

## 氦扩散速率支持加速核衰变

**关键词：**氦、扩散、放射性同位素、年龄、测年、核衰变、锆石、黑云母、加速衰变

本文最初发表于*第五届国际创造论会议论文集*，第175-195页（2003年），经匹兹堡[创造](#)科学协会许可在此转载。

### 介绍

地球上相当一部分放射性元素，特别是铀和钍，似乎存在于上地壳的花岗岩中。铀和钍往往聚集在花岗岩中一些特殊的矿物内部，例如**锆石**（硅酸锆， $ZrSiO_4$ ）。锆石硬度高、密度大、熔点高，通常形成微观的、短粗的棱柱状晶体，末端呈双锥状（图1），颜色通常为灰褐色、黄褐色或红褐色。在锆石结晶过程中，冷却岩浆中的铀和钍原子会取代锆石晶格结构中高达4%的正常锆原子。随着岩浆冷却凝固，这些放射性锆石晶体常常会嵌入到更大的晶体（例如云母）中。

锆石中的铀和钍原子核衰变时会产生氦。例如，铀-238（ $^{238}\text{U}$ ）在衰变过程中会经过多种中间元素，最终衰变为铅-206（ $^{206}\text{Pb}$ ），并释放出八个 $\alpha$ 粒子。每个 $\alpha$ 粒子都是一个氦-4原子核（ $^4\text{He}$ ），由两个质子和两个中子组成。每个被爆炸性地抛出的 $^4\text{He}$ 原子核最

终都会停止运动，要么留在锆石内部，要么进入周围的物质中。在那里，它会迅速获得两个电子，变成一个中性的氦原子。

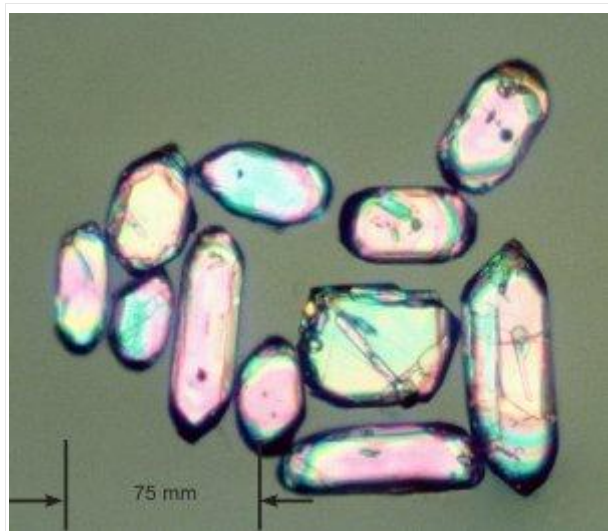


图 1. 杰梅兹花岗闪长岩中的锆石。照片由 RV Gentry 拍摄。

氦是一种轻质、运动速度快的原子，它不与其他原子形成化学键。氦原子能在固体中快速**扩散**，这意味着氦原子会在晶格原子间的空隙中穿梭，并尽可能地彼此远离。正因如此，氦原子也能迅速通过微小的孔洞和裂缝泄漏，使其成为实验室真空系统泄漏检测的理想材料。由于氦的扩散和泄漏速度如此之快，相信地球存在数十亿年的人们曾认为，在地球据称 45 亿年的历史中产生的氦，大部分早已从地壳逸散到地球大气层中。

但氦气并不在地球大气层中！非专业人士听到这话，通常会认为：（A）氦气像气球一样上升到了大气层顶

部；(B)大部分氦气随后从大气层顶部泄漏到了太空。然而，假设(A)是错误的，因为不受约束的氦气会像其他气体一样，从上到下扩散到整个大气层。

根据假设(B)，简单的气体动力学理论认为，中性氦原子向太空的泄漏量太小，不足以解释氦的缺失。1957年，一位信奉神创论的 chemist 梅尔文·库克在著名的《自然》杂志上指出了这个问题。<sup>1</sup> 1990年，一位信奉神创论的大气科学家拉里·瓦迪曼计算得出，即使考虑到这种缓慢的泄漏，地球大气层中的氦含量也只有地球数十亿年历史应有氦含量的约0.04%。<sup>2</sup>

直到20世纪70年代，均变论者（见下一节）一直没有一个令人满意的答案。然而，近几十年来，他们一直在努力寻找答案。卫星数据<sup>3, 4</sup>显示，氦（以及其他气体）的**离子**（带电原子）在地球大气层的大部分区域沿着磁力线来回运动。一些空间等离子体物理学家推测，来自太阳的粒子风暴会频繁地将氦离子从磁力线中吹向太空，“以平衡（假定的）地壳气体逸出”<sup>5</sup>。该理论非常复杂，目前还没有该领域的神创论专家对其进行过审查，以确定其是否站得住脚。

对于均变论者而言，氦气快速泄漏到太空至关重要，但对于神创论者而言，氦气缓慢泄漏则并非必要。如

果泄漏速度确实缓慢，这将加强我们在此的论证。但快速泄漏并不会削弱我们的论证。下一节将提供一个更为简单的解释，说明大气中氦气的缺失：大部分放射性氦（核衰变产生的氦）并未进入地球大气层。它仍然存在于地壳和地幔中——其中大部分仍然存在于锆石中。本文论证，氦气没有足够的时间（不到 14000 年）从锆石中逸出，更不用说从地壳中逸出了。

### 锆石中仍然含有氦。

20 世纪 70 年代，洛斯阿拉莫斯国家实验室的地球科学家开始在芬顿山钻取岩芯样本。芬顿山位于新墨西哥州洛斯阿拉莫斯附近杰梅兹山脉的瓦列斯火山口以西，是一个潜在的地热能源开采点（图 2）。在 GT-2 钻孔中，他们采集了前寒武纪花岗岩基底岩的样本，我们将其称为杰梅兹花岗闪长岩。通过多种方法测定锆石中的铀、钍和铅同位素，其放射性同位素年龄约为 15 亿年。<sup>6</sup> 样本深度从近地表到 4.3 公里不等，温度范围从 20° C 到 313° C。洛斯阿拉莫斯团队将部分岩芯样本送往橡树岭国家实验室进行同位素分析。

大部分锆石都存在于黑云母中，黑云母是一种常见的花岗岩类黑色云母。在橡树岭国家实验室，一位信奉创造论的物理学家罗伯特·根特里（Robert Gentry）将样品碾碎（但并未破坏硬度更高的锆石颗粒），提

取出高密度残渣(因为锆石的密度为 4.7 克/立方厘米), 并通过显微镜观察分离出锆石, 选取长度约为 50-75 微米的晶体。锆石的质量通常在微克级。随后, 橡树岭团队将锆石在质谱仪中加热至 1000 摄氏度, 并测量释放出的氦气量。1982 年, 他们将数据发表在《地球物理研究快报》(*Geophysical Research Letters*) 上。表 1 详细列出了他们的研究结果。

第一列列出了所分析的样品。第二列和第三列分别显示了每个样品的原位深度和温度。第四列显示了每微克锆石在实验室中释放的氦气体积(标准温度和压力下)。

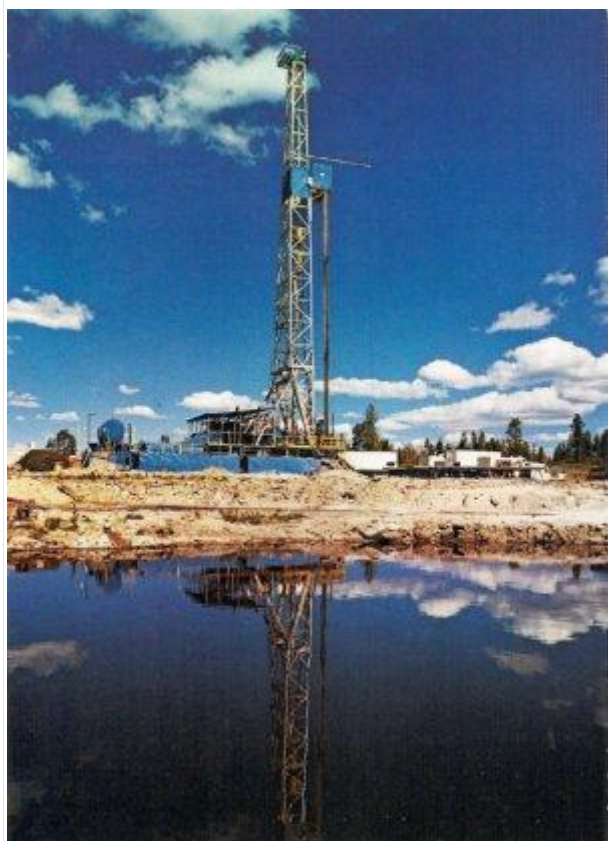


图 2. 新墨西哥州芬顿山的钻井平台。照片由洛斯阿拉莫斯国家实验室提供。

第五列是观测到的氦含量  $Q$ （晶体中氦原子的总数）与计算出的锆石在没有扩散的情况下本应积累和保留的氦含量  $Q_0$  的比值。洛斯阿拉莫斯团队在同一钻孔和同一花岗闪长岩中，测量了 2.9 公里深处锆石中的放射性铅含量<sup>9</sup>，橡树岭团队用离子探针证实了这些数据<sup>10</sup>。由于各种衰变链平均每产生一个铅原子就会产生 7.7 个氦原子，Gentry 及其同事能够根据锆石中的铅含量计算出  $Q_0$ 。在此过程中，他们补偿了从锆石边缘附近发射到周围物质中的  $\alpha$  粒子的估计损失。

橡树岭国家实验室团队估计，计算  $Q_0$  时的不确定性可能会将  $Q / Q_0$  比值的精度限制在  $\pm 30\%$  以内。表格第六列显示了由此产生的比值估计误差。

样品 1 至 6 取自花岗闪长岩，而样品 0 则取自完全不同的岩层单元地表露头中的较大锆石。由于缺乏该岩层的 U/Th/Pb 信息，因此无法估算  $Q_0$  值。由于缺少比值，我们无法将样品 0 用于计算。

样品 5 和 6 的氦含量相同。Gentry 及其同事注意到，与其它样品相比，这两个样品中氦的释放持续时间更短，表明这些锆石内部氦的分布存在差异。在第 6 节中，我们将展示样品 5 的氦含量与较冷样品的趋势基本一致。但我们也考虑到其误差可能远大于较冷样品。

根据下一节所述的热行为，我们通常会预期温度更高的样品 6 的氦含量远低于样品 5。然而，氦含量并未降低，这表明可能存在某种额外的因素限制了氦从锆石中的逸出。我们将在第 6 节中提出一种可能的解释。

上述考虑表明，我们可以利用样本 1 至 5 进行普通扩散的理论分析。我们将样本 6 作为特例处理。

样品 1 至 3 的氦保留率分别为 58%、27% 和 17%。这些高百分比证实锆石中确实发生了大量的核衰变。其他证据也强烈支持过去曾发生过大量的核衰变。我们强调这一点，是因为许多神创论者认为“古老”的放射性同位素年龄仅仅是分析的人为误差，并不能真正表明发生了大量的核衰变。但根据锆石中实际存在的铅的测量值，按照今天的衰变速率，大约发生了相当于 15 亿年的核衰变。支持这一结论的是，样品 1 仍然保留了 58% 的  $\alpha$  粒子（氦），这些  $\alpha$  粒子是在铀和钍衰变为铅的过程中释放出来的。

表 1. 杰梅兹花岗闪长岩中锆石的氦保留量。

	深度 (米)	温度 (摄氏度)	他 (10 <sup>-9</sup> cm <sup>3</sup> / $\mu$ g)	$Q / Q_0$	错误
0	0	20	82	—	—
1	960	105	86	0.58	±

					0.17
2	2170	151	36	0.27	± 0.08
3	2900	197	28	0.17	± 0.05
4	3502	239	0.76	0.012	± 0.004
5	3930	277	约 0.2	约 0.001	—
6	4310	313	约 0.2	约 0.001	—

当然，正是均变论假设衰变率不变，才导致了通常的结论：如此巨大的衰变需要 15 亿年。均变论是当今时代的主流观点，认为“万物与起初一样”（彼得后书 3:4），否认上帝对自然界进行任何物理干预的可能性。均变论者解读科学数据，以支持他们关于宇宙和生物在数十亿年想象的时间尺度内演化的观点。我们认为，他们的解读歪曲了我们周围的观测数据。正如圣经所预言的（彼得后书 3:5-6），均变论者故意忽略了近期创造和全球性灾难性洪水的“显而易见”的证据。在本文中，我们将把他们关于数十亿年时间和完全自然过程的假设纳入我们构建的均变论扩散模型中。

回到氦的数据，请注意，随着温度升高，氦的保留率降低。这与普通的扩散过程一致：锆石中高浓度的氦

向外扩散到周围矿物中浓度低得多的区域，并且在温度更高的岩石中扩散速度更快。正如下一节所示，扩散速率随温度升高而显著增加。

在后面的章节中，我们将证明这些大量的保留与数千年而不是数十亿年的扩散过程非常吻合。

## 扩散原理

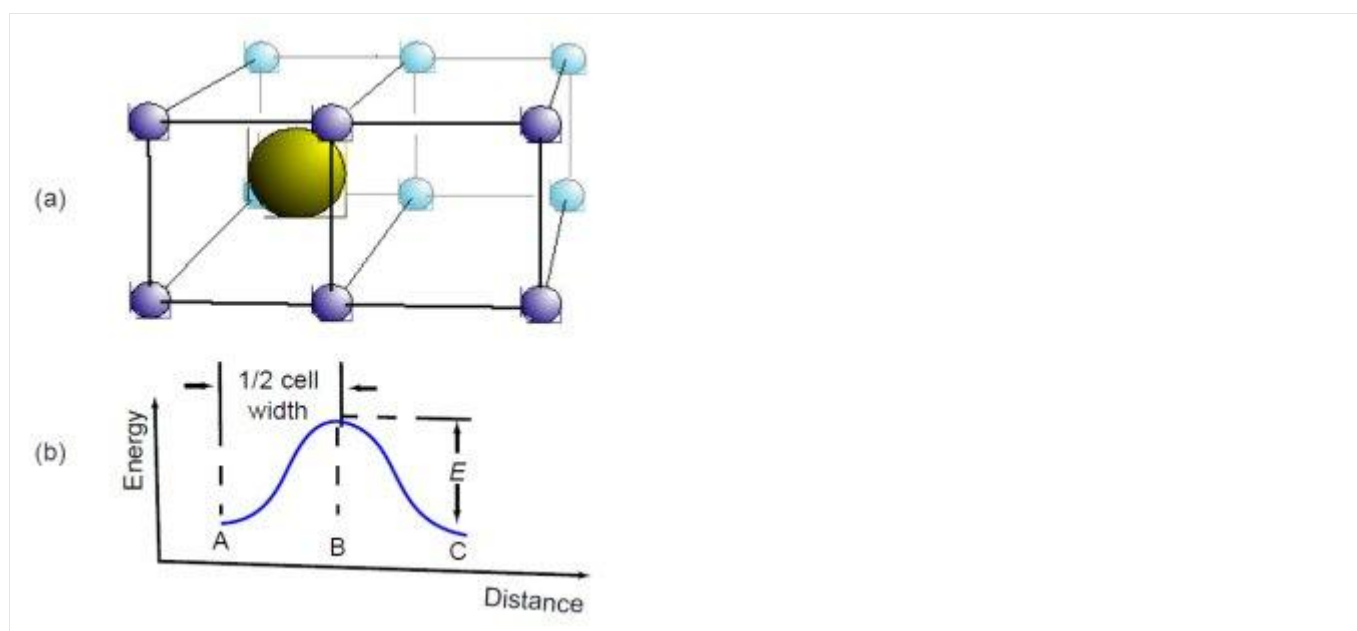


图 3. 氢原子在晶体中运动。

如果读者对扩散不太熟悉，但想了解更多，我们推荐一本非常清晰易懂的小册子——《晶体中的原子迁移》(*Atomic Migration in Crystals*)，该书专为非专业人士编写。图 3（改编自该书）展示了原子如何在其他原子构成的固体晶格中扩散。图 3(a) 显示了一个氢原子最初位于 A 点，周围环绕着一个晶格原子胞。晶格原子排斥氢原子，使其倾向于被限制在晶格胞的中心，在那里排斥力在各个方向上达到平衡。热量使

晶格原子以其不同的共振频率振动。振动的原子不断地撞击氦原子，从各个方向对其产生扰动。温度越高，这种扰动就越剧烈。

晶格原子会不时地撞击氦原子，使其到达位于两个晶胞中间的“活化”位置  $B$ 。晶格原子必须赋予氦原子足够的动能，才能克服晶胞间的排斥势垒，如图 3(b) 所示。所需的动能  $E$  称为活化能。如果晶格原子赋予氦原子的能量超过  $E$ ，它就不会停留在位置  $B$ ，而是会继续移动到相邻晶胞中心的  $C$  位置。这样，氦原子就从一个晶胞移动到了下一个晶胞。

如果晶体某一部分最初氦原子浓度很高，这些随机运动最终会使氦原子更均匀地扩散到晶体内部并逸出。我们定义  $C(x, y, z, t)$  为  $t$  时刻位置  $(x, y, z)$  处的氦原子**浓度**，即单位体积内的氦原子数。许多教科书表明，当发生扩散时， $C$  的时间变化率与氦原子分布边缘的“锐利度”成正比，或者更数学地说，与  $C$  的拉普拉斯算子  $\nabla^2 C$  成正比

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\nabla^2 C$$

公式 1a

在哪里

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

### 公式 1b

方程 (1a) 被称为“扩散方程”，在物理学的许多分支中频繁出现，例如用于描述固体中的热传导。研究原子在材料中扩散的专家称之为“菲克第二扩散定律”。因子  $D$ ，即扩散系数(或“扩散率”)，单位为  $\text{cm}^2$  (或  $\text{m}^2$ ) 每秒。(大多数扩散文献仍然使用厘米和卡路里，而不是米和焦耳)。通常情况下，在高温下，扩散系数与绝对温度  $T$  (高于绝对零度的开尔文温度) 呈指数关系：

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_0}{RT}\right)$$

### 公式 2

其中  $R$  为通用气体常数，等于 1.986 卡/摩尔·开尔文 (8.314 焦耳/摩尔·开尔文)。常数  $D_0$  与温度无关。

“固有”活化能  $E_0$  通常在 10 至 100 千卡/摩尔 (约 40 至 400 千焦/摩尔) 之间。第 10 节讨论了这些量与地球科学中封闭温度概念的关系，并阐明了为什么该概念与我们的结论无关。

如果晶体中存在缺陷，例如晶格中的空位、杂质、位错或晶界，那么扩散系数方程将包含一个与这些缺陷相关的第二项：

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_0}{RT}\right) + D_1 \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right)$$

公式 3

缺陷参数( $D_1$  和  $E_1$ )几乎总是小于固有参数( $D_0$  和  $E_0$ )：

$$E_1 < E_0, D_1 < D_0$$

公式 4

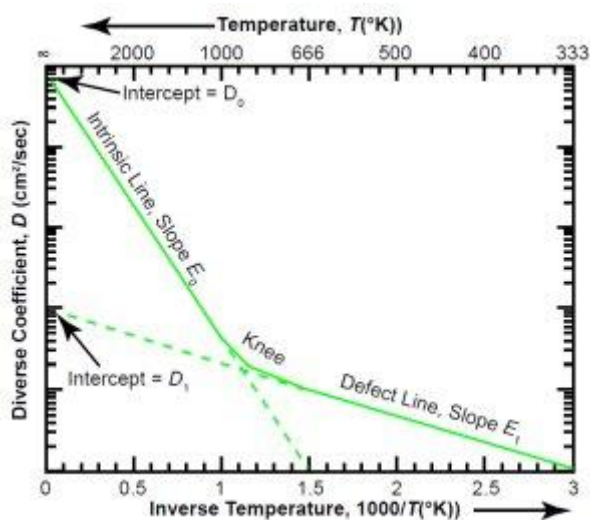


图 4(a). 典型的阿伦尼乌斯图。

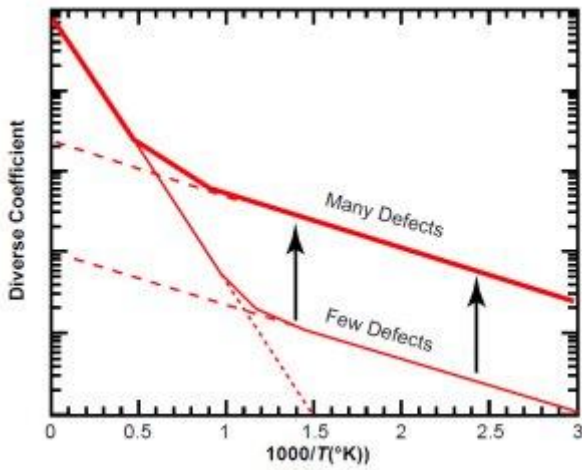


图 4(b)。缺陷增多会导致缺陷线向上滑动。

图 4(a) 所示的典型阿伦尼乌斯图展示了方程 (3) 中的扩散系数  $D$  如何依赖于绝对温度的倒数  $1/T$ 。由于该图采用对数坐标表示  $D$ , 线性坐标表示  $1/T$ , 因此方程 (3) 中的每一项在其占主导地位的温度范围内都表现为一条直线。(如果用  $T$  代替  $1/T$  作图, 则曲线将变为曲线。) 斜率与活化能  $E_0$  和  $E_1$  成正比。与纵轴的截距 (即  $1/T$  为零时) 即为参数  $D_0$  和  $D_1$ 。

本征线斜率陡峭, 截距较大; 而缺陷线斜率平缓, 截距较小。从图的右侧 (低温区) 开始, 我们逐渐升高温度, 向左移动。当温度足够高时, 我们会到达一个区域, 即“拐点”, 在该区域内, 方程 (3) 的两项大致相等。在该区域的左侧 (高温区), 晶体的本征性质主导扩散; 在拐点的右侧 (低温区), 缺陷主导扩散。由于缺陷在天然晶体中非常普遍, 因此这种双斜率特征是典型的。 <sup> 14</sup>

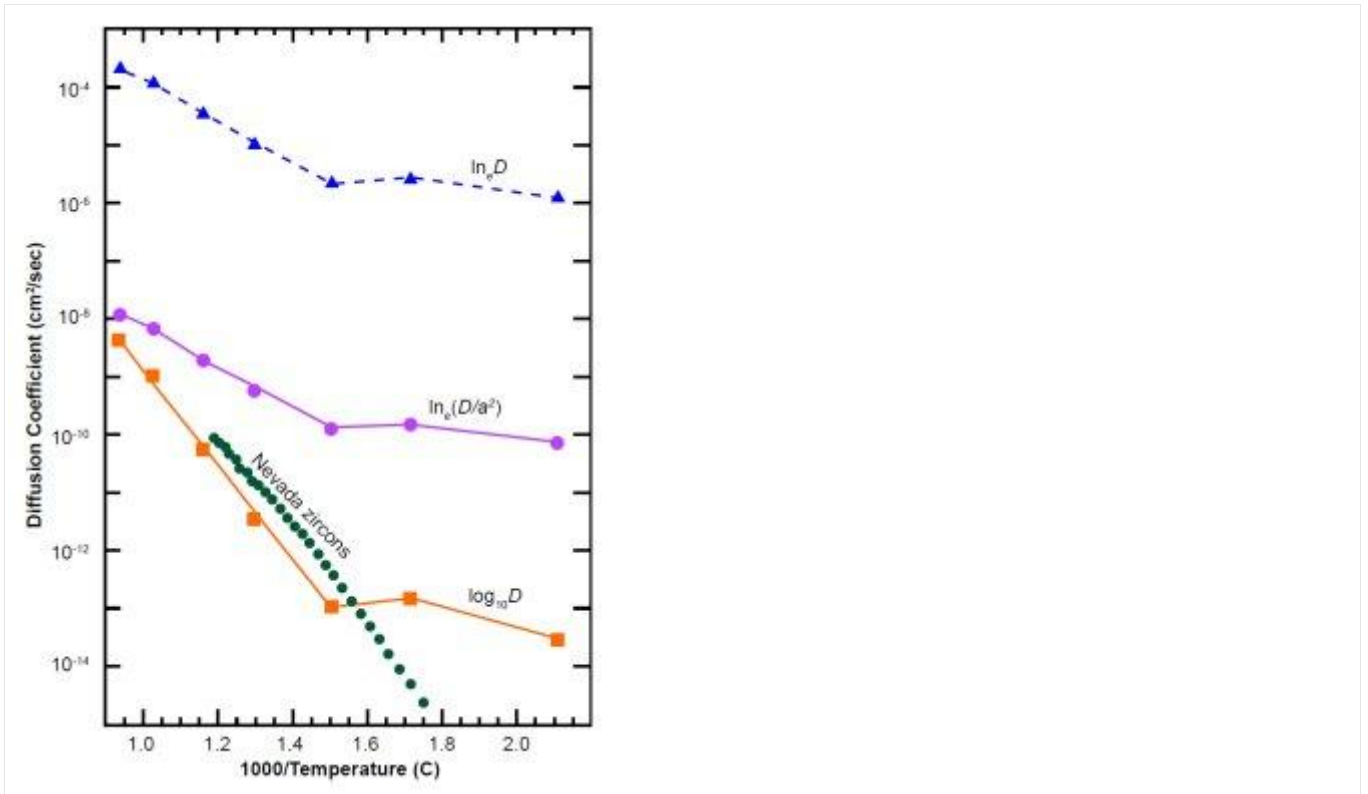


图 5. 俄罗斯锆石数据（蓝色、粉色和橙色符号和线条）与内华达州锆石数据（绿色）的解释比较。纵坐标为  $D$ （而非  $D / a^2$ ）。

对于特定类型的矿物，拐点的位置可能差异很大。它取决于  $D_1$  值，而  $D_1$  值又取决于特定晶体中的缺陷数量。缺陷越多， $D_1$  值越高。如图 4(b) 所示，如果我们增加缺陷数量，缺陷线会在图中向上移动（斜率保持不变）。

对于含有放射性同位素的锆石而言，缺陷的主要原因是辐射损伤，因此高放射性（“非晶质”）锆石的  $D_1$  值较大，导致其缺陷线在图表上的位置比低放射性锆石更高。

早期锆石数据含糊不清

1970 年，达吉斯坦（当时是苏联的一部分）的研究员 Sh. A. Magomedov 发表了乌拉尔山脉高度非晶质（辐射损伤）锆石中放射性铅和氦的扩散数据。

<sup>15</sup>这是我们在 1999 年进行广泛文献检索时找到的唯一关于锆石中氦扩散的数据。

马戈梅多夫主要关注铅的扩散，因此他没有将氦的数据明确地列在表格中。相反，他用一张小图展示了这些数据，以及铅的扩散系数和电导率  $\sigma$  的数据。纵坐标的标注含糊不清：“ $\ln( D , \sigma )$ ”。在科学文献中，没有其他说明的“ $\ln$ ”通常表示自然对数（以  $e$  为底）。常用对数（以 10 为底）通常表示为“ $\log$ ”。如果我们假设马戈梅多夫报告的是  $\ln_{10} D$ ，那么得到的扩散系数会非常高，如图 5 顶部附近的三角形和虚线所示。RATE 手册中也采用了这种解释。

<sup>16</sup>另一种解释是，马戈梅多夫报告的是  $\ln_{10} ( D / a^2 )$ ，其中  $a$  是他锆石的有效半径，约为  $75 \mu\text{m}$ 。如图 5 所示（中间附近的圆圈和细实线），在我们感兴趣的温度范围内，这种计算方法仍然能得出相当高的扩散率。

基于这些假定的高扩散速率，我们在第一个理论模型 <sup>17</sup>中假设，与周围的矿物相比，锆石对氦外流的阻碍可以忽略不计。但在 2001 年，我们收到一篇论文 <sup>18</sup>的预印本，其中列出了内华达

州几个地点锆石中新的氦扩散数据。图 5 以实线点的形式展示了部分数据（鱼峡谷凝灰岩样品 FCT-1）。这些数据比我们对 Magomedov 图表的解释低了几个数量级。如果我们重新解释 Magomedov 的标签，将其解释为“ $\log_{10} D$ ”，即  $D$  的常用对数，那么俄罗斯的数据将与内华达州的数据一致。图 5 底部附近展示了这种解释（方块和粗实线）。俄罗斯和内华达州数据中高斜率“固有”部分之间的微小差异很容易归因于不同地点成分的差异。俄罗斯数据中近乎水平的部分可能是由于大量辐射损伤造成的“缺陷”线（见上一节末尾）。

新数据以及我们对旧数据的新解读表明，锆石对氦扩散的阻碍作用不容忽视。本文中，我们修改了理论模型以解释这一事实。正如我们将在后续章节中展示的，我们对俄罗斯数据的新解读仍然比均变论模型高出五个数量级。但它与创造论模型和时间尺度完全吻合。

## 杰梅兹花岗闪长岩矿物数据

对特定类型天然矿物中惰性气体扩散的测量结果，由于成分差异，往往在不同地点之间存在显著差异。因此，获取来自同一岩层单元（杰梅兹花岗闪长岩，Gentry 的样品来源）的锆石和黑云母的氦扩散数据至关重要。为此，RATE 项目于 2000 年委托开展了此类实验研究。

洛斯阿拉莫斯国家实验室慷慨地向我们提供了来自同一钻孔 GT-2、深度相近（约 750 米）的花岗闪长岩岩芯样品。创造研究所的地质实验室采用重液和磁选法提取了黑云母。加拿大安大略省的 Activation Laboratories, Ltd. 公司采用类似方法提取了锆石，并选取其中三颗进行同位素分析。附录 A 列出了分析结果，这些结果与洛斯阿拉莫斯国家实验室公布的同一地点的铅-铅测年结果基本吻合。<sup>19</sup> 我们保留了剩余的锆石（约 0.35 毫克）用于扩散测量。

我们通过一家小型矿业公司 Zodiac Minerals and Manufacturing，委托加州理工学院（地质与行星科学系）的 Kenneth A. Farley 测量杰梅兹矿区锆石和黑云母的扩散系数。他是矿物氦扩散测量领域的知名专家，在该领域发表过许多论文。正如我们所愿，Zodiac 公司没有告知 Farley 他们与我们签订了合同，也没有透露项目的目标或样品采集地点。我们鼓励他发表测量结果，并表示如果他发表，我们将提供地质地点信息。附录 B 和 C 详细列出了他的数据。

图 6(a) 和 6(b) 分别是锆石和黑云母最相关数据的阿伦尼乌斯图。锆石数据来自新墨西哥州的杰梅兹花岗闪长岩、内华达州的鱼峡谷凝灰岩以及俄罗斯的乌拉尔山脉（重新解释的 Magomedov 数据）。前两项研究针对的是尺寸基本相同的晶体（平均长度约 60  $\mu\text{m}$ ，

$a \approx 30 \mu\text{m}$ , 见第 6 部分)。俄罗斯的研究针对的是长度约  $150 \mu\text{m}$  的晶体。黑云母数据来自杰梅兹花岗闪长岩。这些数据, 以及我们从怀俄明州熊牙片麻岩中获得的类似黑云母数据 (见附录 B), 是我们所知的该矿物仅有的数据。为了与黑云母数据进行比较, 我们还纳入了已发表的白云母 (另一种云母) 数据。

<sup> 20</sup>

值得注意的是, 所有锆石数据在高温下都相当吻合。在  $390^\circ\text{C}$  (横坐标 = 1.5) 处, 俄罗斯的数据出现一个拐点, 随后向右偏离, 在较低温度下呈现更为水平的斜率。这表明存在大量缺陷 (参见第 4 节), 与 Magomedov 报告的高辐射损伤相符。内华达州和新墨西哥州的数据一直延伸到  $300^\circ\text{C}$  (横坐标 = 1.745), 没有明显的拐点, 这意味着这些数据位于曲线的固有部分。使用最小二乘法将方程 (2) 拟合到新墨西哥州 (杰梅兹花岗闪长岩) 锆石数据, 得到以下扩散参数:

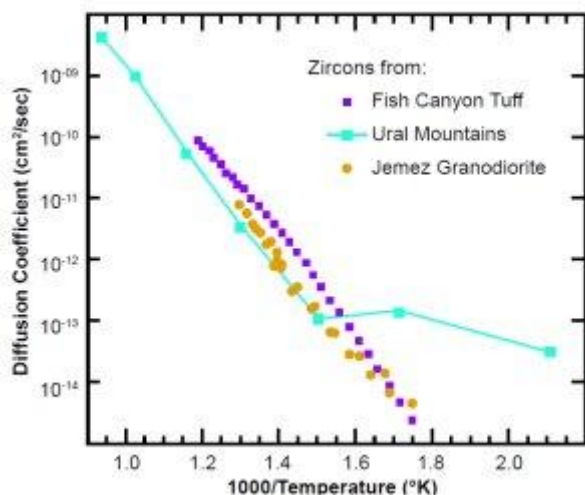


图 6(a)。锆石中观察到的扩散系数。纵坐标为  $D$  (不是  $D / a^2$ )。

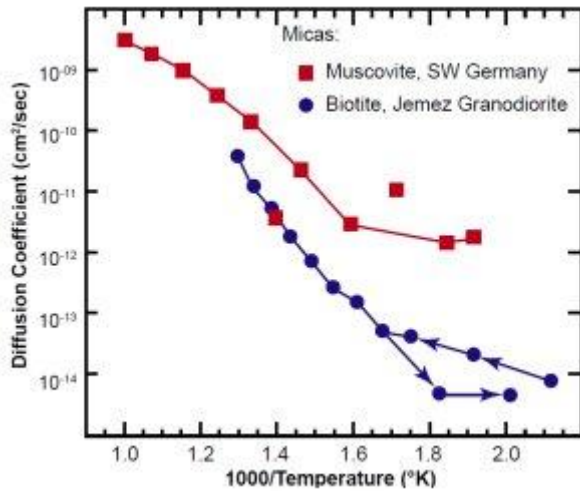


图 6(b)。两种云母中观察到的扩散系数。纵坐标为  $D$  (不是  $D / a^2$ )。

$$E_0 = 34.4 \pm 0.9 \text{ kcal/mole}, \frac{D_0}{a^2} = 3548_{-1700}^{+3100} \text{ sec}^{-1}$$

公式 5a

然而，低于  $450^\circ\text{C}$  的数据斜率似乎略有下降。稍后我们需要对低于该温度的数据进行拟合。 $440^\circ\text{C}$  至  $300^\circ\text{C}$  的最佳拟合参数如下：

$$E_0 = 29.4 \text{ kcal/mole}, \frac{D_0}{a^2} = 64.9 \text{ sec}^{-1}$$

公式 5b

由于新墨西哥州的锆石具有放射性，它们必然存在一些缺陷，并且其拐点温度应该低于  $300^\circ\text{C}$ 。我们最近

已要求法利获取 100°C 至 300°C 范围内的更多数据。但截至 2003 年 2 月，我们尚未获得该温度范围内的可靠数据。

白云母和黑云母的数据相互吻合。在所关注的低温范围内，新墨西哥州的黑云母的扩散系数略高于锆石。这意味着黑云母虽然不可忽略，但对氦外流的阻碍作用远不及锆石。

## 新的创造模式

我们需要一个理论框架来解释上一节的扩散数据。正如我们在第四节末尾提到的，在我们最初的宇宙起源模型中，我们错误地假设锆石对氦扩散的阻碍可以忽略不计。在本节中，我们将构建一个新的宇宙起源模型。

与之前一样，宇宙起源模型始于一次短暂的加速核衰变，在锆石内部均匀地产生高浓度的氦（类似于铀和钍原子的分布），但在周围的黑云母中则不会。之后，氦在一段时间  $t$  内从锆石扩散到黑云母中。与之前的模型一样，我们选择  $t = 6000$  年。这段时间足够短，以至于正常核衰变产生的额外氦量与初始氦量相比微不足道。我们假设温度一直保持在今天的水平。我们将在第 7 节中证明，这一假设对均变论者来说已经相当宽松了。

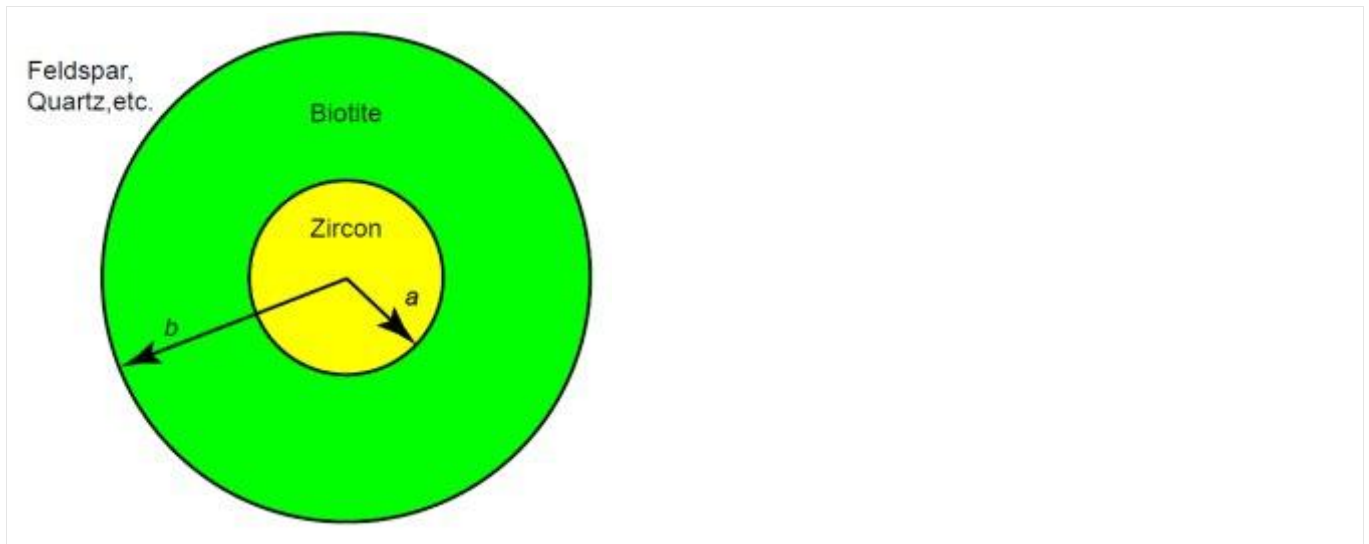


图 7. 锆石-黑云母体系的球形近似。

由于黑云母的扩散系数与锆石的扩散系数相差不大，我们应该建立一个能够同时考虑两种材料的模型。锆石中的扩散是各向同性的，氦气在三个方向上的扩散速率基本相同。黑云母中的扩散则不是各向同性的，因为大部分氦气沿着云母的解理面进行二维扩散。但是，要考虑黑云母的各向异性相当困难，因此我们将这项工作留给下一代分析人员。为了简化数学计算，我们假设体系具有球对称性，即一个有效半径为  $a$  的锆石球体位于一个外半径为  $b$  的球壳内，如图 7 所示。那么，浓度  $C$  将仅取决于时间和距中心的距离  $r$ 。

让我们考虑一下应该给  $a$  和  $b$  赋什么值。马戈梅多夫的锆石长度在 100 到 200 微米之间，平均长度约为 150 微米。他将这些晶体的有效半径设定为平均长度的一半，即 75 微米。根特里选择的锆石长度在 50 到 75 微米之间，平均长度我们四舍五入为 60 微米。这个值的一半就是我们分析杰梅兹锆石的有效半径：

$$a = 30\mu\text{m}$$

### 公式 6

杰梅兹花岗闪长岩中的黑云母呈片状，平均厚度约为 0.2 毫米，直径约为 2 毫米。由于解理面沿长轴方向，且扩散主要沿解理面进行，因此直径是扩散的相关尺寸。由此可得其外半径为：

$$b = 1000\mu\text{m}$$

### 公式 7

由于  $b$  比  $a$  大 32 倍以上，氦进入的黑云母盘状（而非球状）体积是锆石体积的 1000 倍（约 32 平方倍）。这一因素会影响我们为  $r = b$  选择的边界条件，以及我们对样品 6（见第 2 节）的解释，具体如下。

假设氦完全无法从黑云母中逸出。那么随着扩散的进行，锆石中的  $C$  含量会降低，黑云母中的  $C$  含量会升高，直到两种材料中的浓度相同。之后， $C$  含量将基本保持不变，约为  $0.001 C_0$ 。锆石中剩余的  $Q / Q_0$  的比例约为 0.001，这与 Gentry 在样品 6 中观察到的结果完全一致。

因此，对样品 6 的一种可能解释是，氦气向周围物质（长石、石英）的扩散以及沿晶界的泄漏（在相对较

短的时间  $t$  内) 速度足够慢, 使得氦气从黑云母中的逸出可以忽略不计。对于该样品, 温度和扩散系数足够高, 使得氦气在短时间内能够均匀地扩散到锆石和黑云母中。

我们的测量结果 (见附录 B) 表明, 杰梅兹黑云母在 750 米深度处的氦浓度很低, 每微克仅约  $0.32 \times 10^{-9} \text{ cm}^3$  (标准状况下)。考虑到黑云母和锆石的密度差异 (分别为  $3.2 \text{ g/cm}^3$  和  $4.7 \text{ g/cm}^3$ ), 这几乎与样品 6 中单位体积的氦含量完全相同。这表明样品 6 中锆石和黑云母接近平衡状态, 从而支持了我们的假设。

在较低温度下, 当氦保留率大于 0.001 时, 黑云母中的  $C$  值将低于锆石中的  $C$  值。在这种情况下,

$r = b$  处的边界不会显著影响氦从锆石中的外流。我们假设这对于样品 5 也大致成立, 但对于样品 6 则不成立。为了简化对样品 1 至 5 的分析, 我们将假设通常的边界条件, 即浓度  $C(r)$  在半径  $r = b$  处降至零:

$$C(b) = 0$$

### 公式 8

对于初始条件, 我们假设锆石内部的浓度为常数  $C_0$ , 外部的浓度为零:

在

$$t = 0 : C(r) = C_0 \text{ for } r < a,$$

公式 9a

和

$$C(r) = 0 \text{ for } r > a$$

公式 9b

在时间零点之后， $r = a$  处的碳和氦流也必须连续。我们需要求解径向形式的扩散方程 (1)，以满足上述边界条件。1945 年，R. P. Bell 发表了针对热流中相应问题的解。<sup>22</sup>他的解在数学上较为复杂，允许两个区域具有不同的扩散系数。我们将通过使两个区域的扩散系数相同来大大简化解。由于在所关注的温度下，黑云母的扩散系数略高于锆石，因此我们的解中氦流出速度会略慢（慢不超过 30%），相应的时间也会比实际情况更长。但由于均变论者无论如何都需要增加时间，因此他们不应反对这种近似。

经过上述简化，贝尔方程简化为卡斯洛和耶格尔给出的方程。<sup>23</sup>进行必要的简单修改，将热流转化为原子扩散，<sup>24</sup>并考虑符号差异（注意  $a$  和  $b$  的含义）后，我们得到以下解：

$$C(r,t) = \frac{2C_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n\pi} \left( \frac{b}{n\pi} \sin \frac{n\pi a}{b} - a \cos \frac{n\pi a}{b} \right) \sin \frac{n\pi r}{b} \exp \left( -n^2 \frac{\pi^2 D t}{b^2} \right)$$

公式 10

其中  $D$  为锆石的扩散系数。接下来，我们需要确定扩散发生时间  $t$  后，锆石中保留的氦的比例  $Q / Q_0$ 。首先，需要注意的是， $Q(t)$  和  $Q_0$  分别是锆石中  $C(r, t)$  和  $C_0$  的体积分：

$$Q(t) = 4\pi \int_0^a C(r,t) r^2 dr,$$

公式 11a

$$Q_0 = \frac{4}{3} \pi a^3 C_0$$

公式 11b

根据公式 (11a) 的要求，对公式 (10) 进行体积积分，然后除以公式 (11b)，即可得到经过时间  $t$  后锆石中保留的氦的比例：

$$\frac{Q(t)}{Q_0} = \sum_{n=1}^{\infty} S_n \exp \left( -n^2 \frac{\pi^2 D t}{b^2} \right).$$

公式 12

其中，我们对函数  $S_n$  的定义如下：

$$S_n = \frac{6b^3}{n^4 \pi^4 a^3} \left( \sin \frac{n\pi a}{b} - \frac{n\pi a}{b} \cos \frac{n\pi a}{b} \right)^2$$

公式 13

为了求解方程 (12)，让我们用新变量  $x$  和新函数  $F(x)$  将其改写如下：

$$F(x) = \frac{Q}{Q_0},$$

公式 14

在哪里

$$F(x) = \sum_{n=1}^N S_n \exp(-n^2 x),$$

公式 14b

和

$$x = \frac{\pi^2 D t}{b^2}$$

公式 14c

现在我们可以使用 *Mathematica* [25](#) 等软件来求解方程 (14a) 的根，即找到使  $F(x)$  能够给出特定

保留率  $Q / Q_0$  值的  $x$  值。当后者和  $b / a$  较大时，方程 (14b) 中的级数收敛速度较慢。对于我们取的  $b / a$  值 33.3，需要将  $N$  值增大到 300 才能获得较高的精度。表 2 列出了得到的  $x$  值，以及使用 6000 年时间  $t = 1.892 \times 10^{11}$  秒，通过方程 (14c) 计算得到这些值所需的  $D$  值。 $D$  的估计误差来源于  $Q / Q_0$  的误差。

总而言之，第五列显示了杰梅兹锆石在第二列列出的温度下保持观测到的氦含量（第三列）6000 年所需的锆石扩散系数。

表 2. 新创造模型。

	温度 (摄氏度)	$Q / Q_0$	$x$	$D$ (厘米 /秒)	错误 (%)	
1	105	0.58 ± 0.17	5.9973 × 10 <sup>-4</sup>	3.2103 × 10 <sup>-18</sup>	+122	-67
2	151	0.27 ± 0.08	2.4612 × 10 <sup>-3</sup>	1.3175 × 10 <sup>-17</sup>	+49	-30
3	197	0.17 ± 0.05	4.0982 × 10 <sup>-3</sup>	2.1937 × 10 <sup>-17</sup>	+39	-24

4	239	0.012 ± 0.004	3.3250 × 10 <sup>-2</sup>	1.7798 × 10 <sup>-16</sup>	+33	-18
5	277	约 0.001	1.8190 × 10 <sup>-1</sup>	9.7368 × 10 <sup>-16</sup>	—	—

尽管假设和方程不同，但这个新模型与我们之前的生成模型惊人地接近——样品 1 的误差在 0.5% 以内，其他样品的误差在 0.05% 以内。这有力地表明，这两个模型之间存在着潜在的（但并不明显的）物理等效性，而微小的差异仅仅是由于计算中的数值误差造成的。因此，我们之前发表的扩散系数预测值 <sup>26</sup> 是有效的，但应该重新解释，使其适用于锆石而非黑云母。

我们将把数据不仅与这个新模型进行比较，还要与均变论模型进行比较，我们将在下一节中描述这个模型。

## 均变论模型

在 RATE 书中，我们概述了一个简单的模型，该模型适用于均变论观点，即岩石单元的历史可以追溯到数十亿年前：

在地层形成过程中，以今天的温度持续了 15 亿年，放射性衰变、氦产生和氦扩散一直处于稳定低速率状态。

我们假设温度恒定，这对于均变论者来说已经相当宽容了。洛斯阿拉莫斯国家实验室的两位地球科学家构建了一个理论模型，用于描述我们所关注的特定钻孔（GT-2）的热历史。<sup>28</sup>他们首先假设“背景垂直地温梯度为 25°C/km”。这意味着，对于 1 至 6 号样本，初始条件的绝对温度比现在低 16% 至 31%，处于扩散的低斜率“缺陷”范围内。他们的模型随后假设，上新世-更新世时期发生了一次火山活动，导致温度在数百万年前开始升高。温度峰值出现在大约 60 万年前，比现在的温度高出约 50 至 120°C，具体数值取决于深度。峰值过后，温度将持续下降，直到 10 万年前，然后稳定在今天的水平。

后续研究<sup>29, 30</sup>表明，近期曾出现过一次热脉冲，且过去的温度更高，比现在高出 110°C 至 190°C，而仅仅 24000 年前的温度就比现在高出这么多，更早之前的温度则更高<sup>31</sup>。这使得样本处于高斜率的“固有”扩散范围内。

这种热脉冲的影响将是巨大的。在数百万年的时间里，扩散系数将比现在的值高出两到三个数量级。在之前的 15 亿年里，假设温度低于现在，扩散速率将处于“缺

陷”线（图 4a）上，因此与今天的水平相差不大。因此，长时间的低温并不能弥补数百万年高温期间的巨大损失。这使得我们假设温度恒定在今天的数值这一假设对均变论的解释非常有利。

正如我们将看到的，在均变论时间尺度下，锆石的扩散系数比测得的黑云母扩散系数慢约一百万倍。这意味着在均变论模型中，黑云母对氦流的阻碍作用不大，结果与裸锆石的情况相差无几。对于氦的持续产生，锆石中的浓度  $C$  将相对快速地达到稳态水平（见第 10 节），并在假定的 15 亿年的大部分时间内保持在该水平。我们再次假设锆石为球形，半径为  $a$ 。Carslaw 和 Jaeger<sup>32</sup> 给出了相应的热流解。换算成原子扩散的符号，我们可以看出锆石中的稳态浓度  $C$  如何取决于距中心的半径  $r$ ：

$$C(r) = \frac{Q_0}{4/3 \pi a^3} \frac{(a^2 - r^2)}{6Dt}, \text{ for } r \leq a$$

公式 15

表 3. 均变论模型。

	温度 (摄氏度)	$Q / Q_0$	$D$ (厘米 <sup>2</sup> / 秒)	错误 (%)
1	105	$0.58 \pm 0.17$	$2.1871 \times 10^{-23}$	$\pm 30$

2	151	$0.27 \pm 0.08$	$4.6981 \times 10^{-23}$	$\pm 30$
3	197	$0.17 \pm 0.05$	$7.4618 \times 10^{-23}$	$\pm 30$
4	239	$0.012 \pm 0.004$	$1.0571 \times 10^{-21}$	$\pm 30$
5	277	约 0.001	$1.2685 \times 10^{-20}$	—

这里  $Q_0$  是在时间  $t$  内产生的氦总量。也就是说， $Q_0 / t$  是氦的生成速率。和之前一样， $D$  是锆石的扩散系数， $a$  是有效半径。利用公式 (11a) 对公式 (15) 进行积分，并除以  $Q_0$ ，即可得到稳态条件下锆石中氦的比例  $Q / Q_0$ ：

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{a^2}{15Dt}$$

### 公式 16

表 3 给出了在  $a = 30 \mu\text{m}$  和  $t = 15$  亿年  $= 4.73 \times 10^{16}$  秒时观察到的保留所需的锆石扩散系数。

对于样本 6，该模型的推理与创造论模型相同，只是氦在黑云母中完全密封超过十亿年的可能性较小。对

于其他样本，该模型与我们之前发表的“演化”模型完全相同。 <sup> 33</sup>

## 数据与模型比较

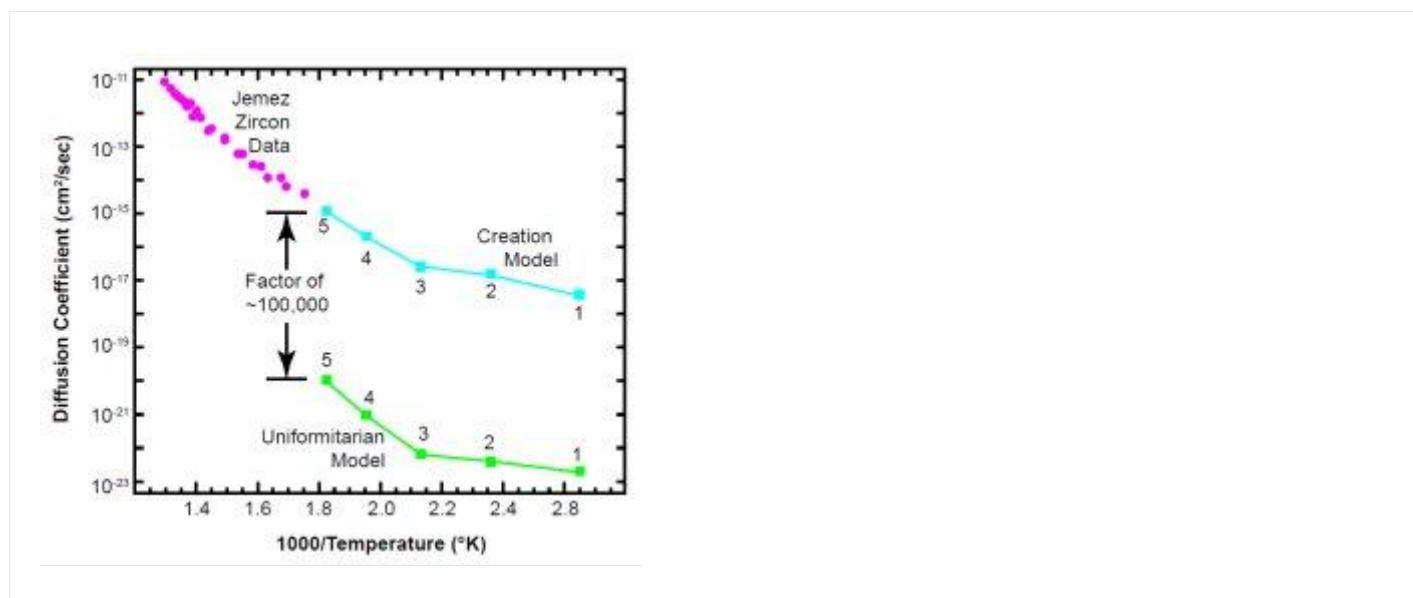


图 8. 锆石数据与形成模型非常吻合。纵坐标为  $D$ （而非  $D / a^2$ ）。

图 8 显示了来自杰梅兹花岗闪长岩的锆石数据以及两种模型。锆石数据与创世模型完全吻合。如图 6(a) 所示，这些新数据也与所有已发表的锆石数据相当一致。截至本文撰写之时（2003 年 2 月），我们尚无杰梅兹锆石在  $300^\circ\text{C}$  以下的可靠数据。但请注意，对于样品 3、4 和 5，数据斜率与创世模型点相同，并且数据几乎与点 5 相交。这使得我们可以使用公式 (14c) 来粗略估计这三个点的  $t$  值：

$$t = \frac{b^2 x}{\pi^2 D}$$

### 公式 17

使用  $a / b = 0.03$ ，从方程 5b 的最佳拟合实验参数外推得到的  $D / a^2$  值，以及表 2 中的  $x$  值和误差，我们得到扩散发生的以下时间：

上述误差不包括将锆石扩散系数数据拟合结果外推至所需低温范围时产生的统计误差。若能获得低于 300 °C 的实际数据，则可消除外推误差。

表 4. 扩散时间。

	$x$	$D / b^2$ (秒 - 1)	时间 $t$ (年)	误差 (年)	
3	4.0982 × 10 <sup>-3</sup>	1.2672 × 10 <sup>-15</sup>	10389	+4050	- 2490
4	3.3250 × 10 <sup>-2</sup>	1.6738 × 10 <sup>-14</sup>	6392	+2110	-1150
5	1.8190 × 10 <sup>-1</sup>	1.2311 × 10 <sup>-13</sup>	4747	—	—

与此同时，考虑到误差估计，我们可以说表 4 中的数据表明，地球年龄在 4000 至 14000 年之间。这远远低于均变论所预测的 15 亿年年龄！

看起来，保留数据要求生成模型中的第 1 点和第 2 点位于一条“缺陷”线上，这与俄罗斯辐射损伤锆石的数据类似。这种相似性让我们有理由相信，低温锆石数据一旦出炉，也会非常接近这些模型点。

表 5. 十亿年下限与观察到的保留时间。

样本	$T$ (摄氏度)	观测到的 $D / a^2$ (秒 <sup>-1</sup> ) 由 数据外推得出	氦气滞留量 $Q / Q_0$	
			15 亿年后	观察到
3	197	$1.4080 \times 10^{-12}$	$1.0007 \times 10^{-6}$	0.170
4	239	$1.8597 \times 10^{-11}$	$7.5764 \times 10^{-8}$	0.012
5	277	$1.3679 \times 10^{-10}$	$1.0368 \times 10^{-8}$	0.001

这些数据对均变论模型毫无希望。锆石数据不太可能再沿着本征线向下延伸五个数量级。可以肯定的是（因为所有天然锆石都存在缺陷），在某个较低温度下会

出现一个拐点，数据会水平向右偏离，形成一条坡度平缓的缺陷线。但即便没有出现这种情况，本征线也会远远高于均变论模型。

我们还可以利用这些观测数据来估算，如果锆石的年龄确实为 15 亿年，Gentry 应该测得的氦保留量是多少。如果在此期间氦无法从黑云母中泄漏出来，那么所有样品的氦保留量都应该约为 0.001，远低于样品 1 至 4 的氦保留量[参见第 6 节中公式(7)和(8)之间的部分]。然而，我们知道氦可以通过周围的石英和长石扩散。假设这些阻碍可以忽略不计，我们可以使用公式(16)中的外推数据来获得氦保留量的下限。表 5 显示了结果：

总之，观测到的扩散速率非常高，如果锆石在观测到的温度下存在了 15 亿年，那么 1 号至 5 号样品中**氦的含量将远低于我们的观测值**。这强烈表明它们存在的时间远没有那么长。

### 堵上一些漏洞

均变论者对这些数据的一种回应可能是：他们认为，在更新世-上新世火山活动之前，杰梅兹花岗闪长岩的温度足够低，使得扩散系数足够小，从而能够保留氦气。我们在第 7 节讨论过这种可能性，但这里我们指出，这样的温度究竟有多低。

在获得可靠的杰梅兹花岗闪长岩锆石低温数据之前，我们必须间接地利用现有数据进行推断。目前唯一已发表的低温锆石数据，即俄罗斯 Magomedov 的数据<sup>34</sup>，显示出一条缺陷线（图 6a）。这条线相当高，可能是因为 Magomedov 报告的高辐射损伤导致这些锆石存在大量缺陷。但这条缺陷线的斜率与生成模型和均变模型中保留数据点 1、2 和 3 的斜率相似（图 8）。由于高温杰梅兹锆石数据与生成模型吻合良好，因此有充分的理由假设低温数据也符合该模型。在这种情况下，锆石缺陷线的参数将是：

$$E_1 \approx 3.76 \text{ kcal/mole}, D_1 \approx 7.4 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{sec}$$

### 公式 18

由于  $E_1$  很小，缺陷线的斜率也很小。这些数值意味着，为了使扩散系数足够低以满足均变论的要求，例如达到  $10^{-23} \text{ cm}^2/\text{s}$  的量级，花岗闪长岩中上新世之前的温度必须约为  $-190^\circ \text{C}$ ，接近液氮的温度。我们所知的任何均变论者都不会主张地球在数十亿年的时间里都处于低温状态！当然，这些数值只是初步估计，杰梅兹锆石的实际缺陷线可能需要的冷却程度要小一些。但这表明，锆石需要极低的温度才能在均变论所描述的漫长岁月中保持大量的氦。

第二种均变论的辩护理由可能是，黑云母或周围岩石中的氦-4 浓度目前与锆石中的浓度大致相同。（这种情况非常不寻常，因为氦<sup>4</sup>的主要来源是锆石或其他一些矿物（如榍石或磷灰石）中的铀或钍系放射性，而不是黑云母。）这种情况意味着基本上没有发生氦向锆石内部或外部的扩散。然而，我们的**测量结果**（附录 B）表明，除了可能的样品 5 和 6 之外，黑云母中的氦浓度[第 6 节，公式（7）和（8）之间]远低于锆石中的浓度。扩散总是从浓度较高的区域流向浓度较低的区域。因此，氦必定是从锆石扩散到周围的黑云母中。此外，洛斯阿拉莫斯地热项目没有报告从钻孔中涌出大量（具有商业价值的）氦气，这表明该地层整体上并没有多少游离氦气。

第三种均变论辩护可能是橡树岭团队犯了一个巨大的错误，实际的氦含量比他们报告的要小几个数量级。但正如附录 C 所述，我们的实验员肯尼斯·法利

（Kenneth Farley）在不知道应该检测到多少氦的情况下，仅将温度加热到 500° C，就获得了每克锆石 540 纳摩尔氦的部分（非完全）释放量，或者用 Gentry 的单位表示为  $11 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 / \mu\text{g}$ 。这与 Gentry 在表 2 中的结果处于同一数量级，表 2 报告了加热到 1000° C 直至不再产生氦后释放的总（完全）量。因此，我们的实验结果支持 Gentry 的数据。

## “闭合温度”对均变论者没有帮助

一些均变论者试图利用地球科学中的封闭温度概念来声称，低于该温度的锆石是永久封闭系统，不会通过扩散损失大量氦。他们忽略了即使远低于该温度，锆石也能**重新打开**并损失大量氦。本文解释了封闭温度和重新打开的概念，并指出，在均变论的假设下，杰梅兹花岗闪长岩中的锆石会在其形成早期就重新打开。

考虑一颗在新生花岗岩中冷却的热锆石。如果冷却速率恒定，那么马丁·多德森 (Martin Dodson) 关于封闭温度的开创性文章<sup>35</sup>表明，扩散系数  $D$  (氦从锆石中扩散出来) 随时间  $\tau$  呈指数衰减， $\tau$  的时间常数由下式给出：

$$\tau = -\frac{RT^2}{E_0 \left( \frac{dT}{dt} \right)}$$

### 公式 19

其中  $T$  为绝对温度， $dT / dt$  为冷却速率， $R$  为气体常数， $E_0$  为“固有”区域的活化能（第 3 节）。

在均变论的假设下，核衰变以近乎恒定的速率产生氦。最初，当锆石温度极高时，氦会以与核衰变产生氦相同的速率从晶体中扩散出去。但随着锆石冷却，它最终会达到一个温度，低于该温度时，氦的**损失速率**将

小于产生速率。这一点本质上就是多德森所说的“闭合温度”。他证明，在冷却速率恒定的情况下，闭合温度  $T_c$  为

$$T_c = \frac{E_0}{R \ln \left( A \tau \frac{D_0}{a^2} \right)}$$

### 公式 20

其中 A 为无量纲常数（球体为 55）， $D_0$  为图 4 (a) 中的“固有”截距，a 为晶体的有效半径， $\tau$  为由公式 (19) 给出的扩散时间常数。由于  $\tau$  取决于冷却速率，因此会对  $T_c$  产生一定影响，地球科学家在确定封闭温度时通常会隐含一个常规的冷却速率。在附录 C 中，Kenneth Farley 假设冷却速率为每百万年  $10^\circ\text{C}$ ，并发现 Jemez 花岗闪长岩锆石的封闭温度为  $128^\circ\text{C}$ 。

该温度低于样品 2 至 5 的钻孔温度（表 1）。我们的大多数样品温度都高于封闭温度，因此它们始终处于开放状态，不断泄漏氦气。然而，即使它们达到了封闭温度，下文的分析表明，它们也不会长时间保持封闭状态。

如图 9 所示，锆石冷却至闭合温度以下后，氦开始在其内部积累。随后，随着温度逐渐稳定至与周围岩石

相同的温度，扩散系数  $D$  趋于恒定。（长期温度变化的情况更难分析，但仍然会出现重新开启的现象。）随着锆石中氦含量的增加，根据菲克扩散定律（第 3 节），氦的损失速率也会增加。最终，即使远低于闭合温度，氦的损失速率也会接近其生成速率，我们称之为锆石的“重新开启”。此时，锆石中的氦含量将稳定在一个稳态值，我们在公式 (16) 中将其记为  $Q_0$ 。之后，锆石将再次以与核衰变产生氦的速度损失氦。

让我们估算一下闭合区间，即锆石在重新开启之前保持闭合状态的时间长度  $t_{ci}$ 。正如我们在公式 15 下方提到的，氦的生成率为  $Q_0 / t$ ，其中  $t$  是锆石的均变年龄，即 15 亿年。假设氦的生成率呈线性增长（作为第一近似），则生成率乘以  $t_{ci}$  大致等于  $Q_0$  的稳态值，也就是我们公式 (16) 右侧乘以  $Q_0$  的值：

$$\left(\frac{Q_0}{t}\right)_{t_{ci}} \approx \left(\frac{a^2}{15Dt}\right) Q_0$$

公式 21

解出  $t_{ci}$  即可得到近似闭包区间：

$$t_{ci} \approx \frac{a^2}{15D}$$

## 公式 22

如果闭合间隔相对于锆石的年龄而言很长，那么锆石确实可以被视为一个封闭系统。但根据杰梅兹锆石的均变论观点，情况是否如此呢？利用锆石的有效半径 30  $\mu\text{m}$  和测得的  $D$  值（图 8），代入公式（22），我们可以得到  $t_{ci}$  值在几十年到几千年之间，具体数值取决于钻孔中样品的温度。这些时间与均变论理论得出的 15 亿年的年龄相比非常短。

因此，即使锆石在其早期历史中迅速冷却并达到封闭温度，我们测得的扩散速率也表明它们会在不久后重新打开。在所谓的漫长岁月中，锆石大部分时间都处于开放状态。它们会损失与核衰变产生的氦量相当的氦。因此，在这种情况下，封闭温度对均变论者没有帮助，因为封闭期非常短暂。

## 结论

RATE 项目于 2000 年委托开展的实验已明确证实了我们此前发表的宇宙起源模型（第 6 节略有更新）的数值预测结果。<sup>36</sup> 2000 年以来发表的其他实验数据也与我们的数据相符。这些数据还明确否定了均变论模型。数据和我们的分析表明，超过十

亿年的核衰变发生在近期，即 4000 至 14000 年前。这有力地支持了我们关于近期发生过高度加速核衰变事件的假设。

这些扩散数据的精度不足以揭示加速事件的细节。究竟发生了一次、两次还是三次？它们是在创世周初期、堕落之后，还是在洪水期间？洪水那一年是否只有 5 亿到 6 亿年的加速，其余的加速都发生在洪水之前？我们无法从这项分析中得出结论。然而，这些锆石来自前寒武纪岩层这一事实，为各种关于寒武纪下层地层形成时间的创世论模型提供了一些线索。我们可以说，“扩散时钟”要求在锆石凝固后的数千年内，发生了大量的核衰变。无论圣经理史中前寒武纪岩石形成于何时，这些数据都表明，在岩石凝固后不久，发生了相当于“15 亿年”的核衰变。

我们最重要的结果是：**氦扩散使人们对均变论对核数据的长期解释产生怀疑，并有力地支持了圣经中的年轻世界。**

## 致谢

许多个人和机构为收集和解读这些数据做出了贡献。在此，我们特别感谢 Robert Gentry、Bill Hoesch、Yakov Kapusta、Roger Lenard、Majdah al-Quhtani 和

Phil Legate。我们还要感谢 RATE 项目的支持者们慷慨解囊，并为他们祈祷。

## 附录 A：杰梅兹锆石的同位素分析

这里我们总结了 Yakov Kapusta 博士（加拿大安大略省 Activation Laboratories, Ltd.）关于他对洛斯阿拉莫斯国家实验室岩芯样品 GT-2480 中的三个锆石进行的同位素分析报告，该岩芯样品取自 Jemez 花岗闪长岩中深度为 750 米的 GT-2 钻孔。

卡普斯塔博士使用重液和磁选法从岩芯样品中分离出锆石。他从浓缩物中选取了三颗晶体进行分析。表 A1 列出了他的分析结果和记录。

单接收器 Daly 分析采用  $0.15\%/amu \pm 0.04\%/amu$ （原子质量单位）的质量分馏校正，动态 Faraday-Daly 分析采用  $0.12\%/amu \pm 0.04\%$  的质量分馏校正。Pb 的总程序空白小于 0.6 pg，U 小于 0.1 pg。空白同位素组成：

$^{206}\text{Pb} / ^{204}\text{Pb} = 19.10 \pm 0.1$ ， $^{207}\text{Pb} / ^{204}\text{Pb} = 15.71 \pm 0.1$ ， $^{208}\text{Pb} / ^{204}\text{Pb} = 38.65 \pm 0.1$ 。年龄计算基于 Steiger 和 Jäger 的衰变常数

[37](#)。普通铅校正采用 Stacey 和 Kramers 的模型 [38](#) 以及样品的解释年龄计算。 $^{206}\text{Pb} / ^{238}\text{U}$  和  $^{207}\text{Pb} / ^{238}\text{U}$  数据的谐和图的上截



	(a)	)	)	(pg ) (b)	Pb (c)	Pb (d)	U (e)	(2 $\sigma$ % )
z 1	0.8	612	106. 1	13 .6	241.2	0.633	0.102 828	.50
z 2	1.0	218	59.6	1. 4	2365. 1	0.253	0.236 433	.23
z 3	1.7	324	62.7	1. 7	3503. 6	0.218	0.172 059	.11

笔记： 样本重量是通过使用视	比率				年龄			
	$\frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{235}\text{U}}$ (e)	误差 (2 $\sigma$ % )	$\frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{206}\text{Pb}}$ (e)	误差 (2 $\sigma$ % )	$\frac{{}^{206}\text{Pb}}{{}^{238}\text{U}}$	$\frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{235}\text{U}}$	$\frac{{}^{207}\text{Pb}}{{}^{206}\text{Pb}}$ 铅 铅	相关系数

频监视器估算的，误差在40%以内。分析中的总普通

铅仅对峰值和分馏进行校正后的测量比率。放射性铅

。已校正分馏、加标、空白和初始普通铅。 #								
z1	1.2744	.56	0.08989	.23	631.0	834.4	1423.2	0.912
z2	2.9535	.2	0.09	0.	1368.	1395.	143	0.8

		6	060	12	1	7	8.2	87
z3	2.1456	.1	0.09	0.	1023.	1163.	143	0.8
		3	044	07	4	6	4.9	28

## 黄道带黑云母 BT-1B 的氦扩散结果

(熊牙片麻岩) 2000 年 10 月 18 日  
肯尼斯·A·法利

### 实验:

将约 10 mg 粒径为 75 至 100  $\mu\text{m}$  的黑云母 BT-1B 样品进行阶梯加热。温度阶梯范围为 50°C 至 500°C, 以 50°C 为增量, 温度的估计不确定度小于 3°C。加热时间为 6 至 60 分钟, 低温下加热时间更长; 所有阶梯的加热时间不确定度均小于 1%。经过十个阶梯加热后, 将部分脱气的黑云母熔融, 以确定样品中氦的总量。采用同位素稀释四极杆质谱法测定氦含量, 估计精度为 2%。假设氦分子呈球形, 使用 Fechtig 和 Kalbitzer<sup>41</sup> 的方程计算氦扩散系数。

### 数据—表 B1:

(在后续的补充报告中, 法利告诉我们, 每微克黑云母释放出的氦气总量约为  $0.13 \times 10^{-9} \text{ cm}^3$  (标准状况下)。)

## 解释：

从该黑云母中释放的氦扩散呈现出非常明显的线性阿伦尼乌斯曲线，与该矿物的热激活体积扩散完全吻合。前两个数据点略低于阵列中心；这是矿物阶跃加热过程中氦释放的常见特征，并被归因于氦浓度分布的“边缘效应”。<sup>42, 43</sup> 忽略这两个数据点，基于这些数据，无限温度下的活化能和扩散系数分别为 25.7 kcal/mol 和 752。在 10° C/Myr 的冷却速率下，这些参数对应的封闭温度为 39° C。

（之后，法利添加了一个“建议”部分，其中讨论了黑云母在高温下真空破裂的可能性、黑云母的相关有效半径[可能是筛分薄片直径的一半]以及黑云母中氦的来源[可能是分离前薄片中的锆石中的铀和钍]。我们认为这些问题目前都不够重要，无需详细研究，因为这个样品并非来自我们当时感兴趣的地点。它只是碰巧在 ICR 地质实验室里，因此非常适合进行初步试验，以查找实验技术中可能存在的困难。）

## 黄道带黑云母 GT2 氦扩散实验结果

（杰梅兹花岗闪长岩）2001 年 3 月 24 日  
肯尼斯·A·法利

## 实验：

将约 10 mg 粒径为 75 至 100  $\mu\text{m}$  的黑云母 GT2 样品进行阶梯加热。温度阶梯范围为 50°C 至 500°C，以 50°C 为增量，温度的估计不确定度小于 3°C。加热持续时间为 7 至 132 分钟，低温下加热时间更长；所有阶梯的加热时间不确定度均小于 1%。经过 11 个温度阶梯加热后，将样品冷却至较低温度，然后再次进行 6 个温度阶梯加热。完成 17 个阶梯加热后，将部分脱气的黑云母熔融，以确定样品中氦的总量。氦的含量采用同位素稀释四极杆质谱法测定，估计精度为 2%（由于气体产率低，第 12 和 13 阶梯的测量结果不确定度较大）。使用 Fechtig 和 Kalbitzer 44 的方程，假设球形几何形状，计算 He 扩散系数。

表 B2. 黑云母样品 GT-2 中氦的扩散。

步	温度 (摄氏度)	分钟	累积分数	$\ln_e ( D / a^2 )$
1	50	61	1.61E - 05	-32.72
2	50	60	2.79E - 05	-32.01
3	100	60	2.39E - 04	-27.32
4	150	61	1.91E -	-23.18

			03	
5	200	61	4.70E - 03	-21.54
6	250	31	6.81E - 03	-20.59
7	300	31	9.69E - 03	-19.92
8	350	16	1.35E - 02	-18.63
9	400	15	2.44E - 02	-17.03
10	450	9	4.90E - 02	-15.05
11	500	7	1.07E - 01	-13.13
12	225	132	1.07E - 01	-22.12
13	275	61	1.07E - 01	-21.07
14	325	61	1.07E - 01	-19.70

15	375	60	1.10E - 01	-18.07
16	425	55	1.24E - 01	-16.15
17	475	61	1.99E - 01	-14.22
融合			8.00E - 01	
全部的			1.00000	

## 数据一表 B2:

（在后来的补充报告中，法利告诉我们，每微克黑云母释放出的氦气总量约为  $0.32 \times 10^{-9} \text{ cm}^3$  [标准状况下]。）

## 解释:

该样品中氦扩散呈现出一种相当奇特的模式，在中等温度下出现了一条明显的曲线。我目前尚无法对此现象做出明确的解释。由于黑云母 BT-1B 样品并未出现这条曲线，因此我怀疑这并非真空击穿所致。为了验证该现象是否可逆，我在  $500^\circ\text{C}$  温度阶跃后降低了温度，并进行了更多步骤的实验。结果表明，该现象似乎是可逆的，也就是说，在最高温度阶跃后，曲线再

次出现。但是，构成这条曲线的两个步骤（12、13）的氦产率非常低，且不确定性很高。我们可能面临不止一个氦源（例如，不同的颗粒尺寸或多种矿物？）。

（我们认为，黑云母薄片可能仍然嵌有一些非常小的含氦锆石，这可能是一个氦源。另一个氦源可能是从不再附着于薄片的较大锆石中扩散出来的氦。）该样品中的氦含量约为 BT-1B 的两倍。请注意，尽管 GT2 中存在奇怪的曲率，但这两个黑云母样品总体上具有相似的氦扩散率。

（法利提到的相似性使我们认定黑云母的数据大致正确。由于这些低于 300°C 的数据也比我们的宇宙起源模型高出一个数量级，我们推测锆石对氦流失的阻碍作用可能比黑云母更大，因此我们将注意力转向了锆石。结果证明我们的推测是正确的，这使得精确的黑云母数据变得不那么重要了。）

## 附录 C：锆石中的扩散速率

以下是肯尼斯·法利（Kenneth Farley）的报告（括号内为我们的注释），内容是他对雅科夫·卡普斯塔（Yakov Kapusta）从洛斯阿拉莫斯国家实验室岩芯样品 GT-2480（取自杰梅兹花岗闪长岩 GT-2 钻孔，深度 750 米）中提取的锆石中氦扩散的测量结果。附录 A 给出了卡普斯塔对其中三颗锆石的放射性同位素分析结果。其余锆石未经大小分类，标记为样品 YK-511，

并已送交法利进行扩散分析。在图 8 中，我们假设有效半径为 30 微米（或长度为 60 微米），并绘制了法利在下文中总结的最可靠的数据点（编号 15-44）。这些数据点仅涵盖到 300°C。我们希望在后续发表的文章中报告类似的测量结果，温度范围可达 100°C。

## 样品 YK-511 的报告

（杰梅兹花岗闪长岩）2002 年 5 月 14 日，肯尼斯·A·法利

我们从 Zodiac 公司提供的大瓶中取出 0.35 毫克锆石，进行阶梯加热。我们验证了分离得到的样品纯度很高，且确实是锆石。阶梯加热过程共分为 45 个步骤，以便更好地确定氦的释放行为。前 15 个步骤温度单调递增，之后温度循环升降数次。

### 结果：

（参见下一页表 C1。）前 14 个步骤呈线性分布，对应的活化能约为 46 kcal/mol，闭合温度约为 183°C（假设冷却速率为 10°C/Myr）。然而，第 15 至 44 步（如图 6(a) 和图 8 所示）经历了从低温到高温再到低温的循环，其斜率较缓，对应的活化能

$E_a = 34.5 \text{ kcal/mol}$ ，闭合温度

$T_c = 128^\circ\text{C}$ 。这种从初始升温阶段到

实验主体阶段的斜率变化偶尔会被观察到，其原因可能是：

1. 锆石中氦浓度分布呈圆弧状，导致初始氦释放异常延迟。换言之，氦浓度分布比用于估算扩散系数的计算模型所假设的更为平缓。随着实验的进行，这种效应逐渐消失，初始浓度分布的影响也随之减弱。这种圆弧状分布可能是由于冷却缓慢或近期再加热造成的。
2. 斜率的变化可能是由于锆石在加热实验过程中发生了变化。例如，辐射损伤可能发生了退火。该样品的氦产率非常高（540 nmol/g），因此很可能存在辐射损伤。然而，锆石的含量仅略微处于辐射损伤退火的临界范围内，因此这种假设的可能性较小。

需要考虑地质历史和/或进行进一步实验，才能最终区分这些可能性。

表 C1. 样品 YK-511 的扩散数据。

步	温度 (摄氏度)	氦 4 (nmol/g)	时间 (秒)	分数	累积分数	$D / a^2$ (秒 <sup>-1</sup> )
1	30	5.3370	3660	0.0012	0.0012	3.78E - 11

	0	83		59	59	
2	30	1.3167	3660	0.0003	0.0015	2.10E - 11
	0	32		11	70	
3	30	0.9359	3660	0.0002	0.0017	1.77E - 11
	0	63		21	91	
4	32	3.7197	3660	0.0008	0.0026	9.34E - 11
	5	75		78	69	
5	35	7.9100	3660	0.0018	0.0045	3.21E - 10
	0	44		67	36	
6	37	18.122	3660	0.0042	0.0088	1.36E - 09
	5	94		78	15	
7	40	36	3660	0.0084	0.0173	5.29E - 09
	0			98	13	
8	42	73.100	3660	0.0172	0.0345	2.13E - 08
	5	49		56	69	
9	45	106.07	3660	0.0250	0.0596	5.85E - 08
	0	61		40	09	
1	46	78.891	1860	0.0186	0.0782	1.27E - 07
0	0	37		23	32	
1	47	96.999	1860	0.0228	0.1011	2.08E - 07
1	0	25		97	30	

1	48	117.24	1800	0.0276	0.1288	3.40E - 07
2	0	79		77	07	
1	49	146.87	1860	0.0346	0.1634	5.38E - 07
3	0	82		71	79	
1	50	171.55	1800	0.0404	0.2039	8.46E - 07
4	0	38		96	76	
1	45	149.59	7200	0.0353	0.2392	2.31E - 07
5	3	62		13	90	
1	44	66.457	7260	0.0156	0.2549	1.16E - 07
6	5	67		87	78	
1	40	9.5898	6840	0.0022	0.2572	1.86E - 08
7	0	14		63	41	
1	42	10.647	3600	0.0025	0.2597	3.98E - 08
8	0	11		13	55	
1	44	23.193	3660	0.0054	0.2652	8.69E - 08
9	0	66		75	30	
2	46	52.303	3660	0.0123	0.2775	2.05E - 07
0	0	5		46	77	
2	48	102.70	3660	0.0242	0.3018	4.38E - 07
1	0	62		44	21	
2	32	0.3578	3660	8.45E	0.3019	1.61E - 09
2	5	28		- 05	06	

2	35	0.7182	3660	0.0001	0.3020	3.23E - 09
3	0	40		70	75	
2	37	1.6908	3660	0.0003	0.3024	7.62E - 09
4	5	89		99	75	
2	40	4.2460	3660	0.0010	0.3034	1.92E - 08
5	0	82		02	77	
2	42	8	3660	0.0018	0.3053	3.64E - 08
6	5			88	65	
2	45	21	3660	0.0049	0.3103	9.70E - 08
7	0			57	23	
2	46	22.083	1860	0.0052	0.3155	2.05E - 07
8	0	9		13	36	
2	47	33	1800	0.0077	0.3233	3.26E - 07
9	0			89	26	
3	48	45	1860	0.0106	0.3339	4.47E - 07
0	0			22	48	
3	49	62.398	1800	0.0147	0.3486	6.75E - 07
1	0	99		29	78	
3	50	82.652	1800	0.0195	0.3681	9.59E - 07
2	0	62		10	89	
3	47	120.22	7260	0.0283	0.3965	3.80E - 07
3	5	2		79	69	

3	44	45	7260	0.0106	0.4071	1.53E - 07
4	5			22	91	
3	40	5.8794	7260	0.0013	0.4085	2.05E - 08
5	0	06		87	79	
3	30	0.0759	3660	1.79E	0.4085	5.26E - 10
6	0	83		- 05	97	
3	32	0.6850	2166	0.0001	0.4087	8.02E - 10
7	0	76	0	62	59	
3	34	1.1221	1806	0.0002	0.4090	1.58E - 09
8	0	11	0	65	24	
3	36	1.9864	1446	0.0004	0.4094	3.49E - 09
9	0	25	0	69	93	
4	38	3.4137	1086	0.0008	0.4102	8.01E - 09
0	0	68	0	06	99	
4	40	5.7523	7260	0.0013	0.4116	2.03E - 08
1	0	65		57	57	
4	42	6.1266	3660	0.0014	0.4131	4.30E - 08
2	0	26		46	03	
4	44	13.670	3600	0.0032	0.4163	9.85E - 08
3	0	16		26	30	
4	46	30.378	3660	0.0071	0.4235	2.19E - 07
4	0	21		71	01	

## 结论

根据数据得出的最合理结论是，实验主体部分（步骤 15-44）给出了封闭温度的最佳估计值，约为 130°C。虽然数据库规模不大，但这比我们之前在锆石中观测到的温度略低。辐射损伤可能对这种富氦样品中氦的释放动力学起着重要作用。

读完这篇文章，你心里是否有一些触动？有没有一些新的想法，或者值得你认真思考的问题？或许，你也开始重新思考自己的信仰和人生的方向。

如果你愿意，现在就可以向上帝祷告，打开心门，成为祂的儿女。祷告不需要华丽的言辞，只要一颗真诚的心。你可以这样祷告：

天父上帝，

今天我来到你面前，愿意立定心志，宣告我相信耶稣基督是我的救主，是我生命的主。我愿意离开过去那些不讨你喜悦的生活方式，求你赦免我的过犯。靠着你的恩典，帮助我学习顺服你、爱人如己，活出你所赐的新生命。求圣灵每天引导我、扶持我，使我一生荣耀你的名。奉主耶稣基督的名祷告，阿们。

如果你已经做了这个祷告，愿你知道，你并不孤单。信仰的道路需要陪伴和成长。鼓励你在自己居住

的地方,寻找一间合适的教会,与弟兄姐妹一同聚会、学习和成长。

如果你有任何疑问,或在信仰上需要帮助,欢迎随时写信与我们联系。我们愿意倾听,也愿意与你一同前行。