

地质热历史研究的 裂变径迹法

康铁笙 王世成 著

科学出版社

地质热历史研究的 裂变径迹法

康铁笙 王世成 著

科学出版社

1991

内 容 简 介

本书比较全面、系统地介绍了用裂变径迹法分析研究地质热历史的方法。主要内容有：径迹学的基本概念及矿物中裂变径迹的退火特性；磷灰石中裂变径迹的退火规律及其与油气资源评价的关系；裂变径迹定年的原理和实验方法，裂变径迹定年的标准化；径迹长度分布与热历史的关系及测定方法。本书还详细说明了如何使用裂变径迹年龄、径迹长度分布和封闭温度等参量进行热历史分析，对沉积物来源的分析方法也作了介绍；最后举例说明了该方法在沉积盆地古地温史、地热上升史和冷却史等方面研究中的应用。本书不仅介绍了系统的理论，而且还详细介绍了实验技术和操作方法。

本书主要供从事地质热历史、石油地质和勘探、地质年代学、能源开发、地球物理学等方面的科研工作者及高等院校有关专业的师生参考，也可供对此感兴趣的其它人员阅读。

地质热历史研究的裂变径迹法

康铁笙 王世成 著

责任编辑 谢洪源

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码：100707

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1991年9月第一版 开本：787×1092 1/16

1991年9月第一次印刷 印张：7 1/2

印数：0001—600 字数：166 000

ISBN 7-03-002331-5/P·471

定价：7.50元

前 言

自1940年发现 ^{238}U 自发裂变现象的20年之后,1962年Price等首次用光学显微镜观察到云母中经化学蚀刻扩大的 ^{238}U 自发裂变径迹。1965年,Walker等基于自发裂变径迹计数测定了矿物的年龄,提出了裂变径迹定年法(Fleischer et al., 1964a; Fleischer et al., 1965b)。该方法不久即在许多地质问题的研究中得到了应用(王庆隆等, 1984; 刘顺生等, 1984)。我国在70年代利用这一技术测定了白云母和玻璃陨石的年龄(中国科学院原子能研究所和中国科学院地球化学研究所协作组, 1976)、周口店北京猿人的年代(郭士伦等, 1980)等。

裂变径迹因受热而发生衰退,简称退火。随着对矿物中裂变径迹退火规律研究的不断深化,因而裂变径迹法的应用范围也随之扩大,成为研究地质热历史的一种新方法,用来恢复岩石的热历史,测定地质体的冷却速度和上升速度等。特别是80年代以来,裂变径迹法被用于沉积盆地热历史的研究。目前美国、澳大利亚等十几个国家开展了这方面的研究,已对油气资源评价和勘探产生了重要影响。

沉积盆地中油气的生成、迁移和聚集与地热条件密切相关,在此过程中温度是不断变化的,生油母质往往经历了十分复杂的受热过程。因此不仅要了解今地温,更重要的是了解古地温及其变化规律。研究沉积盆地的热历史,对于油气资源评价和远景预测至关重要。

以往研究古地温的常用方法,如镜质组反射率法和粘土矿物转化法等,只给出地热作用的总效果,测量精度差,并各有其局限性和不定性,因此需要发展古地温测量的新方法。裂变径迹法适用于整个地质时代和各类地层,可以直接给出热历史以及沉积物的来源等信息,在研究热历史的时间、空间尺度与内容方面优于以往的方法,有其独到的优越性。

近年来这一方法发展很快,应用越来越多。国内从1985年起开始利用裂变径迹法研究沉积盆地的热历史,并取得令人鼓舞的进展,为油气资源评价提供了宝贵的古地温资料。

我国地域辽阔,拥有许多类型和各种地质年代的地质构造,拥有许多沉积盆地和丰富的石油资源。所以用裂变径迹法分析研究热历史的方法,在我国将有广阔的应用前景,并将产生很大的经济效益。因此我们拟在本书中对这一方法进行介绍,以期对我国地质热历史的研究领域,尤其是石油勘探领域有所贡献。由于作者的水平和实际工作的深度和广度有限,因此本书只作了一般性原理和分析方法的介绍。对于书中的缺点和错误,诚恳希望读者批评指正。

在评审本书初稿时,汪缉安、汪集暘、王庆隆、陈祥高和谢洪源诸同志提出了宝贵意见,对此我们深表感谢。

目 录

前言	
第一章 径迹的形成及蚀刻	(1)
第一节 径迹的形成机制.....	(1)
第二节 径迹的蚀刻.....	(3)
第三节 径迹蚀刻的几何效率.....	(4)
第四节 矿物中裂变径迹的蚀刻条件.....	(7)
第二章 矿物中裂变径迹的稳定性	(9)
第一节 自然界矿物中裂变径迹的来源.....	(9)
第二节 潜径迹的稳定性.....	(10)
第三节 裂变径迹年龄及其地质学意义.....	(13)
第四节 裂变径迹年龄的修正.....	(16)
第五节 裂变径迹封闭温度.....	(18)
第六节 古径迹长度分布.....	(23)
第三章 磷灰石裂变径迹分析	(25)
第一节 磷灰石在地球岩石中的分布.....	(25)
第二节 磷灰石中古径迹退火特征.....	(26)
第三节 磷灰石裂变径迹分析与石油资源评价.....	(29)
第四节 磷灰石裂变径迹分析的几个参量.....	(31)
第五节 裂变径迹长度双峰分布的分析.....	(35)
第六节 具有复杂埋藏史的沉积盆地的热历史分析.....	(37)
第四章 裂变径迹定年的实验方法	(40)
第一节 总体法和扣除法.....	(40)
第二节 外探测器法原理.....	(41)
第三节 裂变径迹定年的误差估计.....	(43)
第四节 外探测器法操作流程.....	(44)
第五节 热中子注量的测量.....	(50)
第六节 锆石光薄片的制作和蚀刻.....	(52)
第七节 裂变径迹定年法的标准化—— <i>Zeta</i> 常数校正法.....	(52)
第五章 裂变径迹长度分布	(57)
第一节 封闭径迹长度.....	(57)
第二节 不完整径迹的投影长度.....	(61)
第三节 径迹长度分布.....	(62)
第四节 长度偏斜及其修正.....	(63)

第六章 径迹技术	(69)
第一节 裂变径迹的辨认.....	(69)
第二节 径迹蚀刻的各向异性.....	(72)
第三节 蚀刻条件的选择.....	(74)
第四节 折射率校正.....	(77)
第五节 观测技术.....	(79)
第七章 应用	(81)
第一节 澳大利亚奥特韦 (Otway) 盆地石油窗温度范围内的地质热历史分析.....	(81)
第二节 用磷灰石裂变径迹分析法研究我国临清拗陷生油层的热历史.....	(86)
第三节 火成岩侵入对澳大利亚坎宁 (Canning) 盆地热演化的影响.....	(91)
第四节 用矿物对法研究澳大利亚西维多利亚地区花岗岩的热历史.....	(97)
第五节 朝鲜南部侏罗纪和白垩纪花岗岩中磷灰石的裂变径迹年龄及其在构造上的意义.....	(104)
参考文献	(110)

第一章 径迹的形成及蚀刻

第一节 径迹的形成机制

如图 1.1 所示,带电粒子射入绝缘固体内,与邻近原子的电子相互作用而使原子发生电离,沿入射粒子轨道形成一个正电荷区。由于同性电荷互相排斥,因此这些带正电的原子离开原来的位置并达到新的平衡。这样在粒子轨迹附近形成一个被扰动的区域,对于晶体来说,就是晶格被破坏。这种由带电粒子造成的物质结构的破坏称为辐射损伤。这样,带电粒子的轨迹就被记录在该固体中。沿粒子轨迹的辐射损伤区即称为潜径迹。潜径迹的宽度约 50—100 Å ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ cm}$),用电子显微镜才能观察到。显然,金属及导电性好的半导体不能记录径迹,因为其自由电子可回到原来位置,使入射粒子造成的辐射损伤愈合。

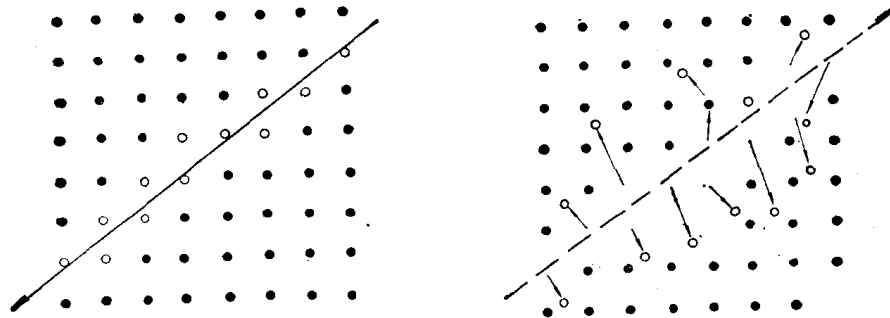


图 1.1 潜径迹形成机制

如果用适当的化学试剂腐蚀该物质(可称为化学蚀刻),则辐射损伤区的物质比未受损伤的物质更快地被蚀刻,从而把潜径迹揭示出来和扩大成用光学显微镜可见的径迹。称未受损伤物质的蚀刻速度为体蚀刻速度,用 V_B 表示;而称损伤区物质的蚀刻速度,也即沿潜径迹的蚀刻速度为径迹蚀刻速度,用 V_T 表示。令 $V = V_T/V_B$, 称 V 为蚀刻速度比。能蚀刻出径迹的必要条件是 $V > 1$ 。

当原子序数为 Z , 能量为 E (此处指动能) 的粒子射入某绝缘物质时, 沿其轨迹造成的辐射损伤密度 J 为 (Fleischer et al., 1975)

$$J = aZ^*2\beta^{-2} \left[\ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} + K - \beta^2 - \delta(\beta) \right] \quad (1.1)$$

式中: a 为与物质有关的常数; $Z^* = Z[1 - \exp(-125\beta/Z^{2/3})]$ 为粒子的有效电荷; $\beta =$

v/c , v 为粒子速度, c 为光速; K 为某一常数; $\delta(\beta)$ 为相对论修正项。 β 与 E 的关系是

$$E = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) m_0 c^2$$

式中: m_0 为粒子的静止质量。几种粒子的 J 与 β 的关系见图 1.2。图 1.2 中 E/M 为粒子比能; M 为粒子质量, 取原子质量单位 (amu) 为 u 。图 1.2 中曲线是在假定 K 为 16 的条件下计算的。由图 1.2 可见, 入射粒子的原子序数越高, 辐射损伤密度 J 越大; 而能量只在取某些较低值 (Z 不同的粒子能量值也不同) 时, J 才达到最大值。

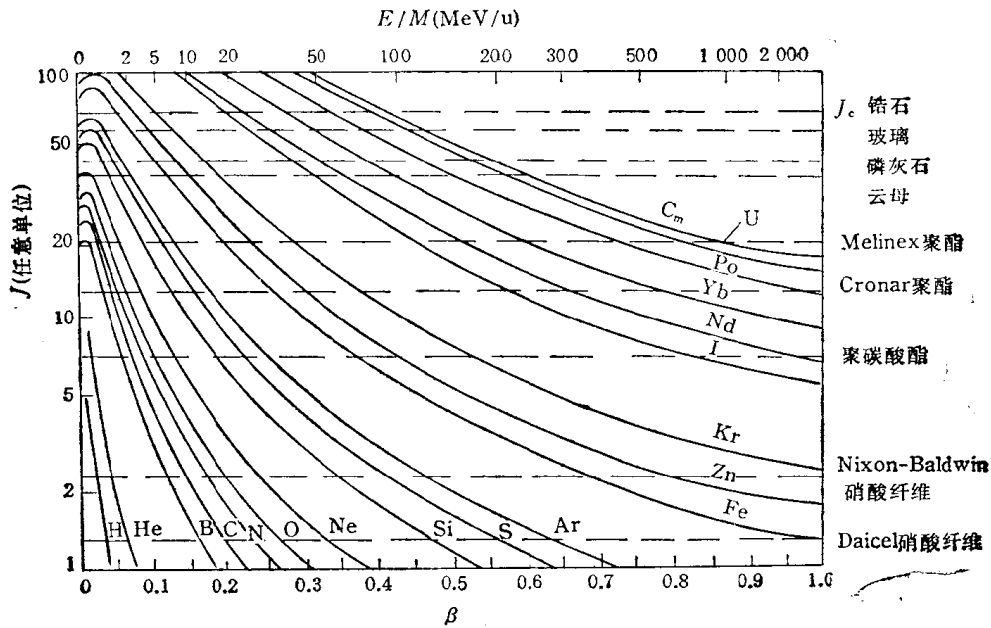


图 1.2 带电粒子的辐射损伤密度

辐射损伤密度 J 越大, 蚀刻速度比 V 越大。称 $V=1$ 时的辐射损伤密度 J_c 为临界辐射损伤密度, 也即物质的记录阈。只有当粒子的辐射损伤密度 J 大于 J_c 时, 才有可能用化学蚀刻将潜径迹揭示成径迹。

带电粒子射入物质以后, 沿其轨迹不断损失能量, 最后停止下来。粒子在物质中轨迹的长度称为粒子在该物质中的射程。由图 1.2 可知, 一个能量较高的粒子射入记录阈为 J_c 的物质, 该粒子沿其轨迹造成的辐射损伤密度 J 随粒子能量减小而增大, 在接近粒子停止点时, J 又减小。只有当 $J > J_c$ 时, 才能被揭示。称粒子射程中 $J \geq J_c$ 的部分的长度为记录射程或可蚀刻射程, 而称 $J = J_c$ 时粒子的比能 $(E/M)_c$ 称为此粒子在该物质中的阈能。一般阈能指图 1.2 曲线中高能一端的值, 即能量较高的粒子, 当其比能降低到 $(E/M)_c$ 时才开始满足 $J > J_c$, 被物质记录。

J_c 取决于记录物质本身的特性, 与入射粒子无关。各种径迹记录物质中以矿物的记录阈最高。矿物中含有微量铀, 铀裂变产生的裂片具有较大的原子序数, 比能 E/M 约为 0.5—1.0 MeV/u。由图 1.2 可见, 这样的粒子造成的辐射损伤密度 J 远大于 J_c ,

所以能被矿物记录下来，而且在全部轨迹上几乎都满足 $J > J_c$ ，从而其记录射程与射程近似相等。自然界中存在的其它轻粒子，如 α 、 β^- 粒子等，其辐射损伤密度 J 都小于矿物的 J_c ，不能被矿物记录。这就是说，我们所研究的矿物只记录裂片径迹，这就使在使用裂变径迹技术时免受了大量轻粒子的干扰。

第二节 径迹的蚀刻

使用适当的化学试剂蚀刻，可以将潜径迹扩大成为用光学显微镜可见的蚀坑，即径迹。对于各向同性的物质， V_B 在各方向上相等，其蚀刻径迹的几何见图 1.3。粒子从物质表面 O 点射入，到 R 点停止。如果设在 OR 上满足 $J > J_c$ ，则 OR 等于粒子在物质中的记录射程，记为 R_0 。

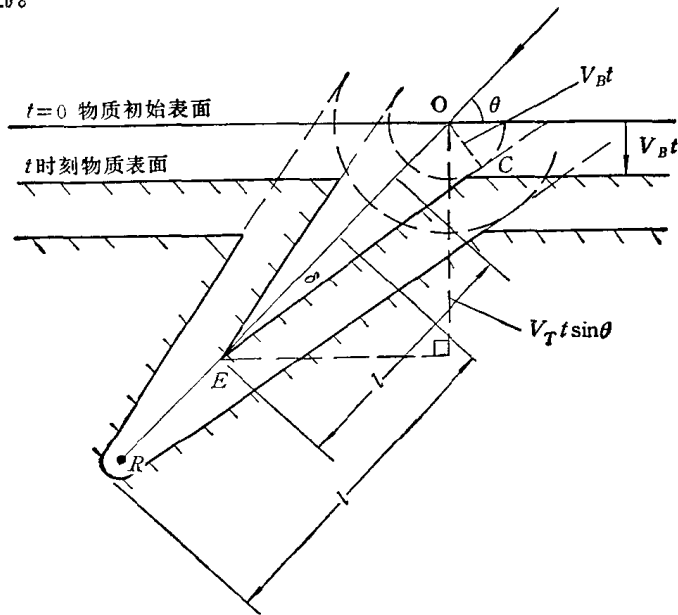


图 1.3 蚀刻径迹的几何

按蚀刻程度，可将径迹分成三种。第一种径迹是在蚀刻剂未达到记录射程终点 R 时蚀刻过程停止而得到的径迹，称为蚀刻不完全的径迹，如图 1.3 所示的顶点在 E 的蚀坑。蚀刻剂沿粒子轨迹以速度 V_T 蚀刻，其它部分则以速度 V_B 蚀刻，这就在被剥蚀了厚度 $V_B t$ (t 为蚀刻时间) 后呈现的物质的新表面上形成圆锥形蚀坑。显然， $OE = V_T t$ ， $OC = V_B t$ 。由图 1.3 可知，

$$\sin \delta = \frac{V_B}{V_T},$$

所以

$$\delta = \sin^{-1} \left(\frac{V_B}{V_T} \right)$$

或写为

$$\delta = \sin^{-1} (V^{-1}) \quad (1.2)$$

式中： δ 为蚀坑的圆锥角。由图 1.3 又可知，形成径迹必须满足以下条件

$$V_T t \sin \theta > V_B t$$

也即

$$\sin\theta > V^{-1} \text{ 或 } V\sin\theta > 1 \quad (1.3)$$

式中： θ 是粒子入射的倾角。称

$$\theta_c = \sin^{-1}(V^{-1})$$

为临界角。 θ_c 的意义是，当粒子入射的倾角 $\theta > \theta_c$ 时，该粒子的潜径迹才能被蚀刻成径迹。所以 $V\sin\theta > 1$ 是粒子潜径迹通过化学蚀刻被揭示和扩大成径迹的充分必要条件。可见，对于象铀裂片造成的那种辐射损伤密度很大的潜径迹，其蚀坑狭长，圆锥角很小。以 l 表示蚀坑的长度（图1.3），则

$$l = V_R t - \frac{V_B t}{\sin\theta}$$

即

$$l = \left(V - \frac{1}{\sin\theta} \right) V_B t \quad (1.4)$$

第二种径迹是在蚀刻时间 t_0 蚀刻剂达到记录射程终点 R 时，蚀刻过程停止而得到的径迹，其蚀坑顶点在 R 点，这种径迹称为蚀刻完全的径迹。可见 $V_R t_0 = R_0$ ，即 $t_0 = R_0/V_R$ 。将 t_0 代入（1.4）式，得到蚀坑长度为

$$l_0 = \left(1 - \frac{1}{V\sin\theta} \right) R_0 \quad (1.5)$$

若在蚀刻剂到达 R 点以后又继续蚀刻了时间 t' ，则在 t' 内蚀坑顶端将以速度 V_B 向周围扩张而变成圆弧形，这种径迹是第三种，称为过蚀刻径迹，其长度为

$$l' = l_0 + V_B t' - \frac{V_B t'}{\sin\theta}$$

将（1.5）式的 l_0 代入，得

$$l' = \left(1 - \frac{1}{V\sin\theta} \right) R_0 - \left(\frac{1}{\sin\theta} - 1 \right) V_B t' \quad (1.6)$$

因为只有满足 $V\sin\theta > 1$ 的粒子潜径迹才能被蚀刻出来，所以上述三种径迹长度都小于记录射程长度 R_0 。只有在 $V\sin\theta \gg 1$ 时，才有 $l_c \approx R_0$ ；在 $V\sin\theta \gg 1$ ，且 $\theta \approx 90^\circ$ 时，才有 $l' \approx R_0$ 。

第三节 径迹蚀刻的几何效率

由上节可知，当粒子在物质中造成的辐射损伤密度大于 J_c 时，才有可能用化学蚀刻将其潜径迹揭示成径迹。但若要在某物质表面蚀刻出来，潜径迹的倾角还必须大于 θ_c 。可用几何效率 η 表示这一蚀刻性质。

外照射情况，即粒子从记录物质表面外射入该物质，见图 1.4。图 1.4 中 xoy 平面表示物质表面，其法线为 z 轴。粒子入射角为 θ' ， θ' 与倾角 θ 的关系是 $\theta' = 90^\circ - \theta$ 。如果各粒子都具有相同的 J ，且 $J > J_c$ ，其入射方向在 2π 立体角内均匀分布，则只有 $\theta > \theta_c$ 的那部分径迹才能被蚀刻出来。这部分径迹所占立体角为

$$\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2} - \theta_c} \sin\theta' d\theta'$$

则蚀刻径迹的几何效率为

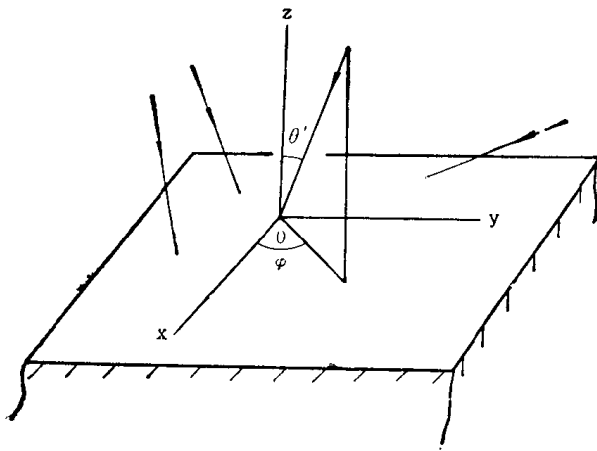


图 1.4 外照射示意图

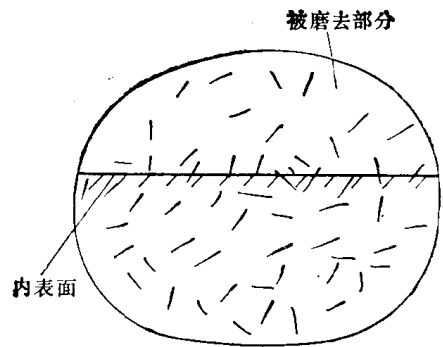


图 1.5 矿物内表面径迹示意图

$$\eta = \Omega / 2\pi$$

计算后得

$$\eta = 1 - \sin\theta_c \quad (1.7)$$

或写成

$$\eta = 1 - V^{-1} \quad (1.8)$$

内照射情况是指照射粒子来自记录物质内部，我们用矿物内的裂变径迹来说明这一情况，见图1.5。假设矿物单位体积内发生裂变的原子数为 N ，每个裂变的原子分裂成两个裂片。设每个裂片的射程都等于 $R/2$ ，

且在整个射程上满足 $J > J_0$ 。裂片运动方向在 4π 立体角内均匀分布，所以射到矿物某一内表面上的裂片，只能来自位于该内表面上、下两侧各 $R/2$ 距离之内发生裂变的原子。如果蚀刻此内表面，则蚀刻后新表面上的径迹来源将如图 1.6 所示。蚀刻前初始表面在蚀刻时间 $t=0$ 的位置，蚀刻了 t 时间后，新表面位于初始表面以下距离为 h 的位置， h 称为剥层厚度。这时新表面（又称 t 表面）上的蚀刻径迹将来自以下五部分发生裂变的原子：

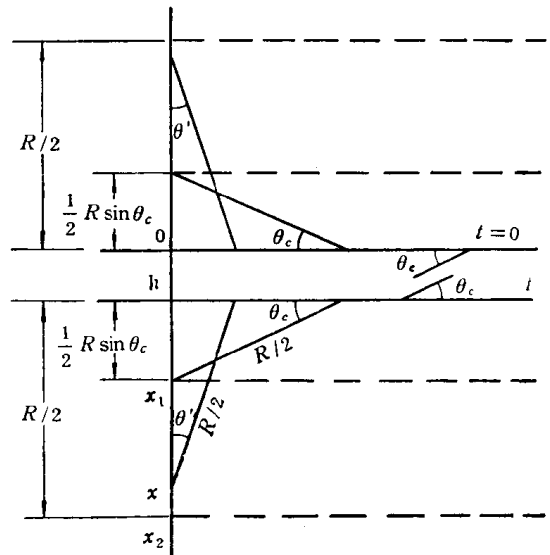


图 1.6 矿物内表面径迹密度计算示意图

(1) 初始表面至 t 表面之间发生裂变的原子，凡是其轨迹与初始表面相夹的倾角大于临界角 θ_c 的都能在 t 表面被蚀刻出径迹。这部分原子数为：

$$n_1 = \int_0^h N \frac{\Omega_1}{2\pi} dx$$

式中： $\Omega_1 = \int_0^{\alpha_1} 2\pi \sin\theta' d\theta'$ ， $\alpha_1 = \pi/2 - \theta_c$ ，积分得 $\Omega_1 = 2\pi(1 - \sin\theta_c)$ ，代入 n_1 得

$$n_1 = N(1 - \sin\theta_c)h \quad (1.9)$$

(2) 位于 t 表面以下 $R\sin\theta_c/2$ 以内发生裂变的原子, 当其裂片轨迹与表面夹角大于 θ_c 时, 都能与 t 表面相交。这部分原子数为:

$$n_2 = \int_h^{x_1} N \frac{\Omega_1}{2\pi} dx$$

式中: $x_1 = h + R\sin\theta_c/2$, Ω_1 与 n_1 式中的 Ω_1 相同。将 x_1 和 Ω_1 代入 n_2 , 得

$$n_2 = -\frac{1}{2}NR(1 - \sin\theta_c)\sin\theta_c \quad (1.10)$$

(3) 处于 x_1 到 x_2 ($x_2 = h + R/2$) 这一层内发生裂变的原子, 其裂片轨迹能否与 t 表面相交, 与该原子所处位置有关。在 $x - x + dx$ 这一微小间隔内, 裂片轨迹能与 t 表面相交的原子数为

$$\Delta n_3 = N \frac{\Omega_2}{2\pi} dx$$

则在 $x_1 - x_2$, 这类原子数为

$$n_3 = N \int_{x_1}^{x_2} \frac{\Omega_2}{2\pi} dx$$

式中: $\Omega_2 = \int_0^{a_2} 2\pi \sin\theta' d\theta'$, $a_2 = \arccos[2(x - h)/R]$, 积分得 $\Omega_2 = 2\pi[1 - 2(x - h)/R]$ 。将

Ω_2, x_1 和 x_2 代入 n_3 , 得

$$n_3 = NR \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{2} \sin\theta_c + \frac{1}{4} \sin^2\theta_c \right) \quad (1.11)$$

(4) 在初始表面以上 $R\sin\theta_c/2$ 厚度内发生裂变的原子, 当其裂片轨迹与该表面夹角大于 θ_c 时, 其径迹可留在 t 表面上。因为从理论上说, 凡是能在初始表面蚀刻出的径迹, 无论蚀刻多长时间, 其蚀坑都将保留在蚀刻出的新表面上。这部分原子数为:

$$n_4 = N \int_0^{R\sin\theta_c/2} \frac{\Omega_1}{2\pi} dx$$

式中: Ω_1 与 n_1 式中的 Ω_1 相同。将 Ω_1 代入 n_4 , 得

$$n_4 = \frac{1}{2}NR(1 - \sin\theta_c)\sin\theta_c \quad (1.12)$$

(5) 在初始表面以上 $R\sin\theta_c/2 - R/2$ 厚度间隔内发生裂变, 且其轨迹能与该表面相交的原子数为

$$n_5 = \int_{-R\sin\theta_c/2}^{-R/2} \frac{\Omega_3}{2\pi} dx$$

式中: $\Omega_3 = \int_0^{a_3} 2\pi \sin\theta' d\theta'$, $a_3 = \arccos(-2x/R)$, 积分得 $\Omega_3 = -2\pi(1 - 2x/R)$ 。将 Ω_3 代

入 n_5 , 得

$$n_5 = NR \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{2} \sin \theta_c + \frac{1}{4} \sin^2 \theta_c \right) \quad (1.13)$$

显现于 t 表面上的径迹是上述五部分径迹之和, 所以 t 表面上径迹的面密度为

$$\rho = \sum_{j=1}^5 n_j \quad (1.14)$$

将 n_1-n_5 代入 (1.14) 式, 得

$$\rho = N \left[(1 - \sin \theta_c) h + \frac{1}{2} R \cos^2 \theta_c \right] \quad (1.15)$$

从理论上说, 蚀坑一旦形成, 就在以后的蚀刻表面上都保留着。这样, 随表面剥层厚度 h 增加, 蚀坑数应不断增加。但实际上那些蚀刻时间较长而造成过蚀刻程度高的径迹都呈平缓坑状 (图 1.3) 而失去必要的光学反差, 因而不能被观测到。也就是说, 从某一径迹开始出现的表面到其不能被观测到时的表面间的距离是有限的。因此延长蚀刻时间并不能无限地增加可观测的径迹数, 而是随蚀刻过程的延长, 径迹的消、长达到平衡, 得到某一径迹密度最大值。因此 h 值是有限的。对于矿物来说, 除以上原因外, 还由于过度的蚀刻往往导致表面黑斑加重、透明度变差等问题, 非常不利于径迹的观测, 因此矿物的蚀刻都不过度, 满足 $h \ll R$ 。从而 (1.15) 式可简化为

$$\rho = NR \cos^2 \theta_c \cdot \frac{1}{2} \quad (1.16)$$

由 (1.16) 式可看出, 当 $\theta_c = 0$ 时, 4π 立体角内的径迹都能被蚀刻出来。所以径迹蚀刻的几何效率

$$\eta = \cos^2 \theta_c \quad (1.17)$$

或写成

$$\eta = 1 - V^{-2} \quad (1.18)$$

第四节 矿物中裂变径迹的蚀刻条件

对于一定的径迹记录物质, 蚀刻效率不仅与入射粒子有关, 而且也与蚀刻条件有关。对于相同辐射损伤密度的潜径迹, 使用不同的蚀刻条件所得蚀刻效率不同, 蚀刻效率越高, 蚀刻条件越灵敏。由 (1.8) 和 (1.18) 式可知, V 值越大, 蚀刻效率越高。所以对于相同的入射粒子, V 实质上表示蚀刻条件具有的灵敏度。对于裂变径迹分析技术来说, 选用灵敏度高的蚀刻条件是很必要的。某些常用矿物的蚀刻条件见表 1.1。表 1.1 所列蚀刻条件仅供参考。因为自然矿物组成复杂, 即使同类矿物在组成、密度等方面也不完全一样, 甚至产地不同也有一定影响, 这就导致蚀刻性质的差异, 需要通过实验选择合适的蚀刻条件。一般地说, 可参照表 1.1 所列的蚀刻剂, 改变浓度、配比或温度就可以了。表 1.1 中所列蚀刻时间只供年龄测定时参考, 如果不是定年, 则需要重选蚀刻时间。

蚀刻效率与入射粒子有关。原子序数大和能量较低的粒子, 其潜径迹具有较大的蚀刻效率。铀裂片是低能高原子序数的重粒子, 在矿物中辐射损伤密度极大, 因此其蚀刻效率是很高的。

表 1.1 常用矿物的蚀刻条件

矿物名称	蚀刻剂	温度(°C)	时间
磷灰石	0.25% HNO ₃	23	5—10min
	1% HNO ₃	23	2—3min
	6.6% HNO ₃	25	10—30s
重晶石	65—68% HNO ₃	100	3h
钙铀云母	10% HCl	23	10—30s
绿柱石	19N ^a KOH	150	9h
黑云母	48% HF	23	3—20s
	20% HF	23	1—2min
方解石	10% HCl	23	50s—1min
绿泥石	48% HF	23	10min
斜绿泥石	48% HF	23	10min
萤石	98% H ₂ SO ₄	23	10min
石榴子石	KOH水溶液	150	2h
玻璃	48% HF	23	50s—4min
石膏	5% HF	23	5—10
石盐	3g HgCl ₂ 溶于1L乙醇	23	30s
角闪石	48% HF	23—60	5—60s
锂云母	48% HF	23	3—20s
珍珠云母	48% HF	23	2min
微斜长石	48% HF	23	1—10s
白云母	5g KOH + 1g H ₂ O	190	80min
	48% HF	23	10—40min
橄榄石	1ml H ₃ PO ₄ + 1g草酸 + 40g EDTA		
	+ 100ml H ₂ O + 4.5g NaOH	125	2—5h
	KOH水溶液	220	8min
正长石	48% HF	23	10s
叶绿泥石	48% HF	23	5min
金云母	48% HF	23	2min
普通辉石	2ml 48% HF + 1ml 80% H ₂ SO ₄		
	+ 4ml H ₂ O	23	5—20min
透辉石	3g NaOH + 2g H ₂ O	沸腾	80min
易变辉石	3g NaOH + 2g H ₂ O	沸腾	80min
斜方辉石	3g NaOH + 2g H ₂ O	沸腾	40—70min
石英	KOH水溶液	150	3h
	48% HF	23	24h
锂辉石	48% HF	23	24h
硼石	浓HCl	90	0.5—1h
	50N NaOH	130	0.5—3h
滑石	48% HF	23	15min
黄玉	KOH水溶液	150	100min
电气石	KOH水溶液	220	20min
锆石	H ₃ PO ₄	373—500	1—2min
	40N NaOH	220	1—5h
	11.2g KOH + 8g NaOH	熔融	2—6h
	2ml 48% HF + 1ml 80% H ₂ SO ₄	150—180	5—15h

a) 1N ≡ (1mol/l) × 离子价数, 下同。

第二章 矿物中裂变径迹的稳定性

第一节 自然界矿物中裂变径迹的来源

放射性衰变遵守以下规律:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda_D t} \quad (2.1)$$

式中: N_0 为在时间 $t=0$ 时放射性元素的核数; N_t 为衰变了 t 时间后剩余的核数; λ_D 为总衰变常数。天然放射性元素通常以三种方式进行衰变, 即自发裂变、 α 和 β^- 衰变。总衰变常数为各种衰变常数之和:

$$\lambda_D = \lambda_F + \lambda_j \quad (2.2)$$

式中: λ_F 为自发裂变的衰变常数; λ_j 为其它衰变方式的衰变常数之和。在讨论放射性衰变时, 常使用半衰期 $T_{1/2}$ 这个量, 它是指母核衰变掉一半数目所需的时间, 和衰变常数 λ 有如下关系:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0.693}{\lambda} \quad (2.3)$$

放射性元素在单位时间内的衰变数, 即活性 P 可表示为 $P = \lambda_D N$, 其中自发裂变引起的部分为 $P \lambda_F / \lambda_D$ 。由 (2.1) 式可知, 衰变 t 时间后已衰变的核数 ΔN_D 为

$$\Delta N_D = N_0 - N_t e^{-\lambda_D t}$$

利用 (2.1) 式可求得 $N_0 = N_t e^{\lambda_D t}$, 所以

$$\Delta N_D = N_t (e^{\lambda_D t} - 1) \quad (2.4)$$

其中由于自发裂变而引起的衰变核数 ΔN_F 为:

$$\Delta N_F = \frac{\lambda_F}{\lambda_D} N_t (e^{\lambda_D t} - 1) \quad (2.5)$$

换句话说, ΔN_F 也是已发生的裂变数。

天然放射性元素的质量都在 200u 以上, 比 α 和 β^- 的质量 (分别为 4 和 1/1840u) 大得多。根据动能和动量守恒定律, 当它们发生 α 和 β^- 衰变时, α 和 β^- 将获得很大动能, 但衰变后生成的另一重核的运动速度可认为等于零。由于 α 和 β^- 在矿物中造成的辐射损伤密度远低于矿物的记录阈 J_c , 因此不能被矿物记录。而另一重核因其速度为零, 故也不能在矿物中留下径迹。

在发生自发裂变时, 裂变核分裂成运动方向相反、质量相近的两个裂片。裂片质量有一定分布。例如铀同位素 ^{238}U 自发裂变时, 产额最高的两个裂片的质量分别为 135 和 90u, 即使最轻的裂片, 其质量也大于 70u。裂变释放的总动能约为 200MeV, 其中绝大部分转变成裂片的动能, 约 170MeV。由于裂片获得的动能与其质量成反比, 因此裂片越轻, 其能量越大, 在矿物中的损伤密度越小。假设最轻的裂片质量为 70u, 则其比能 E/M 约为 1.6MeV/u。由图 1.2 可见, 该裂片的辐射损伤密度仍然大于矿物的记录阈

J_0 。这就是说，矿物可以把所有裂片记录下来。

自然界中能发生自发裂变的元素主要有铀和钍(Th)。现将它们的同位素的一些参数列于表2.1。表2.1中同位素丰度是指某同位素占总元素量的百分比，相对自发裂变速度是指以矿物中 ^{238}U 自发裂变速度为1时的自发裂变速度。由表2.1可见，在铀的三种同位素中，以 ^{238}U 自发裂变的几率最大，且其丰度在99%以上；而 ^{235}U 和 ^{234}U 不仅自发裂变几率小，而且丰度特别低，所以它们的自发裂变速度远小于 ^{238}U 。 ^{232}Th 的自发裂变半衰期 $T_{1/2}$ 大于 10^{21}a 。如果其自发裂变径迹数要达到 ^{238}U 的1/100，则需要矿物中钍、铀含量比Th/U大于1000。但一般矿物中Th/U比远低于此值(Price et al., 1963)。

表 2.1 铀、钍同位素的一些自发裂变参数

参 数	同位素	^{238}U	^{235}U	^{234}U	^{232}Th
$T_{1/2}(\text{a})$		1×10^{10}	1.9×10^{17}	2×10^{16}	$>10^{21}$
$\lambda_F(\text{a}^{-1})$		6.9×10^{-17}	3.6×10^{-18}	3.5×10^{-17}	6.9×10^{-21}
同位素丰度(%)		99.27	0.7	0.0055	100
相对自发裂变速度		1	4×10^{-4}	3×10^{-5}	1×10^{-5}

所以在漫长的地质时期中，在自然界矿物中形成的潜径迹几乎都是 ^{238}U 自发裂变径迹。这种径迹正是我们用裂变径迹法研究地质热历史的基础。通常把这种在地质时期中形成的 ^{238}U 自发裂变径迹称为古裂变径迹或古径迹。由于从矿物形成起，其中的铀就不断自发裂变，在矿物中的潜径迹将随时间积累，并随地质史的各种事件，主要是热事件，而发生变异，因此利用古径迹可测定矿物年龄以及进行地质史方面的研究。

第二节 潜径迹的稳定性

早在1965年，Fleischer et al. (1965a) 对矿物和玻璃中裂变径迹的稳定性作了研究。对于地球上的绝缘矿物来说，潜径迹的稳定性主要受温度的影响，只在极少数情况下，化学因素才有影响。力学作用和裂片以外的其它辐射引起的损伤也影响裂片潜径迹(Price et al., 1962)。在所研究的诸因素中，与温度相比，其它因素都是次要的，可以不考虑它们对潜径迹的影响。

潜径迹因受到加热而发生衰退的现象称为退火。退火使潜径迹的蚀刻速度减小，从而使径迹长度缩短、密度减小。关于退火作用的机制，目前还了解得不完全，但从原理上可以认为，加热为受到辐射损伤的晶格提供了能量，促使被移位的原子返回到它们原来的位置，从而辐射损伤被不同程度地愈合。可以设想，在裂变潜径迹的两端，因为辐射损伤最小，受热面最大，首先开始愈合，之后从两端向中间逐渐全部愈合，或者说在潜径迹上重建了一个阻止蚀刻剂作用的“壁垒”。这就使可蚀刻射程变短，并同时导致径迹密度减小。为了叙述方便，以后凡不特指的裂变径迹长度即指可蚀刻射程长度。

实验室退火研究表明，裂变径迹是随加热温度和时间的增加逐渐消退的。对于一定的退火率(指消退径迹数占退火前径迹数的比例)，加热时间 t 和温度 T (绝对温度)

有如下关系 (Poupeau, 1980):

$$\ln t = \ln a + E/kT \quad (2.6)$$

式中: a 为某常数; E 为退火活化能; k 是玻尔兹曼常数; $k = 1.38042 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ 。例如某地磷灰石中裂变径迹实验室退火的时间-温度关系如图 2.1 所示 (Naeser et al., 1969), 此图可称为阿伦纽斯 (Arrhenius) 图。图 2.1 中时间轴取对数坐标, 退火率分别取 0%, 50% 和 100%, 这样, 三条直线的斜率就分别等于退火率 0%, 50% 和 100% 时的活化能。可见, 对于同样的退火率, 活化能越高的矿物所需温度越高、时间越长; 或者说在相同的温度-时间条件下, 矿物的活化能越大, 其潜径迹的退火率越小。一些常用矿物的退火活化能见图 2.2 (Poupeau, 1980)。从 (2.6) 式或图 2.1 还可看出, 退火时间和温度遵守互补原理, 即高温短时间和低温长时间加热可导致同样的退火率。根

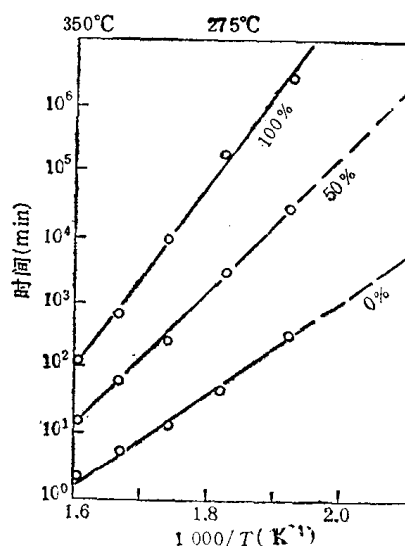


图 2.1 磷灰石中裂变径迹实验室退火的时间-温度关系

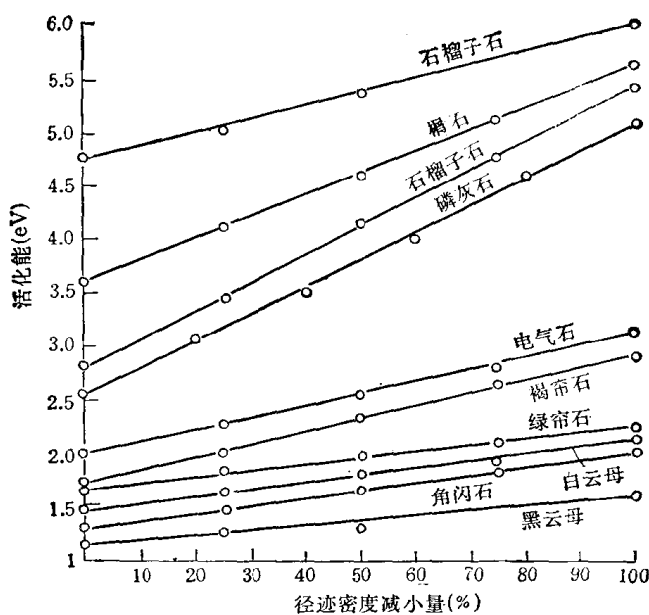


图 2.2 常用矿物裂变径迹退火的活化能

据这一互补关系, 可将实验室退火的时间-温度关系外推到地质时间, 即可推知地质时间内矿物中裂变潜径迹的退火温度。例如某几种矿物中裂变径迹在地质时间内退火的时间-温度关系见图 2.3 (Naeser, 1978)。由图 2.3 可见, 温度对退火起的作用比时间更大, 尤其在地质时间内这一点更为明显, 往往温度变化几度至十几度, 就相当于 1Ma 的