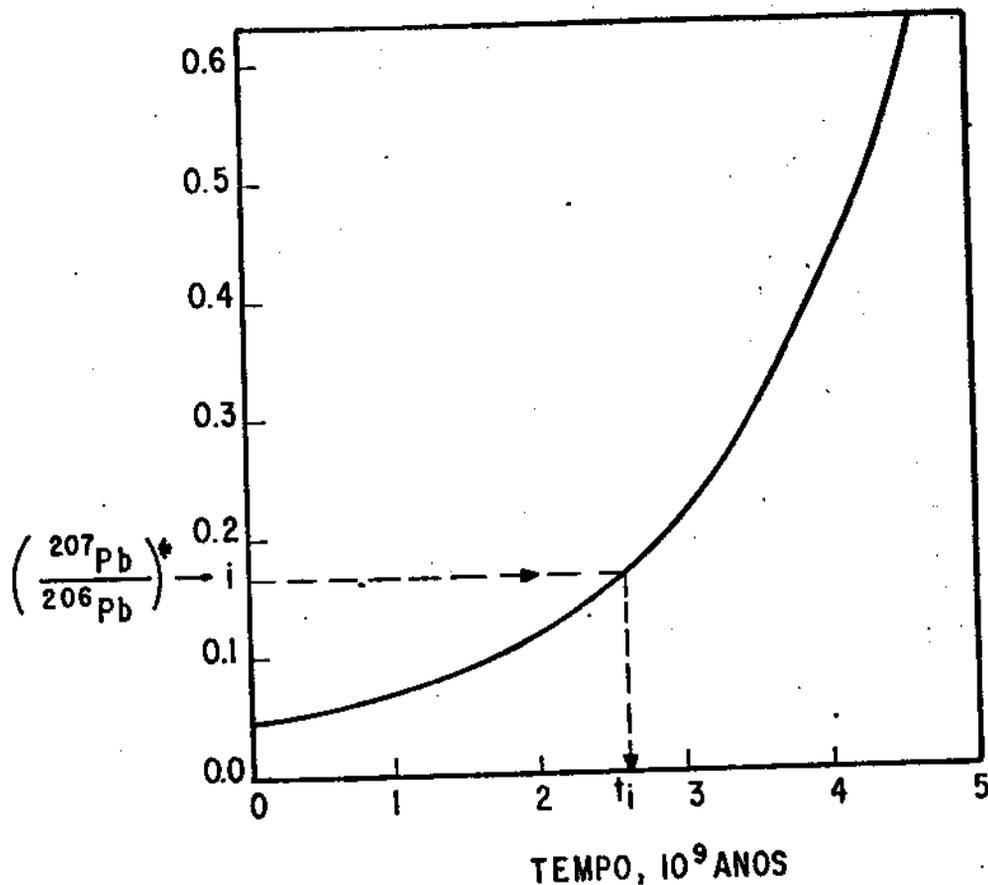


Fig. 3.2 - Evolução da razão isotópica do Chumbo radiogênico ($^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$)^{*} em função do tempo, produzido a partir da razão isotópica natural do Urânio $^{235}\text{U}/^{238}\text{U} = 1/137,8$. Esta é a solução gráfica da equação (7). Foi construída a partir dos valores apresentados na tabela 1, que dá para cada t o valor do membro da direita da equação (7). Para determinar uma idade $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$, determina-se experimentalmente o valor da razão ($^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$)^{*} da amostra a datar, que se leva sobre o diagrama. Deduz-se, então, geometricamente, o valor da idade correspondente t_i . Métodos matemáticos iterativos permitem obter t_i com grande precisão.

Quando diferentes cronômetros U, Th-Pb são concordantes entre si, eles o são igualmente com o cronômetro $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$. Quando eles são divergentes, observa-se em geral a seguinte hi^{er}arquia de idades:

$$t_{(207/206)} > t_{(207)} > t_{(206)} > t_{(208)}$$

Neste último caso, a única idade que pode eventualmente - mas não necessariamente - ter uma significação geológica é a "idade" $t_{(207/206)}$. De qualquer modo, ela indica um valor m^{ín}imo da idade do último fechamento do sistema U, Th-Pb para a amostra considerada. Se a causa da discordância dos sistemas U, Th-Pb reside numa perda do Chumbo radiogênico, a "idade" $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$ é em geral bastante próxima daquela da cristalização.

3.4 Interpretação das idades U, Th - Pb por meio dos "diagramas Concordia"

O decaimento do ^{238}U em ^{206}Pb e do ^{235}U em ^{207}Pb é descrito pelas equações:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{^{206}\text{Pb}^*}{^{238}\text{U}} = e^{\lambda_{238}t} - 1 = r_8 \\ \frac{^{207}\text{Pb}^*}{^{235}\text{U}} = e^{\lambda_{235}t} - 1 = r_5 \end{array} \right. \quad (8)$$

Este sistema de equações paramétricas em t define uma curva chamada Concórdia. Para cada valor de t pode-se calcular as expressões $e^{\lambda t} - 1$ (tabela 1) e construir um diagrama representando em abscissa e ordenada respectivamente os valores

de r_5 e r_8 . A curva Concórdia obtida é o lugar dos pontos de idade t compreendida entre 0 (tempo presente, à origem) e 4,5 bilhões de anos, idade da Terra, para um sistema permanecendo fechado (Fig. 3.3).

Para toda a amostra a ser datada, pode-se calcular o membro da direita das equações (8) a partir das equações (3). Resulta então as expressões do seguinte tipo:

$$r_8 = \frac{206_{Pb}^*}{238_U} = \frac{\frac{206_{Pb}}{204_{Pb}} - \left(\frac{206_{Pb}}{204_{Pb}}\right)_0}{\frac{238_U}{204_{Pb}}} \quad (9)$$

$$r_5 = \frac{207_{Pb}^*}{235_U} = \frac{\frac{207_{Pb}}{204_{Pb}} - \left(\frac{207_{Pb}}{204_{Pb}}\right)_0}{\frac{235_U}{204_{Pb}}}$$

Para uma população de minerais apresentando idades concordantes, o ponto de coordenadas (r_5, r_8) calculadas a partir das equações (9) vai se encontrar sobre a curva Concórdia. Se os cronômetros $^{238}U - ^{206}Pb$ e $^{235}U - ^{207}Pb$ dão idades divergentes entre si e com a do cronômetro $^{206}Pb - ^{207}Pb$, o ponto representativo do sistema (9) se encontrará mais frequentemente sob a curva Concórdia. Constata-se que uma representação desse tipo (Fig. 3.4) permite encontrarem-se graficamente as idades $t(206-207)$, $t(206)$ e $t(207)$ e de se dar conta de sua hierarquia.

Se se consegue isolar várias frações de zircões de uma mesma rocha (frações granulométricas, magnéticas ou não magnéticas, ou grupos de zircões de cores diferentes etc.) pode-se

constatar que, em geral, os pontos representativos do conjunto dessas populações estão alinhadas sobre uma reta. Em outras palavras, todas essas populações se comportam em sistemas abertos mas obedecendo sempre a uma determinada lógica, suscetível de diferentes interpretações teóricas, como veremos em seguida.

3.4.1 O modelo da perda episódica

É o modelo proposto por Wetherill (1955,1956) para dar conta das regularidades notadas por Ahrens (1955) entre as idades isotópicas U, Th-Pb e $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$ dos minerais discordantes de diferentes regiões do mundo.

Assim, no diagrama r_8, r_5 proposto por Wetherill diferentes minerais discordantes da Rodésia se posicionam sobre uma linha (ou Discórdia, secante com a Concórdia) em dois pontos t_1 e t_2 (Fig. 3.5).

Wetherill demonstrou matematicamente que uma tal dispersão linear poderia ser explicada por uma "crise episódica" em t_2 de um sistema U, Th-Pb inicialmente fechado em t_1 . Essa crise se manifestaria por uma perda parcial de Chumbo ou um ganho em Urânio. Uma perda de Chumbo (ou um ganho em Urânio) levaria a um deslocamento do ponto representativo de um mineral de t_1 para t_2 sobre a Discórdia, enquanto que um ganho em Chumbo (ou uma perda em Urânio) se assinalaria por um deslocamento na direção oposta. Nos dois casos, tanto maior for a perda (ou ganho) mais o ponto experimental se afastará de t_1 . Para uma perda total do Chumbo radiogênico, o único acontecimento datado será t_2 . Constata-se que no diagrama 3-5 a maioria dos minerais

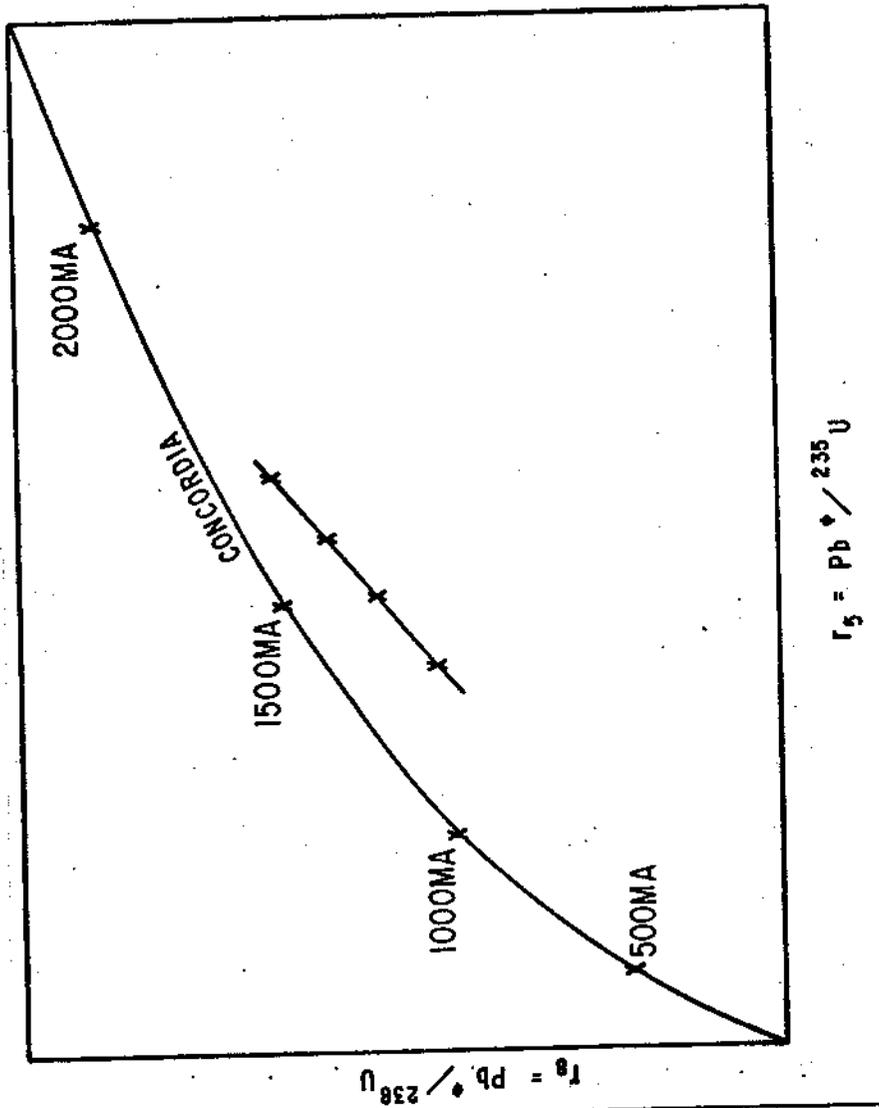


Fig. 3.3 - Diagrama Concórdia de Wetherill (1955, 1956)

A curva Concórdia é definida pelo sistema de equações paramétricas (8) em (t). Para cada valor de t calcula-se

$$r_8 = e^{\lambda_{238}t} - 1 \quad \text{e} \quad r_5 = e^{\lambda_{235}t} - 1$$

Cada par de valores r_8 , r_5 define um ponto da curva Concórdia que é pois o lugar dos pontos para o qual os cronômetros $^{238}\text{U} - ^{206}\text{Pb}$ e $^{235}\text{U} - ^{207}\text{Pb}$ dão idades concordantes. O zero da curva Concórdia corresponde ao tempo presente.

Se isolamos diferentes frações de zircões (frações granulométricas diferentes; magnéticas e não magnéticas; de cores e/ou de formas diferentes etc.) os pontos representativos de cada população não estarão em geral sobre a Concórdia mas sim sobre uma linha reta situada abaixo da Concórdia.

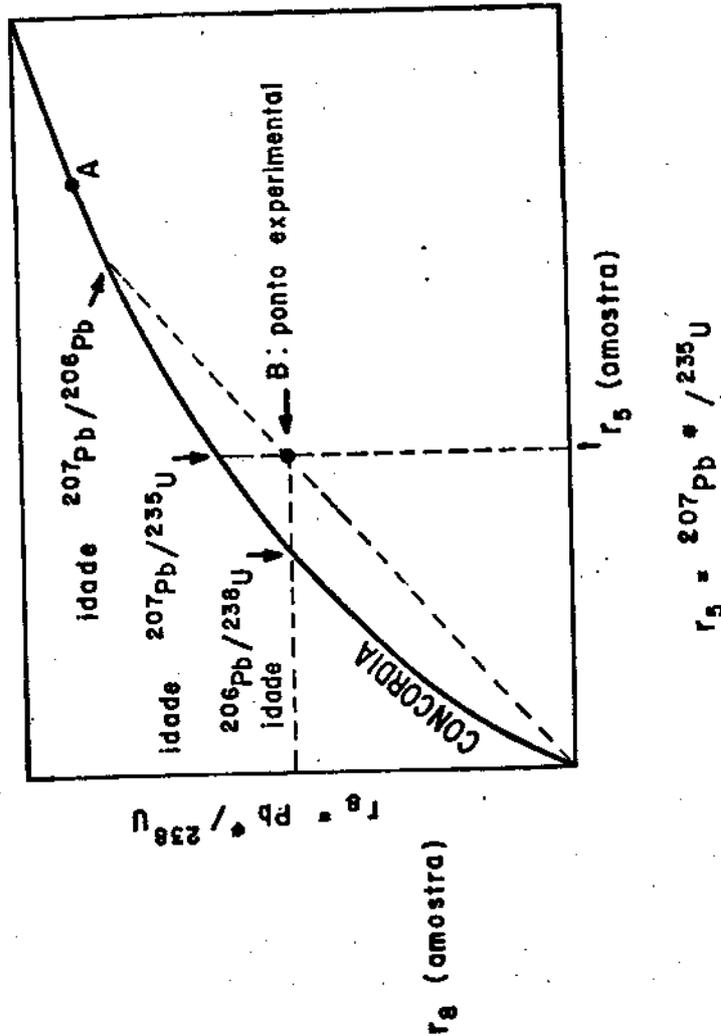


Fig.3.4 - Sistemática das idades dos cronômetros U-Pb e $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$ para uma rocha monocíclica no diagrama Concórdia

- A. Se todas as idades isotópicas são concordantes: o ponto representativo da amostra está em A.
- B. Se os cronômetros são discordantes: o ponto está em B. o gráfico dá uma leitura direta das idades $^{238}\text{U}-^{206}\text{Pb}$ e $^{235}\text{U}-^{207}\text{Pb}$. Traçando-se a linha que corta a origem no ponto B obtém-se por interseção com a Concórdia o valor da idade $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$. Nota-se bem a hierarquia assinalada no texto, onde $t_{(207/206)} \geq t_{207} > t_{206}$. A idade $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$ assim derivada dá somente um valor mínimo da idade do fechamento inicial do sistema. Com efeito, a linha sobre a qual os pontos experimentais de minerais de idades discordantes se encontram, pode cortar a Concórdia em dois pontos, um dos quais não é necessariamente na origem.

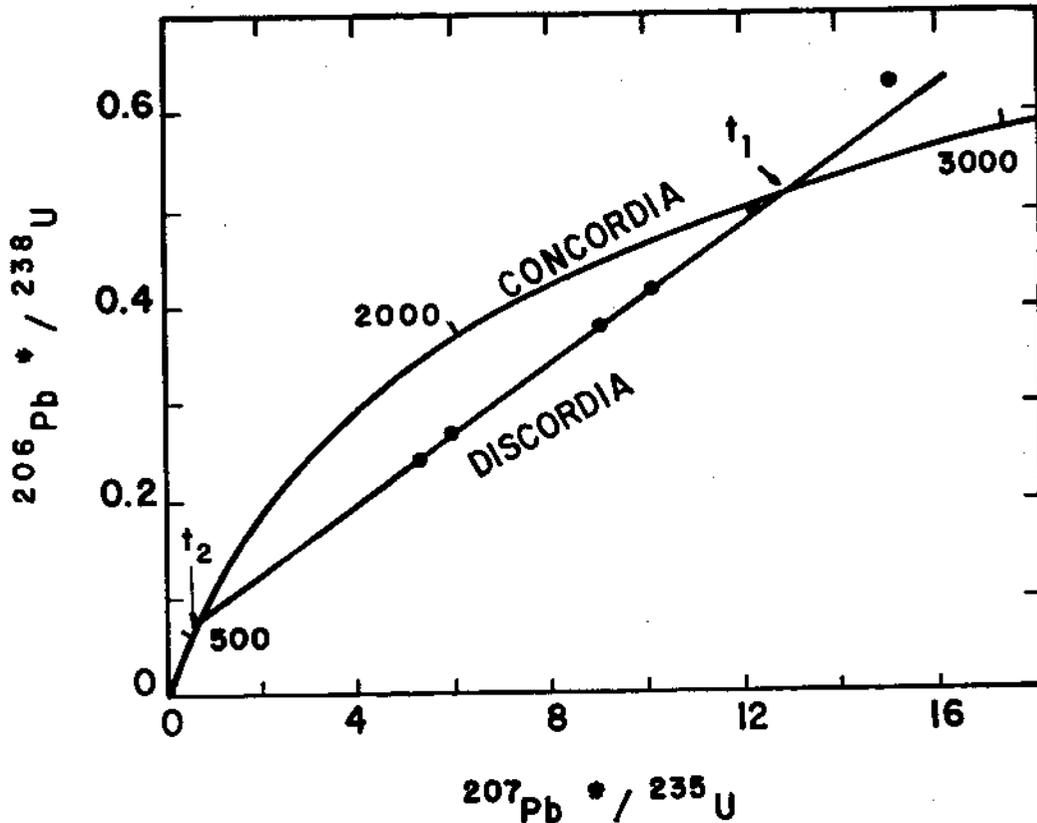


Fig. 3.5 - Diagrama Concórdia mostrando a disposição dos pontos representativos de 6 minerais da Rodésia datados por Ahrens(1955). Todos esses minerais têm idades U-Pb discordantes e seus arranjos definem uma reta ou Discórdia secante com a Concórdia em t_1 e t_2 . Segundo o formalismo de Wetherill, t_1 corresponderá ao fechamento inicial do sistema U-Pb e t_2 , a uma "crise episódica" provocando uma perda (amostras abaixo da Concórdia) ou um ganho (amostras acima da Concórdia) do Chumbo. A idade t_2 da "crise episódica" nem sempre corresponde a um acontecimento geológico conhecido. Isto levou outros autores a proporem modelos de interpretação alternativos aos das perdas episódicas (Figura adaptada de Wetherill, 1955).

teria perdido o Chumbo, e um s \bar{o} , situado acima da Conc \bar{o} rdia, o teria adquirido.

Qual seria a significação das idades t_1 e t_2 ? A idade t_1 aparece como a de um fechamento do sistema inicial para o cron \bar{o} metro U, Th-Pb. Para as rochas com hist \bar{o} ria monoc \bar{c} lica, t_1 cor \bar{r} responde, segundo os minerais (ver §3.6) seja \bar{a} idade da crista \bar{l} ização, seja \bar{a} de uma fase metam \bar{o} rfica. A significação da "ida \bar{d} e" t_2 \bar{e} frequentemente muito mais dif \bar{i} cil de explicar. Quando $t_2=0$, isto \bar{e} , quando a Disc \bar{o} rdia passa pela origem, admite-se que a partida do Chumbo radiog \bar{e} nico \bar{e} recente, isto \bar{e} , que ele \bar{e} produzido por uma lixiv \bar{i} ação superg \bar{e} nica recente. Quando ele \bar{e} diferente de zero, pode-se lig \bar{a} -lo a uma fase metam \bar{o} rfica ou tec \bar{t} ônica j \bar{a} conhecida. Pode ser tamb \bar{e} m o caso que ele n \bar{a} o corres \bar{p} onda a nenhum acontecimento conhecido. \bar{E} por isso que desde 1960 Tilton sugeriu uma alternativa a esse primeiro modelo, no qual somente t_1 \bar{e} significativo.

3.4.2 Modelo de Difusão Cont \bar{i} nua

Em 1960, Tilton observou que se levasse sobre um diagra \bar{m} a r_8, r_5 todos os pontos representativos dos minerais j \bar{a} data \bar{d} os e tendo uma idade $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb} > 2300$ m.a., quaisquer que fos \bar{s} sem suas origens, a melhor Disc \bar{o} rdia passaria por $t_1=2800$ m.a. e $t_2=600$ m.a. (Fig. 3.6). Ora, nenhum acontecimento de amplid \bar{a} o mundial com a idade t_2 \bar{e} conhecido. Tilton concluiu, ent \bar{a} o, que a interseção inferior t_2 \bar{e} artificial e propos um novo modelo de interpretaç \bar{a} o dos diagramas Conc \bar{o} rdia. Ele mostrou que se o Chumbo radiog \bar{e} nico \bar{e} continuamente perdido por difus \bar{a} o vol \bar{u} mi

ca a partir de t_1 , os minerais apresentando atualmente graus de discordância diversos - isto é, parâmetros de difusão diferentes para o Chumbo - deveriam distribuir-se sobre uma curva, primeiramente linear - depois de t_1 mas cujo declive aumenta na sua parte inferior para alcançar a origem do diagrama r_8, r_5 (Fig. 3.6).

No modelo inicial, o coeficiente de difusão adotado por Tilton era constante no tempo. Percebeu-se rapidamente que esse modelo não poderia explicar os importantes graus de perdas de Chumbo observados, a menos que se adotassem valores exageradamente elevados do coeficiente de difusão do Chumbo. Tendo em vista a deteriorização progressiva da rede cristalina dos zircões, Wasserburg (1963) propôs um modelo mais refinado, no qual o coeficiente de difusão do Chumbo aumenta com o tempo. Apesar dessa aproximação física mais realista, o modelo de Wasserburg continuou sujeito às mesmas críticas fundamentais que o de Tilton. Se bem que perdas contínuas de Chumbo possam existir, é claro que elas não podem explicar por si mesmas as perdas importantes medidas nos sistemas naturais.

3.4.3 Modelo de mistura

Os modelos precedentes consideravam os minerais cujos sistemas U-Pb, formados ao mesmo tempo em t_1 , tinham sido diversamente perturbados com o tempo. Aqui, a perspectiva é um pouco diferente. Allègre, em 1967, observava que se em uma rocha duas gerações sucessivas de um mesmo mineral estavam presentes, cristalizados respectivamente em t_1 e t_2 , o alinhamento dos pontos ana

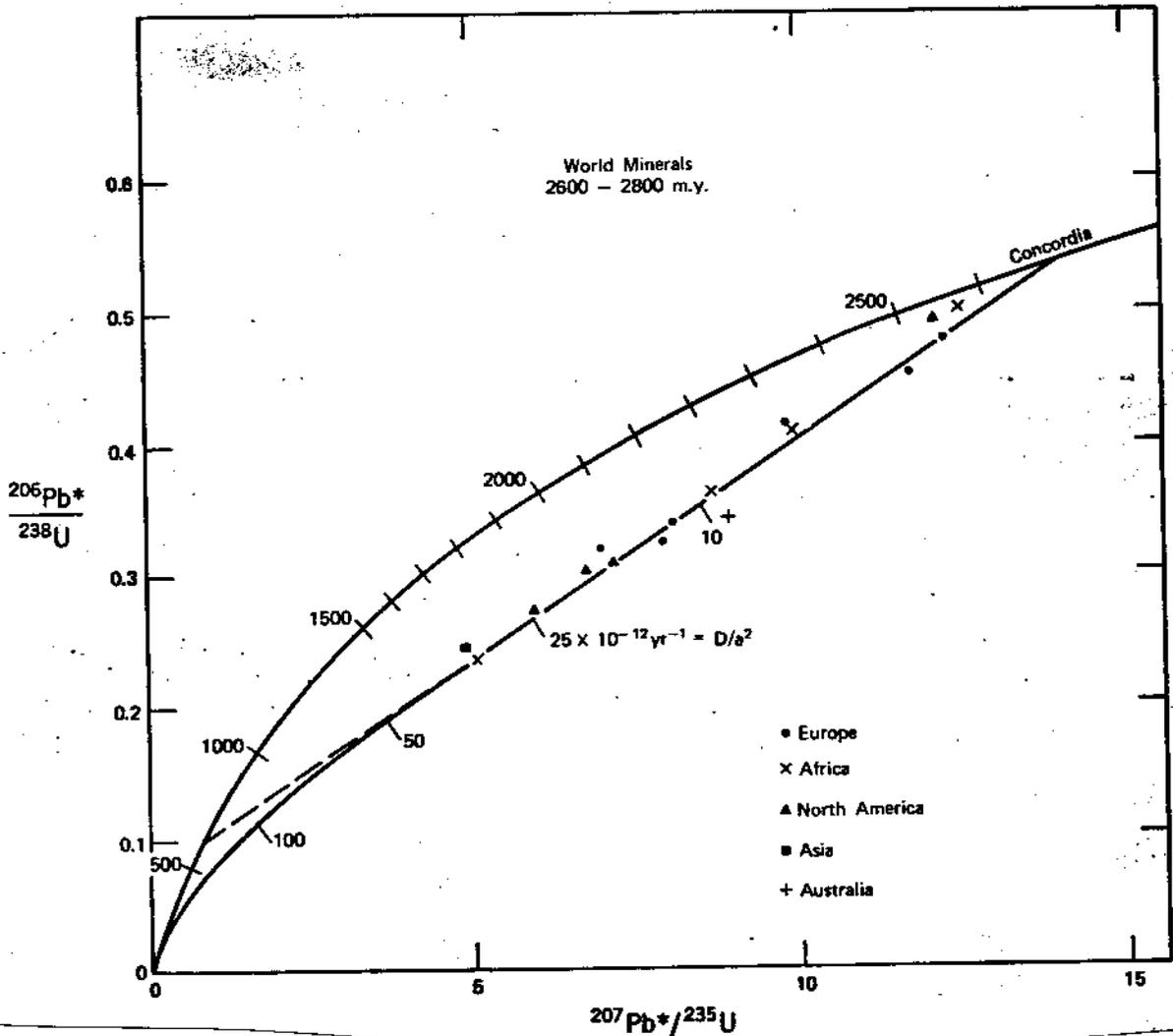


Fig. 3.6 - Diagrama Concórdia apresentado por Tilton em 1960. Neste diagrama foram representados todos os minerais cujas idades $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$ já publicadas eram superiores a 2300 m.a. Tilton constatou que todos esses minerais, qualquer que seja sua origem, se posicionam numa linha t_1, t_2 onde $t_1 = 2800$ m.a. e $t_2 = 600$ m.a. Não sendo nenhum acontecimento de amplitude mundial conhecido a 600 m.a., Tilton propôs explicar o alinhamento dos pontos experimentais por uma perda por difusão volumétrica do chumbo radiogênico após t_1 . Nesse modelo chega-se a uma curva de difusão passando pela origem. A posição de um mineral sobre esta curva de difusão depende do valor do parâmetro D/a^2 que o caracteriza, onde D é o coeficiente de difusão volumétrica para o chumbo radiogênico e a , um parâmetro que caracteriza a dimensão dos cristais datados (segundo Tilton, 1960).

líticos sobre a curva $t_1 t_2$ do diagrama Concórdia, representaria uma reta de mistura, as duas idades t_1 e t_2 sendo características de cada uma dessas gerações.

Esse modelo de mistura foi sobretudo elaborado e discutido a partir dos zircões das rochas granulosas onde tipicamente esses minerais têm uma dimensão da ordem de 50 a 200 microns. O caráter mixto dos zircões pode se manifestar a escala da população com grãos de idade t_1 e outros de idade t_2 , mas também no seio mesmo de cristais individuais, com cristais apresentando um "núcleo" antigo quase sempre arredondado, de idade maior que a da parte externa.

Pode-se igualmente conceber um outro tipo de mistura, onde um mineral não é homogêneo do ponto de vista da distribuição em Urânio e das razões U/Th. Esse tipo de não-homogeneidade é característico igualmente dos zircões, nos quais na escala da dezena de microns a concentração em U pode algumas vezes variar em muitas ordens de grandeza. Assim, mesmo os zircões cogenéticos podem comportar-se como sistemas multifases em virtude do grau diferente de metamictização que sua rede pôde ser afetada (Silver e Deutsch, 1963; Steiger e Wasserburg, 1966, 1969). Pode-se, pois, considerar que os zircões são constituídos de domínios, mais ou menos divergentes segundo suas idades de cristalização, seus graus de metamictização etc.. Uma combinação de difusão contínua facilitada pela existência de domínios muito alterados e de microfissuras, junto a uma sensibilidade acrescida desses domínios a "crises episódicas" de natureza térmica poderiam explicar a grande variedade dos resultados observados.

Um exemplo recente mostra a complexidade do sistema zircão para o cronômetro U-Pb. A fim de estudar a homogeneidade isotópica de um dos zircões de um sienito de Pikes Peak (Colorado, USA) bem datado a 10^9 anos por diversos métodos (K-Ar e Rb-Sr sobre micas, Rb-Sr sobre rocha total), Schärer e Allègre fraturaram um cristal de 0,5 mg em 11 fragmentos, analisados em seguida por espectrometria de massa. Os resultados, apresentados na Fig. 3.7 mostram que, se certos fragmentos dão idades concordantes, outros são fortemente discordantes. O conjunto no entanto se ordena segundo uma reta de idades $t_1 = 1093$ m.a. e $t_2 = 223$ m.a. A idade t_1 concorda bem com a que já se sabia de formação desse sienito. Por outro lado, a idade t_2 não corresponde a nenhum acontecimento conhecido, e Schärer e Allègre não lhes dão nenhuma significação geológica precisa. O grau de discordância de um fragmento dado não é correlacionado, nem a sua concentração em Urânio (que varia de um fator 10 do fragmento mais rico ao fragmento mais pobre) nem a sua posição no seio do cristal. Enfim, certos resultados sugerem que a perda em Chumbo radiogênico coincide com um ganho em Chumbo comum. Os autores concluem dessas importantes observações que o fenômeno de discordância não pode ser explicado por nenhum modelo simples de difusão episódica ou contínua, mas deveria ser discutido em termos de domínios no seio de um só grão. Eles sugerem que os mecanismos de intercâmbio de Chumbo com o meio ambiente são mais complexos do que se considerava, e que as interfases entre domínios têm provavelmente um papel importante no controle das fugas de Chumbo radiogênico. É igualmente provável que a presença de fluidos no meio ambiente, e de água no zircão mes

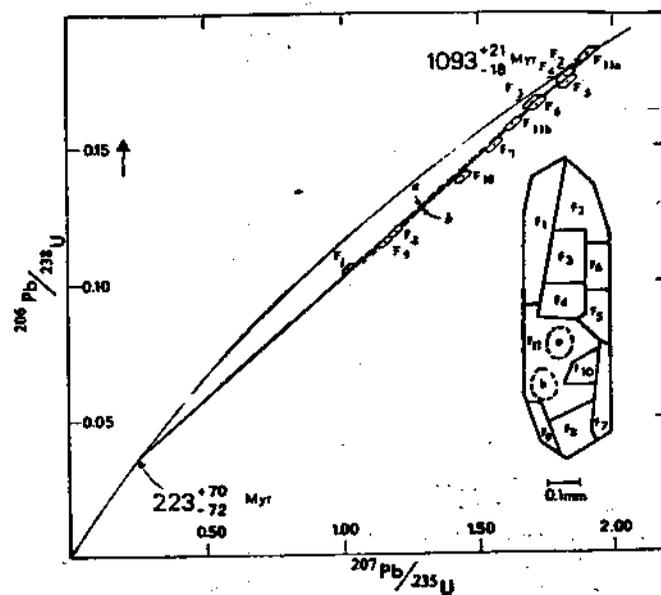


Fig. 3.7 - Diagrama Concórdia obtido por Schärer e Allègre (1982) a partir de 11 fragmentos extraídos de um cristal de zircão de 0,5 mg. O diagrama mostra igualmente a forma do cristal e a localização inicial dos fragmentos (ver texto).

mo, tenham um papel importante quando desses intercâmbios (Gebauer e Grunenfelder, 1976, 1977).

3.4.4 Concórdia U, Th - Pb

O conceito de "Concórdia generalizada" aplicável a qualquer dos dois cronômetros definidos pelas equações (3) foi proposto por Wasserburg (1966) e Allègre (1967).

A Concórdia baseada nos pares $^{208}\text{Pb}^*/^{232}\text{Th}$ e $^{206}\text{Pb}^*/^{238}\text{U}$ é praticamente uma reta em virtude da semelhança do período de decaimento de ^{232}Th e ^{238}U . Ela conduz pois a grandes erros na determinação da interseção t_1 e não apresenta quase interesse para a geocronologia. Por outro lado, a que é baseada nos pares $^{208}\text{Pb}^*/^{232}\text{Th}$ e $^{207}\text{Pb}^*/^{235}\text{U}$ é muito mais próxima da Concórdia, baseada nos pares r_8 e r_5 .

A grande diferença com o diagrama r_8, r_5 é que nesse caso os dois isótopos-pais não pertencem mais ao mesmo elemento químico. Resulta daí que por ocasião de ganhos ou de perdas dos parentes, a razão U/Th pode se encontrar modificada, e em consequência a reta de alinhamento dos pontos experimentais pode não mais passar pela origem. Em geral, se existe uma interseção t_2 , ela qualificará melhor fracionamentos elementares U/Th ou isotópicos $^{208}\text{Pb}/^{207}\text{Pb}$ por ocasião de acontecimentos episódicos. O ^{208}Pb oriundo do Tório não tem com efeito necessariamente o mesmo comportamento que seus congêneres ^{206}Pb e ^{207}Pb oriundos do Urânio. Considerar-se-á pois que em todo diagrama Concórdia U-Th, ainda mais que no diagrama Concórdia U-U, toda a interseção t_2 é desmunida a priori de significação geocronológica.

3.4.5 Conclusões

Diversos modelos "simples" são elaborados para explicar as discordâncias de idades isotópicas U, Th-Pb nos zircões e de outras fases minerais: crise episódica, difusão contínua, misturas. A realidade é contudo mais complexa. Minerais como o zircão são extremamente resistentes a todas as formas de alteração, e podem sobreviver a vários ciclos tectono-metamórficos. Seu cronômetro U, Th-Pb, aparentemente fácil de perturbar, parece no entanto muito difícil de "voltar a zero" (perda total do Chumbo radiogênico). Diversos autores tentaram modelizar o comportamento futuro dos pontos experimentais do diagrama r_8 , r_5 dos zircões submetidos a diversas sucessões de ciclos tectônicos e metamórficos. O cálculo mostra que as regularidades subsistem, mas a interpretação geológica de tais resultados seria extremamente delicada e necessitaríamos mais do que nunca de dispor de dados geológicos, geoquímicos e radiométricos os mais completos possíveis (Allègre et al. 1974). Atualmente, por falta de dados de terreno e de laboratório suficientemente constrangedores, esses modelos não podem quase oferecer soluções unívocas.

3.5 Isócronas de rochas totais

Retomemos a equação (3a)

$$\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} = \left(\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} \right)_0 + \frac{^{238}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} \times \left(e^{\lambda_{238}t} - 1 \right)$$

As rochas magmáticas cogenéticas, com a mesma relação inicial $\left(\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)_0$, deveriam ter seus pontos representativos alinhados sobre uma isocrona, como no sistema Rb-Sr (ver capítulo seguinte). Diversas tentativas desse gênero foram realizadas para a datação de granitos. Em geral não se obtêm isôcronas com os cronômetros U-Pb, pois as rochas expostas na superfície perdem muito facilmente uma parte de seu Urânio. Ao contrário, o Th e o Pb são relativamente insolúveis e podem conduzir a isôcronas significativas em termos de datação (Fig. 3.8).

3.6 Minerais utilizados para datações por U,Th - Pb

Em princípio pode ser utilizado em geocronologia isotópica U, Th-Pb toda fase mineral rica em Urânio e pobre em Chumbo. O raio iônico do Chumbo é avaliado segundo os autores, em $1,20 \text{ \AA}^0$ ou $1,28 \text{ \AA}^0$, os do Urânio e do Tório, em aproximadamente $1,05 \text{ \AA}^0$. Por consequência serão, a priori, favoráveis os minerais que não admitem normalmente grandes cations em sua rede cristalina, mas que permitem substituições isomórficas com o Urânio e o Tório (minerais ricos em terras raras, Zr^{4+} etc...).

Examinaremos alguns desses minerais mais utilizados.

Zircão $[\text{Zr}(\text{SiO}_4)]_3(1-n)\text{OH}(n)$

É o mineral por excelência da geocronologia por U, Th-Pb. Ele é muito interessante porque ubíquo, geralmente rico em U (frequentemente ≥ 100 ppm de U e até aproximadamente 10^4 ppm), muito pobre em Pb e muito resistente a todas as formas de alteração.

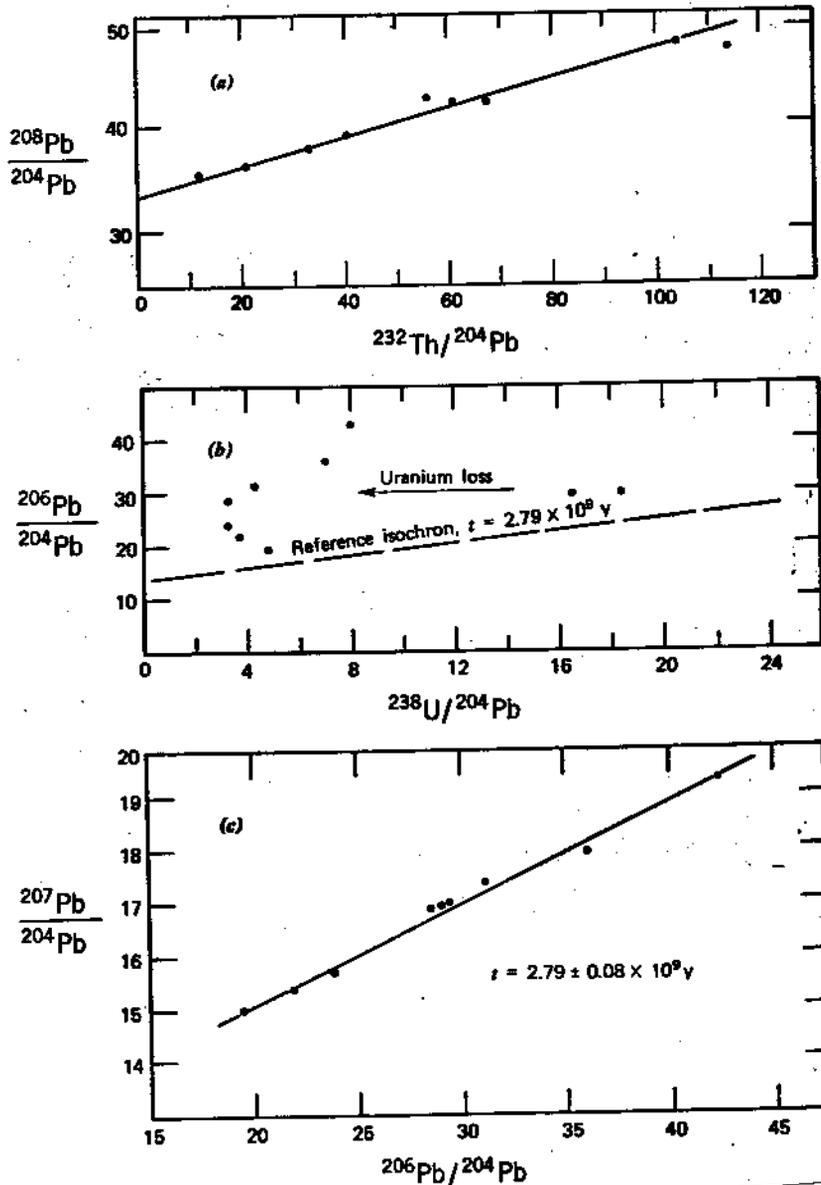


Fig. 3.8 - Um exemplo de isócronas de rochas total, obtido para uma série de 9 granitos cogenéticos das "Granitic Mountains" (Wyoming, USA). Em (a), a isócrona ^{208}Pb - ^{232}Th mostra um bom alinhamento dos pontos experimentais, indício de ausência de perdas de chumbo ou de Urânio, que fornece uma idade de $2,79 \times 10^9$ anos. Por outro lado, o diagrama ^{206}Pb - ^{238}U em (b), não fornece nenhuma isócrona. A situação dos pontos experimentais, em relação à isócrona de referência de $2,79 \times 10^9$ anos, indica perdas em Urânio que podem variar, segundo as amostras, de 40% à 90%. A isócrona ^{207}Pb - ^{206}Pb , em (c) reflete bem a indiferença do cronômetro $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$ às perdas de Urânio. De novo, a inclinação da isócrona fornece, como em (a), uma idade de $2,79 \times 10^9$ anos (segundo Rosholt et al., 1973).

Geralmente as idades U, Th-Pb são discordantes. Mas esse mineral é muito refratário a uma "volta ao zero" total (perda total do Chumbo radiogênico). Ele apresenta uma excepcional aptitude em conservar uma "memória" referente aos acontecimentos antigos, mesmo depois de vários ciclos tectonometamórficos.

Nas regiões monocíclicas, obtêm-se geralmente um alinhamento de pontos no diagrama Concórdia que dá em t_1 a idade de cristalização do componente mais antigo no caso de herança.

Nas regiões policíclicas, os pontos experimentais são ou dispersados, ou alinhados sobre uma trajetória de curva ã linear, cuja interseção superior não tem necessariamente mais significação geocronológica. Cada caso particular deve ser discutido em função do conjunto dos conhecimentos que se têm sobre a evolução regional.

Resta notar que apesar de cerca de trinta anos de estudos, os mecanismos de abertura e de discordância dos zircões são ainda muito mal conhecidos em razão dos fenômenos múltiplos e complexos apresentados.

Apatita $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3(\text{Cl}, \text{F}, \text{OH})$

As apatitas têm uma concentração média de Urânio, que varia entre 5 e 100 ppm aproximadamente, com um caráter radiogênico pouco marcado de Chumbo, a relação $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ variando de 20 a 500.

A apatita apresenta idades U, Th-Pb de concordantes a pouco discordantes. Nas rochas ígneas ela indica geralmente a idade de surgimento; nas rochas metamórficas, ela indica a ida-

de do último metamorfismo, pois é um mineral facilmente remetido a "zero" após uma pulsão térmica.

Epídotos $X_2Y_3Si(O,OH,F)_{13}$

com $X = Ca^{2+}, Ce^{3+}, La^{3+}, Y^{3+}, Th, Fe^{2+}, Mn^{2+}, Mn^{3+}$

$Y = Al^{3+}, Fe^{3+}, Mn^{3+}, Fe^{2+}, Mn^{2+}, Ti$

Os epídotos comuns, com ≤ 40 ppm à 160 ppm de Urânio, são muito pouco utilizados. Não se dá o mesmo com as allanitas ou epídotos ricos em Ce, que contêm de 30 à 650 ppm de U. O Chumbo apresenta um caráter radiogênico às vezes bastante acentuado com $^{206}Pb/^{204}Pb$ variando de ~ 500 à 1700.

Mais frequentemente os epídotos são discordantes, com ganho mais frequente em Pb (ou perda em U) que dão pontos experimentais no diagrama r_5, r_8 acima da "Concórdia".

Relativamente poucos dados têm sido apresentados, para que se possa dar atualmente indicações de caráter geral sobre o comportamento dos cronômetros U, Th-Pb nesses minerais.

Monazita $(Ce,La,Th)PO_4$

É o segundo mineral depois do zircão para a radiocronometria U-Pb. Seu interesse vem também em parte da sua frequência nas rochas graníticas e de sua grande riqueza em U. (Ela contém mais de 1000 ppm e até 10^5 ppm). Seu Chumbo é em geral muito radiogênico e as idades U, Th-Pb são mais frequentemente concordantes.

Nas rochas ígneas as monazitas indicam a idade do surgi -

mento. Nas rochas metamórficas, segundo certos autores, as monazitas forneceria as idades do resfriamento, com uma temperatura de "bloqueio" de 530°C; segundo outros, o sistema U-Pb seria nela estável até aproximadamente 600-650°C. A monazita forneceria, pois, um meio de datar os metamorfismos de grau elevado.

Esfênio $\text{CaTi}(\text{SiO}_4)(\text{O},\text{OH},\text{F})$

Com uma concentração média de U de aproximadamente 10 a mais de 100 ppm, o esfênio (titanita) possui em geral pouco Chumbo radiogênico, com $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ compreendido entre 25 e 1000. Eles são raramente discordantes.

Nas rochas magmáticas eles indicam a idade do surgimento. Nas rochas metamórficas eles são também frequentemente concordantes. Bastante indiferentes aos metamorfismos de pouca intensidade, seu sistema U, Th-Pb parece remetido a zero desde que se atinge o metamorfismo de grau anfibolito.

Uraninita

Esse mineral de Urânio é utilizado na datação dos granitos uraníferos e dos pegmatitos. Ele dá mais frequentemente idades concordantes desde que esteja dentro de um sistema desprovido de enxofre.

Xenotime YPO_4

Esse mineral é um equivalente estrutural do zircão, onde os tetraedros PO_4 substituem os grupamentos SiO_4 . Ele pode por

outro lado existir sob a forma de soluções sólidas com o zircão. Ele tem sido até o momento muito pouco utilizado em radiocronometria U, Th-Pb.

Parece que para as rochas ígneas ele possa datar o surgimento. No domínio metamórfico seu comportamento parece próximo ao da monazita.

3.7 Conclusões

Esta revisão das propriedades dos sistemas U, Th-Pb põe em evidência os problemas maiores de todo o sistema geocronológico: o da determinação da composição isotópica do elemento-filho, desde que ele esteja em parte já presente no momento inicial (Chumbo comum, no sistema que é tratado aqui), e no da abertura parcial do sistema, que controla a entrada e/ou a partida dos isótopos considerados, após o momento inicial.

De um ponto de vista geral, pareceria que a abertura de um sistema depende das condições intrínsecas do mineral e das solicitações do meio ambiente. É a combinação desses dois conjuntos que controlaria o tipo e o grau de divergência de um mineral dado.

3.7.1 Os fatores intrínsecos ou de susceptibilidade

O primeiro fator a considerar aqui é a natureza mesma do mineral. É ela que vai controlar sua faculdade de resistir mais ou menos à autodestruição da sua rede cristalina por metamictização (ver Capítulo II). Segundo vários autores, a concentração em íons hidroxilas OH^- poderia desempenhar um papel importante

(Goldich e Mudrey, 1972; Gebauer e Grunenfelder, 1976,1977 etc.) assim como a presença de microfraturas, aglomerações de grãos, microcanais, planos de clivagens. etc.) poderia facilitar a penetração e a circulação de fluidos externos.

Enfim um caráter fundamental típico dos zircões - e talvez de outras fases minerais - já visto por Steiger e Wasserburg (1966, 1969) e que o estudo muito preciso de Schärer e Allègre puseram em evidência - é o caráter fundamentalmente heterogêneo desses minerais. Esses estudos - e outros, ver por exemplo os de Krogh e Davis (1975) - revelavam que os cristais de zircão poderiam ser constituídos de domínios de fronteiras bem demarcadas, podendo conter concentrações muito diferentes de U, Pb total (e Pb comum) e OH⁻. Esses domínios apresentam em seguida graus de metamictização e de susceptibilidade aos fatores do meio ambiente bastante diferentes.

Tais domínios podem ter uma distribuição aparentemente aleatória no grão, e refletem sua história de cristalização - alteração - recristalização que pode prosseguir-se durante vários ciclos tectonometamórficos. Foi sugerido (Schärer e Allègre, 1982) que uma melhor compreensão dos "sistemas polifásicos" nos cristais individuais poderiam conduzir a um modelo mais realista e a uma quantificação das condições de abertura-fechamento de seu sistema U, Th-Pb.

3.7.2 Os fatores externos, ou do meio ambiente

É primeiramente a natureza mesma do meio: rocha ígnea, onde as fases portadoras de Urânio estão mais ou menos em equi-l

brío termodinâmico com os outros minerais, ou rocha sedimentária, com componentes detriticos onde esse equilíbrio não é realizado. Haverá recristalização mais facilmente neste último caso, quando os parâmetros do meio se modificam. Quatro fatores essencialmente têm sido postos em relevo como podendo intervir sobre os sistemas U, Th-Pb.

O mais importante, sem dúvida, aquele que facilita a mobilidade dos íons e a lixiviação dos minerais, é a presença de uma fase fluida, muito frequentemente invocada. A temperatura pode também intervir (ver Gebauer e Grunenfelder, 1976, 1977), mas parece incapaz sozinha de explicar a amplitude das perdas observadas. Há casos, quando $t_2=0$, ou a alteração dos zircões poderia ser ao menos parcialmente devida à ação dos fluidos supergênicos. A pressão hidrostática pode igualmente ter um papel não negligenciável. É ela, por exemplo, que seria a responsável pela recristalização em profundidade dos zircões de forma esferoidal. Por seu lado, Goldich e Mudrey (1972) invocam, para a abertura dos zircões, o efeito de uma descompressão quando uma surreição regional favoriza a partida da água ligada na rede cristalina. Os efeitos tectônicos, por fim, provocando microfaturas nas fases consideradas, podem as tornar mais frágeis às ações da lixiviação pelos fluidos contemporâneos à deformação ou ulteriores a ela.

Parece pois que se a geocronologia U, Th-Pb é suscetível de dar informações temporais fundamentais sobre a evolução de segmentos da crosta terrestre, ela pode ser a mais frutuosa quando aplicada aos conjuntos já bem conhecidos geologicamente e

tanto quanto possível, juntamente com outros métodos de datação, a fim de eliminar o máximo de ambiguidades possíveis. Essas últimas observações se aplicam também a todos os sistemas radiométricos aqui descritos.

3.7.3 Algumas observações sobre o futuro da radiocronometria U,Th - Pb

Se bem que seja difícil prever-se o futuro de um método de investigação, fica, já bem claro que um tipo de trabalho como esse começado por Schärer e Allègre (1982) deverá prosseguir, a fim de melhor poder-se caracterizar os "domínios" que constituem um monocristal de zircão, e de melhor compreender-se os determinismos da abertura isotópica U, Th-Pb. Seria interessante estudar-se desse modo outros conjuntos minerais sensíveis (esfênio) ou não (apatitas etc.) a metamictização.

A introdução, ao final dos anos 70, de um novo tipo de instrumento, a micro-sonda iônica (ver anexo 7) para as análises isotópicas, abre já perspectivas fabulosas para a geocronologia dos zircões. É também possível, com esse instrumento, produzir datações do tipo Concórdia contendo de 2 a 8 pontos de medidas sobre os monocristais de uma centena de microns. Torna-se pois possível estudar-se individualmente os cristais de zircões provenientes dos mais antigos metassedimentos conhecidos. Assim, Fronde et al. (1983), estudando desse modo uma série de zircões detriticos extraídos de quartzitos associados a um ortognaisse de $3\ 630 \pm 30$ m.a., descobriram os primeiros minerais prēdatando as mais antigas rochas conhecidas (em aproximadamente 3 800 m.a.).

Em um dado concentrado de zircões de algumas centenas de microns de dimensão, esses autores descobriram, com efeito, quatro cristais praticamente concordantes, dando idades Concórdia de 4 100 a 4 200 m.a. (Fig. 3.9). Sem dúvida, a aplicação das técnicas da microsonda iônica permitirá identificar em um futuro próximo outras relíquias de uma crosta terrestre bem primitiva.

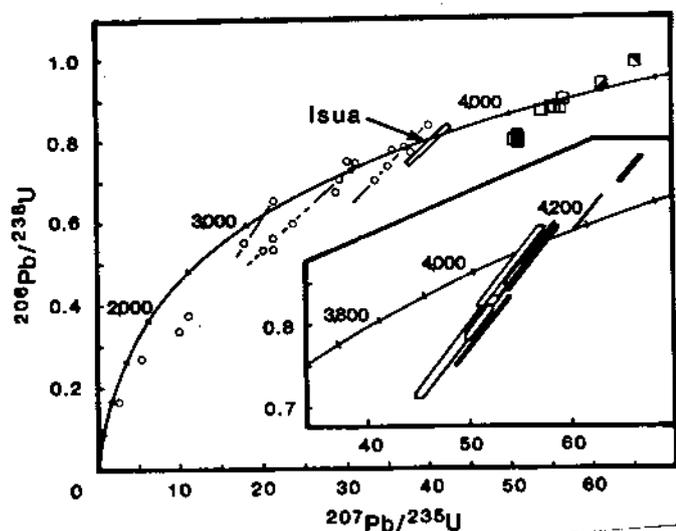


Fig. 3.9 - Diagrama Concórdia para zircões individuais de quartzitos arqueanos analisados com micro-sonda iônica. Cada linha é definida por 2 a 8 medidas isotópicas U-Pb. Esses grãos são provenientes de uma quartzita associada a rochas de 3600 m.a.. As idades Concórdia estão distribuídas entre 3200 a 4200 m.a.. A dispersão das idades numa rocha detritica é normal pois os zircões podem ser oriundos de rochas-mães de idades diferentes. Como referência, mostramos a linha característica dos zircões de Isua (Groelândia), de 3850 m.a.. Essas rochas são as mais antigas rochas terrestres conhecidas. Constata-se (ver quadro) que os pontos representativos de 4 zircões dão idades compreendidas entre 4100 e 4200 m.a. A direita temos o esquema de um desses zircões com os buracos deixados (diâmetro de 25 microns aproximadamente) pelo feixe da micro-sonda (ver anexo 7) (segundo Froude et al., 1983).

LEITURAS COMPLEMENTARES

Método U-He

BENDER M.L. (1973)

Helium-uranium dating of corals
Geochim. Cosmochim. Acta, 37, 1229-1247

FANALE F.P. e O.A. SCHAEFFER (1965)

Helium-uranium ratios for pleistocene and tertiary fossil aragonite
Science, 149, 312-317

TUREKIAN K.K., D.P. KHARKAR, J. FUNKHOUSER e A.O. SCHAEFFER (1970)

An evaluation of the uranium-helium method of dating of fossil bones
Earth Planet. Sci. Letters, 7, 420-424

Método Pb- α

GOTTFRIED D., H.W. JAFFE e F.E. SENFTLE (1959)

Evaluation of the lead-alpha (Larsen) method for determining ages of igneous rocks
U.S. Geol. Survey Bull. 1097A, 63 p.

LARSEN E.S., N.B. KEEVIL e H.C. HARRISON (1952)

Method for determining the age of igneous rocks using the accessory minerals
Geol. Soc. Amer. Bull., 63, 1045-1052.

Métodos isotópicos U,Th-Pb

AHRENS L.H. (1955a)

The convergent lead ages of the oldest monazites and uraninites (Rhodesia, Manitoba, Madagascar and Transvaal)
Geochim. Cosmochim. Acta, 7, 294-300

AHRENS L.H. (1955b)

Implications of the Rhodesia age pattern
Geochim. Cosmochim. Acta, 8, 1-15

- ALLEGRE C.J. (1967)
Méthode de discussion géochronologique Concordia généralisée
Earth Planet. Sci. Letters, 2, 57-66
- ALLEGRE C.J., F. ALBAREDE, M. GRUNENFELDER et V. KOPPEL (1974)
Zircon geochronology in alpine and non-alpine environments
Contrib. Miner. Petrol., 43, 163-194
- GEBAUER D. et M. GRUNENFELDER (1976)
U-Pb zircon and Rb-Sr whole-rock dating of low-grade metasediments.
Example: Montagne Noire, France
Contrib. Miner. Petrol., 59, 13-32
- GEBAUER D. et M. GRUNENFELDER (1977)
U-Pb systematics of detrital zircons from some unmetamorphosed to slightly
metamorphosed sediments of Central Europe
Contrib. Miner. Petrol., 65, 29-37.
- NIER A.Ø., R.W. THOMPSON e B.F. MURPHEY (1941)
The isotopic composition of lead and the measurement of geologic time,III
Phys. Rev., 60, 112-116
- ROSHOLT J.N., R.E. ZARTMAN et I.T. NKOMO (1973)
Lead isotopes systematics and uranium depletion in the Granite Mountains,
Wyoming
Geol. Soc. Amer. Bull., 84, 989-1002
- SCHARER U. e C.J. ALLEGRE
Uranium-lead system in fragments of a single zircon grain
Nature, 295, 585-587
- SILVER L.T. et S. DEUTSCH (1963)
Uranium-lead isotopic variations in zircons: a case study
J. Geol., 71, 721-758
- STEIGER R.H. e G.J. WASSERBURG (1966)
Systematics in the $Pb^{208}-Th^{232}$, $Pb^{207}-U^{235}$ and $Pb^{206}-U^{238}$ systems
J. Geophys. Res., 71, 6065-6090
- TILTON G.R. (1960)
Volume diffusion as a mechanism for discordant lead ages
J. Geophys. Res., 65, 2933-2945

WASSERBURG G.J. (1963)

Diffusion processes in lead-uranium systems
J. Geophys. Res., 68, 4823-4846

WETHERILL G.W. (1955)

An interpretation of the Rhodesia and Witwatersrand age patterns
Geochim. Cosmochim. Acta, 9, 290-292

WETHERILL G.W. (1956)

Discordant uranium-lead ages
Trans. Amer. Geophys. Union, 37, 320-326

CONCLUSÕES

FROUDE D.O., T.R. IRELAND, P.D. KINNY, I.S. WILLIAMS e W. COMPSTON (1983)

Ion microprobe identification of 4,100 and 4,200 Myr-old terrestrial zircons
Nature, 304, 616-618

GOLDICH, S.S. et M.G. MUDREY Jr. (1972)

Dilatancy model for discordant U-Pb zircon ages.
in "Contribution to recent Geochemistry and Analytical Chemistry", A.I. Tugarinov Ed., Moscow, Nanka Pub., 415-418.

KROGH T.E. et G.L. DAVIS (1975)

Alterations in zircons and differential dissolution of altered and metamict zircon
Carnegie Year Book 1974-1975, 619-625

A N E X O S

ANEXO 1

NOÇÕES DE MATEMÁTICA

Função de uma variável

Dizemos que uma variável y é função de outra variável x , para um dado conjunto de valores de x , se para cada x desse conjunto corresponde um valor de y . A variável x é chamada variável independente e a variável y , cujo valor depende do valor escolhido para x , é chamada variável dependente.

A equação simbólica $y=f(x)$ indica que y é uma função de x e indica também o valor assignado a x . Por exemplo, se $y=x^2-1$, para todo x , então $f(1)=0$, $f(2)=3$, e, em geral, $f(x)=x^2-1$. Assim o símbolo $f(x)$ representa a regra explícita para a avaliação de y , para cada x , se tal regra existe.

Limite de uma função

O limite de $f(x)$ é dito ser b quando x tende para a se para qualquer número assignado $\epsilon > 0$, não importando quão pequeno ele seja, existe um número $\delta > 0$, tal que quando

$$0 < |x-a| < \delta$$

então

$$|f(x)-b| < \epsilon$$

Esta definição é expressa simbolicamente por

$$\lim_{x \rightarrow a} f(x) = b \quad \text{ou} \quad \lim_{x \rightarrow a} f(x) = b$$

Derivada

Seja $f(x)$ uma função de x definida para $a < x < b$. Se para cada valor de x desse intervalo corresponde um valor de

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x+\Delta x) - f(x)}{\Delta x}$$

onde

Δx é o incremento de x , isto é, é a variação em x quando ele aumenta ou diminui de um valor $x=x_0$ a outro valor $x=x_1$, em seu intervalo de definição.

então diz-se que $f(x)$ é diferenciável nesse intervalo. Esse limite determina assim uma função de x , que é chamada derivada de $f(x)$ com relação a x .

A derivada de $y=f(x)$ com relação a x pode ser indicada também pelos seguintes símbolos:

$$\frac{d}{dx} y, \frac{dy}{dx}, D_x y, y', f'(x) \text{ ou } \frac{d}{dx} f(x)$$

Função diferenciável

Uma função é dita diferenciável para $x=x_0$ se ela tem uma derivada nesse ponto. Uma função é dita diferenciável em um intervalo se ela é diferenciável para cada ponto do intervalo.

Função inversa

Seja $y=f(x)$ diferenciável em um intervalo $a \leq x \leq b$. Se, para cada valor de y no intervalo respectivo, corresponde um e somente um valor de x e, se x é uma função de y , digamos $x=g(y)$, então as funções $y=f(x)$ e $x=g(y)$ são chamadas funções inversas.

Por exemplo, a função logarítmica é definida como sendo a função inversa da função exponencial. Assim, pela definição de

logarítmo, "o logarítmo de x na base a é o expoente a que se deve elevar a base para obter-se x ", temos

$$\log_a x = y \quad \text{se} \quad x = a^y$$

que expressam o fato que as duas funções são inversas uma da outra.

Da mesma forma, para o logarítmo neperiano onde $e=2,71828\dots$, temos que se $x=\ln y$ então $y=e^x$ é o inverso de $\ln x$.

Esta é uma propriedade importante da função inversa, já que é utilizada em radioatividade para o estabelecimento da equação fundamental da desintegração radioativa (ver, Cap. II, pág.).

Funções paramétricas

A relação entre duas variáveis x e y , nem sempre é dada por uma só equação em x e y . Frequentemente elas são relacionadas através de uma terceira variável, digamos t , conhecida como parâmetro.

Assim, se as coordenadas (x,y) de um ponto P sobre uma curva são dadas como funções $x=f(t)$ e $y=g(t)$ de uma terceira variável ou parâmetro t , as equações $x=f(t)$ e $y=g(t)$ são chamadas equações paramétricas da curva.

Por exemplo, a curva Concordia utilizada em datação pelo método U,Th-Pb é definida pelo sistema de equações paramétricas (ver texto, Cap. III, pág.):

$$x(t) = \frac{207_{Pb}^*}{235_U} = e^{\lambda_{235}t} - 1$$

$$y(t) = \frac{206_{Pb}^*}{238_U} = e^{\lambda_{238}t} - 1$$

Para cada valor de t existe uma e somente uma solução para cada equação.

Integral indefinida

Se $F'(x)=f(x)$ é a derivada de uma função $F(x)$ então, dadas certas condições, é possível encontrar essa função $F(x)$, chamada primitiva da função $f(x)$ ou integral indefinida.

O símbolo $\int f(x)dx$ é usado para indicar que a integral indefinida de $f(x)$ deve ser encontrada.

Todas as integrais indefinidas de $f(x)$ são dadas pela fórmula:

$$\int f(x)dx = F(x)+c$$

onde

$F(x)$ - é qualquer função cuja derivada é $f(x)$

c - é a constante de integração e é perfeitamente arbitrária.

Assim, a integral indefinida de uma função não é única, já que a constante de integração, c , pode tomar qualquer valor. Para qualquer valor particular de c , digamos $c=c_1$, $F(x)+c_1$ é chamada uma integral de $f(x)$.

Integral definida

A integral definida, $\int_a^b f(x)dx$, de uma função $f(x)$ definida para um intervalo $a \leq x \leq b$, chamado intervalo de integração é, definido pelo limite da soma (Bacon, H.M., Differential and Integral Calculus, 2ª edição, McGraw-Hill, 1955)

$$\int_a^b f(x)dx = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n f(x_i^*) \Delta_i x = F(x) \Big|_a^b = F(b) - F(a)$$

onde

$x_i (i=0,1,2,3,\dots,n)$ é uma sequência de valores de x no intervalo tal que $a = x_0 < x_1 < x_2 < \dots < x_n = b$.

Δ_i é a diferença $x_i - x_{i-1}$

x_i^* é qualquer valor de x tal que $x_{i-1} \leq x_i^* \leq x_i$

$F(x)$ é uma função cuja derivada com relação a x é $f(x)$ e os números a e b são, respectivamente, os limites inferior e superior da integração.

O limite da soma é chamado integral definida de $f(x)$ e é de notado $\int_a^b f(x)dx$.

Observe-se que, para as constantes a e b a $\int_a^b f(x)dx$ é um número mero não uma função de x . Isto é,

$\int_a^b f(x)dx$ é uma função de seus limites superior e inferior e seu valor depende somente de a e b e da forma da função.

Equação diferencial

Chama-se equação diferencial a uma equação contendo diferenciais ou derivadas. A ordem de uma equação diferencial é a ordem da derivada de mais alto grau nela existente.

A solução de uma equação diferencial é uma equação tal que, se as variáveis a satisfazem, satisfarão também, com suas diferenciais e derivadas, a equação diferencial. Assim, por exemplo

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

é a solução da equação

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

porque diferenciando a primeira equação obtemos a segunda. Resolve-se, portanto, uma equação diferencial, pela integração de uma diferencial. Por isso, uma solução é, muitas vezes, chamada integral da equação diferencial. Uma equação diferencial tem um número infinito de soluções já que a constante de integração pode ter um valor qualquer.

ANEXO 2.

ANALISES ISOTÓPICAS POR ESPECTROMETRIA DE MASSA

O espectrômetro de massa é um aparelho que separa as partículas de um feixe positivamente carregado em função da sua relação massa/carga efetuando assim a análise isotópica do elemento a ser estudado.

Os modernos espectrômetros de massa são baseados em um aparelho criado por Nier (Rev. Sci. Instrum., 11, 212-216 (1940) e apresentam um alto nível de precisão na separação de isótopos com pequenas diferenças em suas massas atômicas. Um instrumento típico usado para medidas de abundâncias isotópicas desse tipo é mostrado na figura 1.

Ele compreende essencialmente três partes:

- a) uma fonte que cria os íons, a partir da amostra introduzida e acelera os íons positivos.
- b) um sistema analisador magnético que os separa segundo sua relação massa sobre carga.
- c) um sistema de detecção que determina, para cada massa, a intensidade dos feixes iônicos, isto é, o espectro de massa da amostra. O registro do espectro de massa constitui o espectrograma.

O aparelho funciona sob vácuo de 10^{-5} a 10^{-8} torr. Seu princípio de funcionamento é o seguinte:

- os íons positivos criados na fonte são extraídos e acelerados por um campo elétrico, V , que lhes imprime uma mesma energia cinética formando um feixe monoenergético, tal que:

$$\frac{1}{2} m v^2 = qV \quad (1)$$

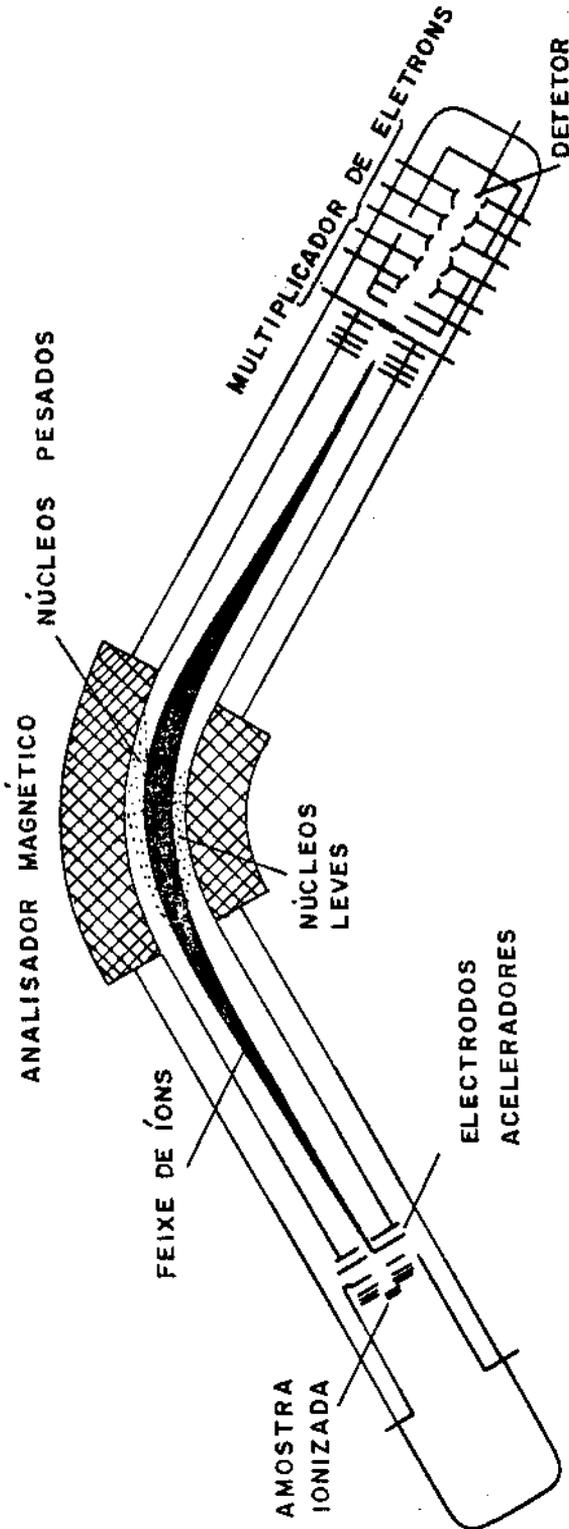


Fig. 1. - Esquema do princípio de um espectrômetro de massa do tipo Nier.

onde v é a velocidade do íon à saída da fenda da fonte m e q são, respectivamente, sua massa e carga.

O feixe de íons penetra em seguida em um campo magnético, uniforme, B , perpendicular à direção de propagação dos íons, que passam, então, a descrever trajetórias circulares cujos raios, R , são proporcionais às massas dos isótopos. Todos os íons de mesma carga terão a mesma energia cinética mas como têm massas diferentes eles serão encurvados em trajetórias de raios diferentes. Os feixes dos isótopos mais leves serão mais facilmente defletidos do que os dos isótopos mais pesados.

O raio, R , da trajetória é relacionado com o campo magnético, B , pela equação:

$$B q v = m v^2 R \quad (2)$$

Eliminando-se v nas equações (1) e (2) temos:

$$\frac{2 q V}{m} = \frac{B^2 q^2 R^2}{2V} \quad (3)$$

donde

$$\frac{m}{q} = \frac{B^2 R^2}{2V} \quad (4)$$

onde

m é a massa, expressa em kg

q é a carga, expressa em coulombs

R , raio da trajetória, dado em metros

B , densidade do fluxo magnético expressa em Weber/m²

V , diferença de potencial, em volts.

O feixe de íons assim separados prossegue então, pelo tubo analisador, passa através de uma fenda e é coletado por um detector.

Variando-se o campo magnético, todos os feixes de íons são varridos rapidamente da fenda do detetor, o qual emitirá um sinal cuja intensidade é proporcional a abundância dos isótopos. O espectro de massa da amostra (espectrograma) aparece sob forma de uma série de picos cuja disposição depende da relação m/q dos íons correspondentes e a intensidade, da concentração relativa desses íons. A figura 2 mostra o espectrograma do Cadmio. Cada pico representa um isótopo discreto cuja abundância é proporcional à altura relativa do pico no espectrograma de massa.

Os modernos espectrômetros de massa têm fornecido valores de massas isotópicas com uma precisão da ordem de 1 parte em 100 000. Seu poder de resolução, isto é, sua capacidade de separar dois isótopos com pequenas diferenças de massa é também elevado, superior a 1 parte em 3 000.

Diluição isotópica

A diluição isotópica é uma técnica analítica que permite determinar com grande precisão, por espectrometria de massa, a concentração de um elemento em uma amostra dada. Nesse método " a quantidade de um elemento é estimada a partir da variação da sua composição isotópica produzida pela adição de uma quantidade conhecida de um marcador isotópico estável". (Webster, Mass Spectrometric isotope dilution analysis. In Methods in Geochemistry, A.A. Smales and L.R. Wager eds., pp.202-246. Interscience, New York and London, 1960, 464 p.).

Na utilização dessa técnica a solução-amostra é dividida em duas frações: uma será analisada tal qual no espectrômetro de massa a fim de determinar-se sua composição isotópica. A outra é adicionada a uma quantidade conhecida da solução-marcadora (spike) de composição isotópica e concentração perfeitamente conhecidas.

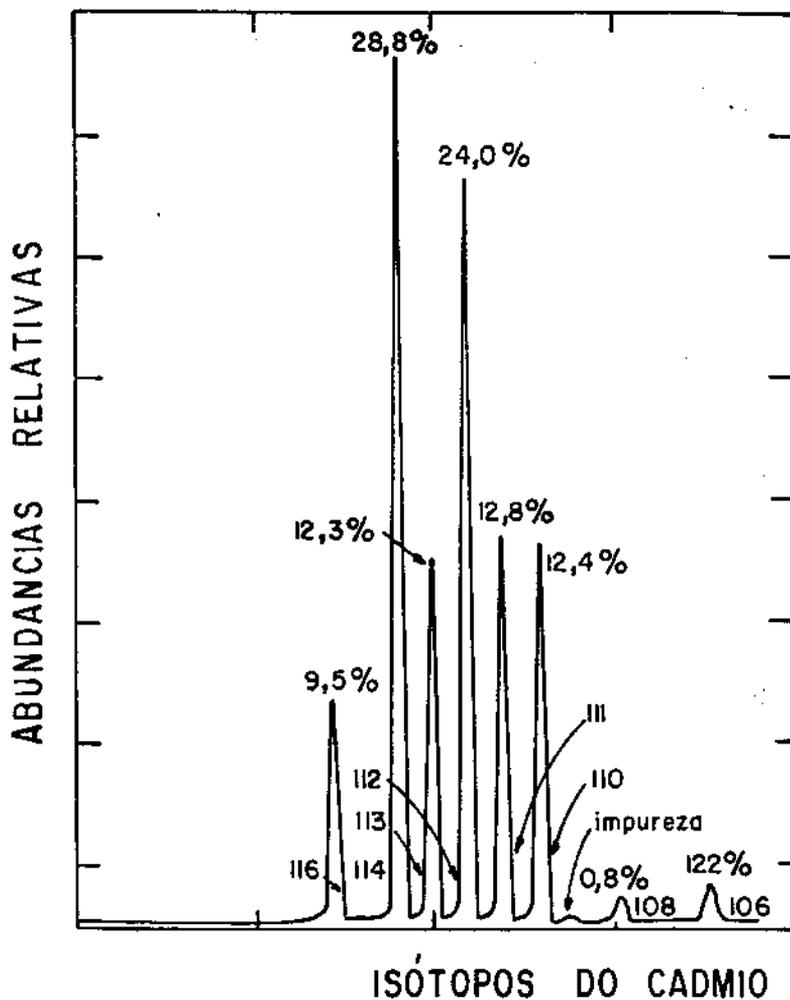


Fig.2. - Espectrograma do cadmio. A porcentagem assinalada em cada pico, representa a abundância isotópica relativa do isótopo considerado no elemento cadmio.

O "spike" é uma solução cuja composição normal foi modificada pelo enriquecimento de um de seu isótopo natural. A composição isotópica da mistura é, então, medida no espectrômetro de massa. O resultado, expresso em termos da razão da abundância de dois isótopos, permite calcular a concentração da solução amostra.

Esse método pode ser aplicado para qualquer elemento que tenha mais de um isótopo natural.

Equação da diluição isotópica

Suponha-se que o elemento A contém dois isótopos estáveis A_1 e A_2 cuja proporção natural é $(A_1/A_2)_N$. Podemos calcular uma quantidade desconhecida, x , do elemento misturando-o com y átomos de um marcador, cuja composição é $(A_1/A_2)_T$. Seja:

A_{1N} = os átomos do isótopo A_1 na amostra

A_{2N} = os átomos do isótopo A_2 na amostra

A_{1T} = os átomos do isótopo A_1 no marcador

A_{2T} = os átomos do isótopo A_2 no marcador

x = átomos do elemento A na amostra

y = átomos do elemento A no marcador

$(A_1/A_2)_N$ composição razão isotópica A_1/A_2 da amostra

$(A_1/A_2)_T$ composição razão isotópica A_1/A_2 do marcador

$(A_1/A_2)_M$ composição razão isotópica A_1/A_2 da mistura

Temos:

$$x = A_{1N} + A_{2N}$$

Dividindo ambos os membros por A_{2N} e resolvendo para A_{2N} :

$$A_{2N} = \frac{x}{1 + (A_1/A_2)_N}$$

Da mesma forma temos:

$$A_{2T} = \frac{y}{1 + (A_1/A_2)_T}$$

Multiplicando ambos os lados da equação por A_{1N}/A_{2N} e resolvendo para A_{1N} :

$$A_{1N} = \frac{x(A_1/A_2)_N}{1 + (A_1/A_2)_N}$$

e

$$A_{1T} = \frac{y(A_1/A_2)_T}{1 + (A_1/A_2)_T}$$

A razão resultante dos dois isótopos na mistura será em -
tão:

$$(A_1/A_2)_M = \frac{A_{1N} + A_{1T}}{A_{2N} + A_{2T}}$$

Substituindo os valores de A_{2N} , A_{2T} , A_{1N} , A_{1T} e simplifi-
cando temos:

$$(A_1/A_2)_M = \frac{x(A_1/A_2)_N[1 + (A_1/A_2)_T] + y(A_1/A_2)_T[1 + (A_1/A_2)_N]}{x[1 + (A_1/A_2)_T] + y[1 + (A_1/A_2)_N]}$$

x será determinado de:

$$x = \frac{y[1 + (A_1/A_2)_N][(A_1/A_2)_T - (A_1/A_2)_M]}{[1 + (A_1/A_2)_T][(A_1/A_2)_M - (A_1/A_2)_N]}$$

Como a razão $(A_1/A_2)_N$ é conhecida podemos calcular a quanti-
dade A_1 e A_2 na amostra natural e já que a composição da quantida-
de do marcador e a composição natural do elemento são determinadas
antecipadamente em experiências separadas, a única medida requeri-
da é, pois, a razão $(A_1/A_2)_M$.

Assim, depois que a solução-marcadora é misturada com a solução-amostra é necessário, unicamente, determinar a razão isotópica de uma amostra representativa da mistura. Isso é importante porque as quantidades envolvidas na maioria das técnicas radiométricas de datação são extremamente pequenas de tal forma que elas não podem ser manuseadas por métodos ordinários e os espectrômetros de massa são os melhores instrumentos para medidas de razões relativas e não para medidas absolutas.

ANEXO 3

ENERGIA DE LIGAÇÃO DE UM NUCLEO ATÔMICO

A existência de núcleos estáveis indica que forças de atração se exercem entre os nucleons, apesar da repulsão de origem eletrostática entre os protons. Essas forças entre os nucleons representam a energia de ligação do núcleo e mede-se pela quantidade de energia que se deve fornecer ao sistema para romper sua ligação.

Essa energia de ligação é calculada a partir da fórmula de Einstein que exprime a equivalência entre matéria e energia ("toda energia provém de uma perda de massa", - uma das leis fundamentais da teoria relativista de Einstein-):

$$E = \Delta m c^2$$

onde

Δm - defeito de massa - é a quantidade de massa que é convertida em energia.

c é a velocidade da luz

No sistema de unidades CGS - no qual as unidades de base são a grama, o segundo e o centímetro - a energia liberada para a transformação da massa Δm em energia é dada em ergs, dando um número muito pequeno. Por comodidade os físicos utilizam o eletrón-volt (unidade de medida de energia, igual à que recebe um eletrón quando ele é acelerado por um potencial elétrico de 1 volt).

Um eletrón-volt equivale a $1,602 \times 10^{-12}$ ergs

como

$$c = 2,998 \times 10^{10} \text{ cm/seg} \quad e$$

1 u.m.a. = $\frac{1}{N} = \frac{1}{6,02252 \times 10^{23}}$ gr, a energia expressa em MeV (1 MeV = 10^6 eV) correspondente a transformação de 1 u.m.a. é dada por

$$E_L = \frac{(2,998 \times 10^{10})^2}{6,02252 \times 10^{23} \times 1,602 \times 10^{-12} \times 10^6} =$$

$$= 931,58 \text{ MeV/u.m.a.}$$

A energia de ligação total, E_L , de um núcleo correspondendo a um defeito de massa Δm , expresso em u.m.a. é pois de:

$$E_L = 931,58 \Delta m \quad (\text{MeV})$$

e a energia de ligação por nucleon é de

$$E_L = \frac{931,58 \Delta m}{A} \quad (\text{MeV/nucleon})$$

onde

A é o número de massa do átomo considerado.

ANEXO 4

SÉRIES DE DECAIMENTOS SUCESSIVOS: EQUILÍBRIO SECULAR

Nas famílias radioativas naturais bem como em todos os casos em que um elemento-pai decai a um elemento-filho também radioativo é possível calcular a atividade do elemento-filho em associação com a do pai como uma função do tempo.

Consideremos uma cadeia de desintegrações na qual um elemento-pai decai com uma constante de decaimento, λ_1 , a um elemento -filho, que por sua vez decai com uma constante de decaimento λ_2 .

A equação para o elemento-pai é:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (1)$$

A taxa neta de formação dos átomos do elemento-filho será a diferença entre sua taxa de formação (igual a taxa de decaimento do pai) e sua taxa de decaimento, isto é,

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (2)$$

onde o índice 1 se refere ao elemento-pai e o índice 2, ao elemento-filho.

A solução dessa equação é: (ver anexo 1)

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_2^0 e^{-\lambda_2 t} \quad (3)$$

onde

N_1^0 e N_2^0 são, respectivamente, os números de átomos do elemento-pai

e do elemento-filho no tempo $t=0$.

Se, somente o elemento-pai está presente no tempo $t=0$, então, o número de átomos do filho, nesse tempo, será zero, ($N_2^0=0$), e a equação torna-se:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (4)$$

Suponhamos agora que o período do elemento-pai é muito maior do que o do elemento-filho, isto é, $\lambda_1 \ll \lambda_2$. Nesse caso, para atividades do pai cujas intensidades não mostram nenhum decaimento aparente durante o período de observação a equação (4) se reduz a:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1^0 (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (5)$$

pois

$$\lambda_2 - \lambda_1 \cong \lambda_2 \quad e \quad e^{-\lambda_1 t} \cong 1$$

Além disso se t é muito grande quando comparado a meia-vida do elemento-filho, ($t \gg \frac{1}{\lambda_2}$), então, $e^{-\lambda_2 t} \rightarrow 0$ e a equação (5) torna-se

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1^0 \quad (6)$$

que estabelece que a quantidade, N_2 , do elemento-filho presente é constante. O elemento-filho é dito, então, estar em equilíbrio secular com o elemento-pai. Como o período do pai é muito grande, sua quantidade é quase constante, $N_1^0 = N_1$, e sendo assim temos:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1 \quad (7)$$

ou

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad (8)$$

Essa é a condição para o equilíbrio secular na qual a taxa de decaimento do filho é igual a do pai.

Em uma série de decaimentos radioativos, consistindo de um pai de vida longa e uma sequência de filhos intermediários de vida curta, a condição de equilíbrio secular é propalada através da série inteira, tal que:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots = \lambda_n N_n \quad (9)$$

Uma vez que o equilíbrio secular é estabelecido, o número de átomos presente de qualquer um dos filhos instáveis será:

$$N_n = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_n} \quad (10)$$

As razões das taxas de desintegração dos filhos serão então:

$$\frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2 N_2} = \frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_3 N_3} = \dots = \frac{\lambda_{n-1} N_{n-1}}{\lambda_n N_n} = 1 \quad (11)$$

A taxa de formação do elemento-filho estável no final de uma série de decaimentos em equilíbrio secular é, pois, igual a taxa de decaimento do pai no começo da série. Portanto, o número de filhos radiogênicos, N^* , formado por decaimento em uma série em equilíbrio secular é:

$$N^* = N_1^0 - N_1 - N_2 - \dots - N_n \quad (12)$$

Da equação (10) temos:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1, \quad N_3 = \frac{\lambda_1}{\lambda_3} N_1, \dots \quad (13)$$

Substituindo esses valores em (12) temos:

$$N^* = N_1^0 - N_1 \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \frac{\lambda_1}{\lambda_3} - \dots - \frac{\lambda_1}{\lambda_n} \right) \quad (14)$$

Como as razões $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$, $\frac{\lambda_1}{\lambda_3}$, etc... são todas menores do que a unidade a equação (14) se reduz a:

$$N^* = N_1^0 - N_1 = N_1 e^{\lambda_1 t} - N_1 \quad (15)$$

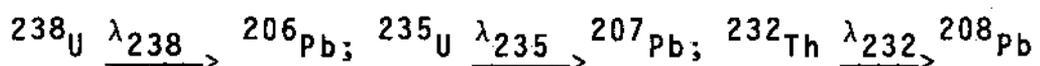
ou

$$N^* = N_1 (e^{\lambda_1 t} - 1) \quad (16)$$

O que significa que o número de filhos radiogênicos produzido pelo decaimento em uma série em equilíbrio secular, pode ser tratado como se o pai da série decaísse diretamente ao filho estável. Em outras palavras, sõ deve ser considerada a constante de decaimento do pai da série.

Nas três series radioativas naturais, o período de cada um dos elementos ^{238}U , ^{235}U e ^{232}Th que encabeçam, respectivamente, cada série é de, ao menos, um fator $\geq 10^4$ superior ao do de qualquer um dos seus filhos. Temos pois:

- i) que o equilíbrio secular se formará em menos de um século para a série do ^{232}Th e, em menos de um milhão de anos para as séries do ^{238}U e do ^{235}U ;
- ii) que do ponto de vista das datações isotópicas U,Th-Pb (Cap. III) pode-se considerar que a taxa de acumulação do elemento-final estável (nesse caso um isótopo do chumbo) se efetua como se tratasse de uma desintegração direta pai-filho. Isto é, sõ a constante de decaimento do elemento-pai é considerada:



ANEXO 5

FRACIONAMENTO ISOTÓPICO NATURAL

Chama-se fracionamento isotópico a modificação natural ou artificial da composição isotópica de um elemento por meio de processos de difusão, evaporação e intercâmbio químico, utilizando pequenas diferenças nas propriedades físicas e químicas dos isótopos.

Na natureza as composições isotópicas de elementos de baixo número atômico são variáveis porque seus isótopos são fracionados no decorrer de certos processos físicos e químicos que ocorrem naturalmente. Esse fracionamento isotópico natural é proporcional a diferença relativa das massas dos isótopos, isto é:

$$F \propto \frac{\Delta m}{m}$$

onde

Δm é a diferença de massa entre dois isótopos de um mesmo elemento e,

m é a massa desse elemento.

Por essa razão, o fracionamento isotópico natural é somente possível para elementos de número atômico inferior ou igual ao do enxofre. É porque na natureza não existem processos físicos e químicos capazes de fracionar os isótopos dos elementos mais pesados que esse que é possível calcular uma idade a partir da relação $^{207}\text{Pb}/^{206}\text{Pb}$, pois essa relação é, em princípio, indiferente as perdas do chumbo (Cap. III, pág. 59).

O fracionamento isotópico é uma consequência do fato que certas propriedades termodinâmicas das moléculas dependem das massas dos átomos que dos quais elas são compostas.

Os mais importantes elementos no qual se têm observado variações isotópicas naturais são o Hidrogênio, o Carbono, o Nitrogênio, o Oxigênio e o Enxofre.

Para caracterizar a composição isotópica em um fracionamento isotópico natural de uma amostra utiliza-se o formalismo do " δ ‰" que dá a razão entre dois isótopos na amostra e no padrão, isto é,

$$\delta \text{ ‰} = \left[\frac{\left(\frac{A_i}{A_j} \right)_{\text{am}}}{\left(\frac{A_i}{A_j} \right)_{\text{pd}}} - 1 \right] \times 10^3$$

Por exemplo, no Oxigênio o fracionamento isotópico natural é caracterizado pela medida do $\delta^{18} \text{ ‰}$ no qual o padrão usado é o SMOW (Standard Mean Ocean Water) (ver Craig, H. (1961), Science, 133, 1833-1934).

Temos pois:

$$\delta^{18} \text{ ‰} = \left[\frac{\left(\frac{180}{160} \right)_{\text{am}} - \left(\frac{180}{160} \right)_{\text{pd}}}{\left(\frac{180}{160} \right)_{\text{pd}}} \right] \times 10^3$$

A composição isotópica do Oxigênio na amostra e no padrão é medida em um espectrômetro de massa.

As medidas da composição isotópica do Oxigênio nos sedimentos oceânicos são muito utilizadas no estudo das variações recentes do clima. Nas rochas ígneas, igualmente, essas medidas contêm informações acerca das origens e formação dessas rochas.

ANEXO 6

UM EXEMPLO DE CÁLCULO DE IDADE PELO METODO U-Pb ISOTÓPICO

(Retirado de G.Faure :Principles of Isotope Geology)

Uma amostra de zircão (Stern, T.W., (1971), Geol. Soc. Amer. Bull., 82, 1615-1634) apresenta os seguintes dados analíticos:

$$U = 792,1 \text{ ppm}$$

$$Th = 318,6 \text{ ppm}$$

$$Pb = 208,2 \text{ ppm}$$

$$^{204}_{Pb} = 0,048\% \text{ (atom.)}$$

$$^{206}_{Pb} = 80,33\%$$

$$^{207}_{Pb} = 9\%$$

Foi suposto que a composição isotópica do chumbo comum inserido nesse zircão no momento da cristalização é:

$$204:206:207:208 = 1,00:16,25:15,51:35,75$$

sabe-se que:

- 1) o peso atômico desse chumbo é de 206,29 e
- 2) as abundâncias isotópicas do $^{238}_{U}$, $^{235}_{U}$ e do $^{232}_{Th}$ são, respectivamente, 99,27%, 0,72% e 100%.

Podemos, assim calcular as razões $^{238}_{U}/^{204}_{Pb}$, $^{235}_{U}/^{204}_{Pb}$ e $^{232}_{Th}/^{204}_{Pb}$ da seguinte maneira:

$$\frac{^{238}_{U}}{^{204}_{Pb}} = \frac{792,1}{\frac{238,03}{208,2} \times 0,048} \times 99,27 = \frac{792,1}{208,2} \times \frac{206,29}{238,03} \times \frac{99,27}{0,048} = 6819,0$$

$$\frac{^{235}_{U}}{^{204}_{Pb}} = \frac{6819,0}{137,8} = 49,48$$

$$\frac{^{232}\text{Th}}{^{204}\text{Pb}} = \frac{318,6}{208,2} \times \frac{206,29}{232,038} \times \frac{100}{0,048} = 2834,2$$

Os valores dos ^{206}Pb e ^{207}Pb radiogênicos e do ^{208}Pb e ^{204}Pb são obtidos imediatamente:

$$\left(\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)^* = \frac{80,33}{0,048} - \frac{16,25}{1} = 1657,29$$

$$\left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)^* = \frac{9,00}{0,048} - 15,51 = 171,99$$

$$\left(\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)^* = \frac{10,63}{0,048} - 35,73 = 185,72$$

substituindo esses valores nas equações

$$\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} = \left(\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)_o + \frac{^{238}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} (e^{\lambda_1 t} - 1)$$

$$\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} = \left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)_o + \frac{^{235}\text{U}}{^{204}\text{Pb}} (e^{\lambda_2 t} - 1)$$

$$\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}} = \left(\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)_o + \frac{^{232}\text{Th}}{^{204}\text{Pb}} (e^{\lambda_3 t} - 1)$$

onde

$\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}$, $\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}$, $\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}$ são as razões isotópicas no mineral no momento da análise.

$\left(\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)_o$, $\left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)_o$, $\left(\frac{^{208}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}\right)_o$ são as razões isotópicas do chumbo incorporado no momento da sua formação.

$\frac{^{238}\text{U}}{^{204}\text{Pb}}$, $\frac{^{235}\text{U}}{^{204}\text{Pb}}$, $\frac{^{232}\text{Th}}{^{204}\text{Pb}}$ são as razões isotópicas no mineral no momento da análise.

e

$$\lambda_1 = 1,55125 \times 10^{-10} \text{ anos}^{-1}, \lambda_2 = 9,8485 \times 10^{-10} \text{ anos}^{-1} \quad e$$

$\lambda_3 = 4,948 \times 10^{-11} \text{ anos}^{-1}$ são, respectivamente, as constantes de decaimento do ^{238}U , ^{235}U e ^{232}Th .

Temos pois:

$$t_{206} = \frac{1}{1,55125 \times 10^{-10}} \ln \left[\frac{1657,29}{6819,0} + 1 \right] = 1402 \times 10^6 \text{ anos}$$

$$t_{207} = \frac{1}{9,8485 \times 10^{-10}} \ln \left[\frac{171,99}{49,48} + 1 \right] = 1522 \times 10^6 \text{ anos}$$

$$t_{208} = \frac{1}{4,948 \times 10^{-11}} \ln \left[\frac{185,72}{2834,2} + 1 \right] = 1283 \times 10^6 \text{ anos}$$

jã a idade $t_{207-206}$ é encontrada por:

$$\left(\frac{^{207}\text{Pb}}{^{206}\text{Pb}} \right)^* = \frac{\frac{^{207}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}^*}{\frac{^{206}\text{Pb}}{^{204}\text{Pb}}} = \frac{171,99}{1657,29} = 0,10377$$

Esse valor corresponde a uma "idade 207-206" de 1688 milhões de anos obtida por interpolação na tabela 3.1, Cap. III.

Essa discordância nas datas calculadas acima e que aumentam na ordem $t_{208} < t_{206} < t_{207} < t_{207-206}$ é típica dos dados discordantes do zircão e devem por em evidência que uma ou várias suposições de datação não são satisfeitas. Nenhuma dessas datas podem ser associadas a algum evento geológico, isto é, elas não

têm significação geológica.

Foi essa frequência na discordância dos resultados do zircão que levou a necessidade de outros formalismos de datação mais modernos tais como a da noção de Concordia e Isocronos.

ANEXO 7

MICROSONDA IÔNICA

A microsonda iônica é um aparelho de alta sensibilidade constituído basicamente por um canhão de íons associado a um espectrômetro de massa (Fig. 1). Seu princípio de funcionamento é o seguinte: um feixe de íons - feixe primário - produzido na fonte de íons do canhão, geralmente íons de Oxigênio, incidem perpendicularmente sobre a amostra a ser analisada. Os íons arrancados da amostra por espalhamento - feixe secundário - são, em seguida, introduzidos na fonte do espectrômetro de massa onde são analisados (ver anexo 3).

A amostra a ser datada, colocada na parte inferior do canhão, tem a forma de um cristal polido. Para controlar o ponto de impacto do feixe primário sobre a amostra a microsonda é equipada com um microscópio. Nas microsondas modernas o diâmetro do feixe de íons primários é da ordem de 1 μ m.

A maior vantagem do uso da microsonda iônica é a de poder-se efetuar várias medidas sobre um só cristal. No caso de datações pelo método U-Pb é também possível obter-se uma curva Discordia sobre zircões individuais (ver Fig. 3.9, Cap. III).

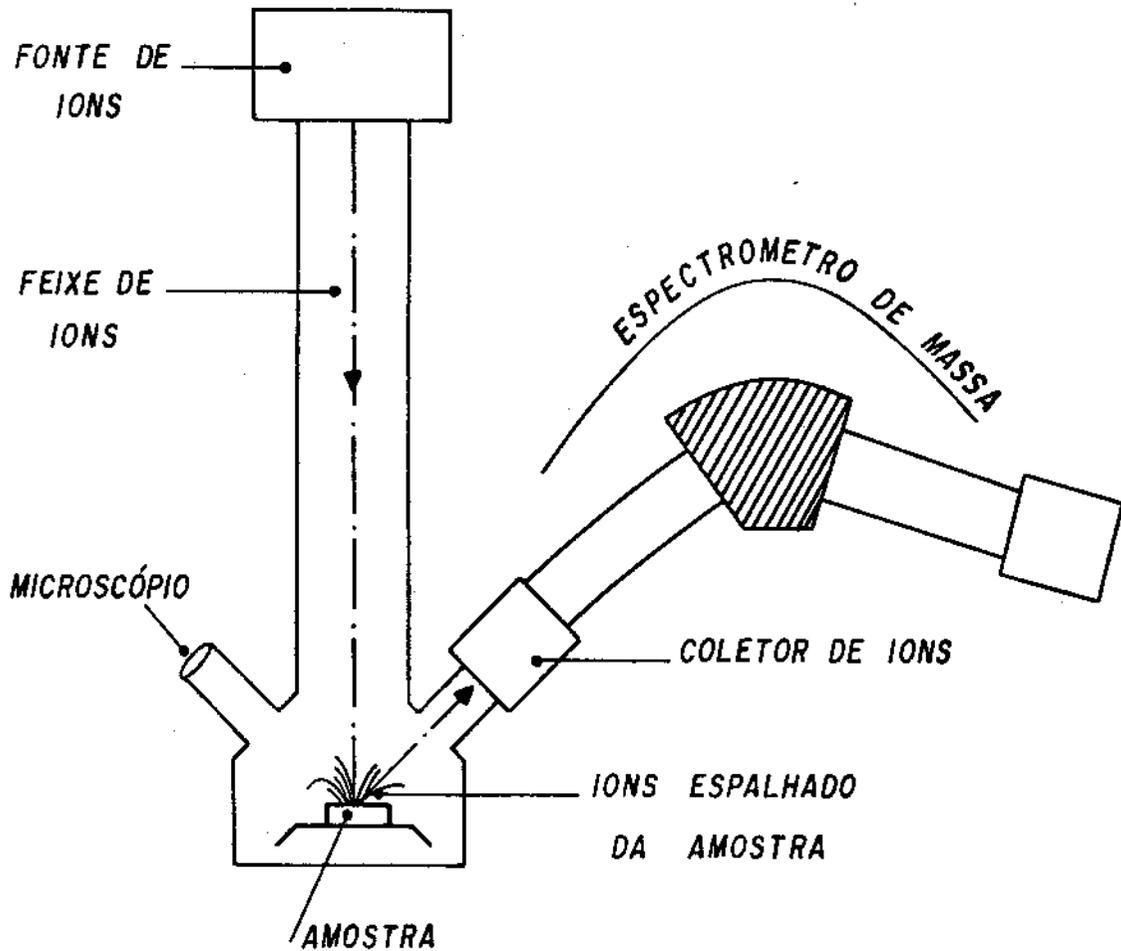


Fig.1. - Esquema do princípio de uma microsonda iônica.