

TEMAS DEL PRESENTE
Eduardo Quintana
Comisión Nacional de Energía Atómica

(ISBN NO)

Los Elementos Radiactivos y el Calor Terrestre.

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1982

Introducción

Desde el descubrimiento de la radiactividad, efectuado por Becquerel a fines del siglo pasado, muchos han sido los estudios que se llevaron a cabo sobre este fenómeno, siendo innumerables sus aplicaciones en todas las ramas de la Ciencia, por ejemplo: en Medicina, ha permitido desarrollar precisos y eficientes métodos de diagnóstico y curación; en Química, permite llegar al conocimiento de los mecanismos mediante los cuales ocurren las reacciones, lo que aplicado a la Bio-Química nos da la posibilidad de penetrar en las intimidades más profundas de la célula, es decir de la Vida misma. Además, por medio de los fenómenos de radiactividad, el hombre ha encontrado los métodos más exactos y reproducibles para establecer un patrón del sistema métrico y para medir el tiempo.

En las páginas siguientes trataremos de explicar cómo los radionucleidos, además, contribuyeron para que la Tierra sea lo que es hoy: un planeta con montañas, planicies, océanos y vida.

Pero antes debemos dar algunas nociones de cómo se comportan estos elementos y qué leyes físicas y químicas siguen.

Elementos de radiactividad

El núcleo de un átomo es descripto habitualmente en términos de dos partículas: neutrones y protones, los que existen en proporciones oximadamente iguales en la mayoría de los elementos. Como lo indica su nombre, el neutrón es una partícula eléctricamente neutra, mientras que el protón tiene una carga eléctrica positiva de $4,803250 \times 10^{-10}$ u.e.s. ($1,6021917 \times 10^{-19}$ Coulomb). Dado que se requiere energía para generar una carga eléctrica, la unión de varios protones aumentará la densidad total de carga o energía del núcleo. Como consecuencia de ello, éste se desintegraría si no fuera por una fuerza de unión de corto alcance, llamada **fuerza nuclear** (en contraposición con las electrostáticas que son

de largo alcance), agrupando de modo tal a las partículas que la densidad del núcleo es de aproximadamente 2×10^{14} g/cm³.

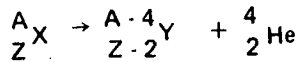
La diferencia entre un átomo de un elemento y el de otro es la diferencia entre el total de cargas positivas de los núcleos o del número de protones que contienen. Se denomina número de masa A, al número total de neutrones y protones que contiene el núcleo. Se conoce como número atómico Z al número total de protones o de cargas positivas del núcleo. Por ejemplo, el núcleo del U-238, el más grande de los que se encuentran en la naturaleza contiene 92 protones y 146 neutrones, lo que mediante la notación más ampliamente difundida se denota: ${}^{238}_{92}\text{U}$ ($A = 238 = 92$ protones + 146 neutrones).

Los átomos que tienen el mismo número de protones pero diferente número de neutrones, son casi idénticos químicamente, se los denomina con el mismo nombre del elemento, y se dice que son "isótopos". Por ejemplo, el azufre tiene 4 isótopos estables, ${}^{32}_{16}\text{S}$, ${}^{33}_{16}\text{S}$, ${}^{34}_{16}\text{S}$ y ${}^{36}_{16}\text{S}$.

Como dijimos, las fuerzas de unión que mantienen juntos a los protones y los neutrones de un núcleo deben actuar a muy corta distancia. Así cuando por algún medio se "rompe" un núcleo, los fragmentos se separan a gran velocidad. Cuando hay demasiados protones empaquetados junto con los neutrones y las fuerzas de unión están cerca del límite de su capacidad para mantener el conjunto, las vibraciones normales dentro de la estructura pueden, en ciertos casos, exceder el límite de una unión y una parte del núcleo se separa espontáneamente. A este fenómeno se lo denomina radiactividad o desintegración radiactiva del núcleo. Cuando se desprende un fragmento del núcleo una de las partículas que más comúnmente se emiten está compuesta por 2 neutrones, y 2 protones; ella es equivalente al núcleo del átomo de helio y se la conoce como **partícula α** .

La pérdida de una partícula α deja, por lo general, al núcleo en un estado de excitación del cual no pasa

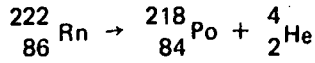
a un estado fundamental o estable hasta después de emitir uno o más rayos γ :



X: núcleo madre

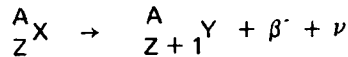
Y: núcleo hijo

Este tipo de desintegración es característica de los núcleos pesados con número atómico mayor que 82. Por ejemplo veamos la siguiente desintegración:



Un rayo γ , al igual que un fotón luminoso aislado, tiene propiedades que lo hacen comportarse en algunas circunstancias como una radiación electromagnética y en otras como un pequeño paquete de energía (dualidad onda-partícula).

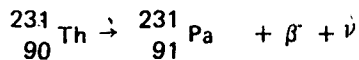
Otra de las formas en que un núcleo inestable puede alcanzar mayor estabilidad es mediante una transformación en la cual el núcleo modifica su carga en una unidad y emite un electrón junto con un neutrino. El electrón de alta velocidad emitido radiactivamente desde el núcleo lleva el nombre de **partícula: β**



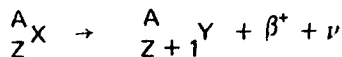
β^- : Símbolo del rayo beta negativo.

ν : Símbolo del neutrino.

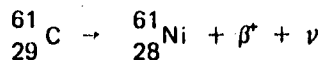
Un ejemplo sería:



Esta reacción ocurre generalmente cuando la relación de neutrones a protones es mayor que la que corresponde a la zona de estabilidad de la tabla periódica. En el caso de ser la relación de neutrones a protones menor, tenemos una desintegración β positiva. El rayo β positivo es un **positrón**, que es una partícula que tiene una masa y carga, en valor absoluto, igual al electrón, pero de signo contrario:



β^+ : Símbolo del positrón.



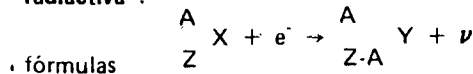
En una desintegración α , la masa de esta partícula sumada a la del núcleo resultante no es exactamente igual a la masa del núcleo original. La diferencia en el total de las masas, antes y después del proceso, re-

presenta la masa equivalente a la energía desprendida con la partícula α y los rayos γ . La relación entre diferencias de masa y energía están dadas por la ecuación de Einstein: $\Delta E = C^2 \Delta m$. La diferencia de energía ΔE está dada por la energía cinética de la partícula α , la repulsión del núcleo primitivo y por la energía de radiación de los rayos γ ; c es la velocidad de la luz, que es $2,9979250 \times 10^{10}$ cm/seg; Δm es la diferencia entre la masa del núcleo antes de que fuera emitida la partícula α y la suma de las masas del núcleo y la partícula después de su emisión. Esta diferencia se conoce como defecto de masa:

$$\text{formula } \Delta m = M - (M' + m_\alpha)$$

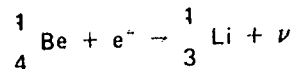
M: masa del núcleo madre; M': masa del núcleo hijo; m_α : masa de la partícula alfa.

En la transformación β , la energía de la partícula β más la de las radiaciones relacionadas que se pueden medir no alcanza (en términos de equivalente masa de la energía) a cubrir la diferencia que existe entre las masas antes y después de la transformación. Para explicar esta diferencia, el físico Pauli postuló la existencia del neutrino (demostrando experimentalmente su existencia Cowan y Raines). Finalmente, el núcleo puede sufrir en ciertos casos otra transformación que consiste en la captura de uno de sus electrones asociados y la emisión de un neutrino, modificando en una unidad la carga del átomo; a esta transformación se la denomina "**captura radiactiva**":



e^- : electrón

Por ejemplo:



En resumen, vemos que en los fenómenos radiactivos intervienen partículas α , β y rayos γ . Las primeras son pesadas, están formadas por dos neutrones y dos protones y tienen mucha energía; las partículas β son electrones que se frenan rápidamente debido a la interacción con el medio circundante y los rayos γ son similares a los rayos X pero de mayor energía.

Interacción de la radiación con la materia

Al atravesar la materia, la radiación interactúa con ella perdiendo energía en cada proceso de interacción. A la mínima distancia para detener la radiación se la denomina **alcance**. Este es un concepto de gran utilidad para el estudio de haces de partículas cargadas que tienen un alcance bien definido en la materia ya que pierden energía en interacciones sucesivas, aunque no se aplica a la radiación γ .

El número de interacciones necesarias para detener

las partículas depende, para una sustancia dada, de la energía inicial.

En la práctica se mide el alcance de las partículas en aire, cuyos valores expresados en cm resultan aproximadamente igual a las energías de las partículas expresadas en MeV., trabajando a 15°C y 1 atmósfera. Por lo tanto:

$$R \text{ (cm)} \cong E \alpha \text{ (Mev)}$$

En estas condiciones se tiene que R varía de 3 a 8 cm aproximadamente. El alcance de un haz de partículas α en una cierta sustancia r está relacionado con el que tiene en aire por la igualdad $R_a \cdot \delta_a = R_r \cdot \delta_r$ donde R_a y R_r son los alcances en el aire y la sustancia respectivamente, δ_a y δ_r son las densidades del aire y el material v

Esta relación nos indica que el alcance en un medio diferente del aire es sensiblemente menor. Ello se visualiza en un ejemplo:

$$\frac{R_a}{R_{Pb}} = \frac{\delta_{Pb}}{\delta_a} = \frac{11,3}{1,3 \times 10^{-3}} \cong 8,7 \cdot 10^3$$

Es decir que cualquier partícula α recorre 8700 veces menos camino en plomo que en aire.

En su trayectoria, las partículas α producen gran ionización al arrancar electrones y este hecho se conoce como ionización primaria. El número de pares iónicos que se forman está dado por la ecuación:

$$n^{\circ} \text{ de pares iónicos} = I = \frac{E\alpha}{32,5 \text{ eV}}$$

siendo 32,5eV el valor medio para arrancar un electrón en aire.

Las partículas β , positivas o negativas, tienen velocidades que pueden llegar prácticamente a la de la luz, aunque su energía menor a las de las partículas α . Las partículas β son mucho más penetrantes que las α y pueden perder gran parte de su energía en la interacción con un solo electrón, además de desviarse con facilidad dando recorridos no rectilíneos. Debido a ello y a su pequeña masa, la ionización específica que producen estas partículas es considerablemente menor que la que producen las partículas α . Por otra parte, el alcance máximo de las partículas β es mucho mayor, como puede verse en la siguiente tabla

	E (MeV)	R_a	l (mm)
part α	3	2,8	4000
part β	3	1000	4

La interacción de los rayos γ con la materia es, casi por completo, su interacción con los electrones, pues casi todo el volumen del átomo es espacio vacío atravesado por aquéllos. La masa de los electrones es despreciable comparada con la de los núcleos sumamente densos, pero estos núcleos sólo componen una parte muy pequeña del total del espacio. Dado que, en los átomos, el número total de los electrones es igual al número total de los protones y que el número de estos últimos es casi proporcional a la masa de los núcleos, la densidad de electrones en cualquier material es casi proporcional a la masa de ese material medida en término de su peso por cm^3 .

Los rayos γ y los átomos ejercen acciones recíprocas de tres formas principales. En primer lugar, a medida que la energía de la radiación incidente aumenta, su longitud de onda (λ) decrece, y hay una mayor tendencia a interactuar con los electrones individuales y no con el átomo en conjunto. Entonces los rayos γ tienen una colisión elástica con el electrón orbital existiendo un fotón dispersado que se mueve con un cierto ángulo, impartiendo al electrón una velocidad en la dirección opuesta. La energía cinética proporcionada al electrón proviene del rayo γ que sigue su trayectoria con menor energía. Los fotones tienen propiedad de radiación electromagnética y, recordando que el electrón es un ente cargado que actúa como partícula o como onda, de acuerdo a la forma en que se lo observa, el fenómeno en principio no puede menos que ser extraño. Digamos simplemente que el rayo γ pierde parte de su energía, modifica su dirección y expulsa un electrón de su órbita atómica con una velocidad que perturbará las estructuras electrónicas circundantes. Esta perturbación es conocida con el nombre de Efecto Compton, en honor a su descubridor.

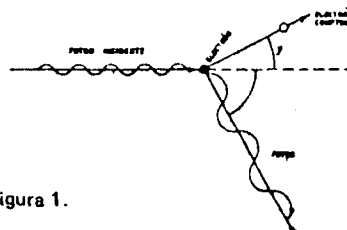


figura 1.

En segundo lugar se produce una interacción conocida como Efecto Fotoeléctrico que tiene lugar tanto con los fotones de la luz como con los de los rayos γ . Cuando un rayo γ perdió la parte de su energía debida al efecto Compton, existe una gran probabilidad de que pierda el resto por absorción completa de un electrón, y el rayo γ simplemente desaparece. La suma de estos dos efectos hace que los rayos γ cedan toda su energía antes de desaparecer, a uno o varios electrones hasta que finalmente, la energía se transforma en una excitación general de los átomos de la materia atravesada y se presenta ahora bajo la forma de calor.

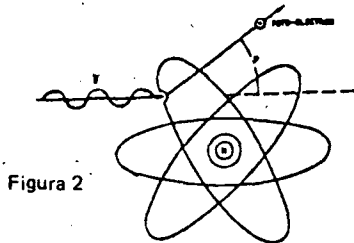


Figura 2

La tercer forma es cuando la energía del fotón que incide sobre la materia, es superior al doble de la masa del electrón en reposo, es decir:

$h\nu_0 = 2m_0c^2 = 12.0511 \text{ Mev} \approx 1,02 \text{ Mev}$ creciendo a partir de aquí su importancia con el aumento de la energía de la radiación γ

En la formación de pares, el fotón en un campo de partículas cargadas, esencialmente en el campo del núcleo, desaparece creándose un par positrón-electrón, con energía cinética tales que se cumple:

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_{e^-} + E_{e^+}$$

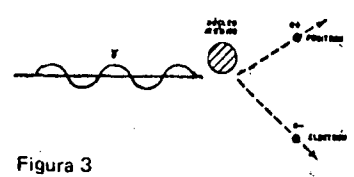


Figura 3

Podemos decir que el amortiguamiento de los rayos γ depende de dos leyes. En primer lugar, lo mismo que la luz, decrecen en la intensidad con el cuadrado de la distancia desde una fuente puntual; siendo éste un amortiguamiento puramente geométrico, puede ser calculado para una fuente de cualquier forma si se la considera como un gran número de pequeñas fuentes puntuales y se suman los efectos de todas ellas.

En segundo lugar, el amortiguamiento de los rayos γ depende de las probabilidades de choque con los electrones. En cualquier caso específico, la probabilidad es proporcional al número de electrones presentes por unidad de volumen y al número de rayos γ .

Tomemos por ejemplo un haz paralelo de rayos que atraviesan un material homogéneo en el cual la densidad electrónica es esencialmente constante.

En cada centímetro, sucesivo de trayectoria, el número de rayos γ que emerge mantendrá una proporción constante con el número de los que a él entran. Esta proporción estará dada por la densidad electrónica del material. La ley que describe este fenómeno se conoce como **ley exponencial**

$$N = N_0 e^{-\mu x}$$

donde N_0 : número de rayos que entran al material; N : número de rayos que salen de cualquier punto del material; μ : coeficiente de absorción total; X : distancia total que recorren los rayos γ . El coeficiente μ es la suma de $\tau + \sigma + \chi$ de cada uno de los distintos procesos de interacción, donde:

τ : coeficiente lineal para el efecto fotoeléctrico, que mide la probabilidad de que una radiación electromagnética sufre efecto fotoeléctrico en la unidad de recorrido.

σ : coeficiente lineal para el efecto Compton, que indica la probabilidad de que una radiación electromagnética sufra el proceso Compton en la unidad de recorrido;

χ : coeficiente lineal para el proceso de formación de pares que indica la probabilidad de que un fotón forme pares en la unidad de recorrido.

Existe un espesor de material, llamado **semiespesor**, que reduce el número de fotones a la mitad de su valor inicial. El semiespesor, $x_{1/2}$, está relacionado con el coeficiente μ mediante la expresión $x_{1/2} = 0,693/\mu$.

Pero desde el punto de vista práctico, lo que interesa fundamentalmente no es fricción de rayos de un haz que desaparecen sino la energía de ese haz que ha sido absorbida por el medio. Se entiende por energía absorbida en un medio, la energía del fotón que ha sido convertida en energía cinética de los electrones secundarios (fotoelectrones fundamentalmente). Dicho de otra manera, la **ionización primaria** originada por un rayo γ sólo tiene lugar en el efecto fotoeléctrico y en el efecto Compton, en los cuales sólo se produce un par de iones. El fotoelectrón lleva como energía cinética prácticamente toda la energía del fotón; en el proceso Compton el electrón secundario lleva parte de la energía del rayo γ y, en la producción de pares, también una fracción de la energía del mismo aparece como energía cinética del electrón y positrón. Por lo tanto son los electrones secundarios y los positrones, y no los rayos γ directamente, los que producen ionización y excitación al ser frenados por el medio.

Las partículas nucleares y el calor

Cuando una partícula α atraviesa la materia, sus dos protones representan una carga positiva de alta velocidad que choca con los electrones que halla en su trayectoria, desplazándolos de sus órbitas e impartiendo una velocidad adicional. Sin embargo, la masa de la partícula es tan grande que la interacción con los electrones no cambia en modo alguno la dirección de la partícula α , la cual pierde energía gradualmente, acelerando los electrones en la trayectoria que recorre. Como vimos antes, estos electrones acelerados transfieren paulatinamente su energía a las estructuras electrónicas y atómicas comunicándoles una excitación general, la que se manifiesta

como calor. La acción recíproca entre la carga positiva y los núcleos de los átomos de la materia atravesada causa también una cierta pérdida de energía, pero en la mayoría de los casos la partícula α no entra en interacción con los núcleos atómicos hasta el final de su trayectoria. Salvo los raros casos en que la partícula α choca con un núcleo en la parte inicial de su recorrido, por lo general se desplaza hasta que su velocidad se reduce a una pequeña fracción de la velocidad original, antes de entrar en colisión e interacción con los núcleos atómicos. En este momento aún tiene la energía necesaria para expulsar un núcleo de su posición en una estructura cristalina y este adquiere, con la colisión, la velocidad suficiente para expulsar otros núcleos de su posición hasta que toda la energía se disipe.

El impulso que proporciona al núcleo original el desprendimiento de la partícula α es suficiente para perturbar otros núcleos atómicos del material. Dado que la velocidad con que retrocede el núcleo original es pequeña, comparada con la de la partícula α , consume la mayor parte de su energía perturbando otros átomos y no electrones. En consecuencia la mayor parte de los trastornos causados durante la interacción de la partícula α se deben al núcleo original en retroceso. En ambos extremos de la trayectoria de la partícula α , miles de átomos se ven perturbados. Casi toda la energía se pierde en forma de calor. Los trastornos y la excitación de la estructura se localizan tan intensamente que equivalen a decenas de miles de grados centígrados en el volumen perturbado. De acuerdo al tipo de material, estos trastornos se mantendrán permanentemente en la estructura o bien ésta retornará gradualmente, con el correr del tiempo, a su ordenamiento cristalino. De cualquier modo, casi toda la energía se transforma inmediatamente en calor.

Los trastornos causados por una partícula β son bastante similares a los que causa un rayo γ . Interactúa con los electrones a lo largo de su trayectoria sin alterar los átomos, salvo por las perturbaciones que introduce en las uniones entre ellos, causando así posibles reordenamientos químicos. Pierde toda su energía en la estructura electrónica circundante acelerando los electrones, a excepción de una cantidad insignificante que será empleada en el calentamiento de la estructura. Vemos así que todas las desintegraciones radiactivas tienen, eventualmente, como resultado, la provisión de calor al material circundante. La cantidad de calor liberada puede calcularse a partir de la energía conocida de las distintas partículas y radiaciones. De esta manera podemos llegar a decir que los procesos radiactivos cambiaron profundamente el carácter de la Tierra contribuyendo a lo largo del tiempo a transformarla en un lugar habitable.

Sin el calor proveniente de la radiactividad es proba-

ble que no hubiéramos tenido atmósfera, ni océanos.

En realidad es posible que la Tierra hubiera sido una desnuda superficie rocosa similar a la Luna, abrasada por el Sol durante el día y congelada durante la noche. Durante el desarrollo de nuestro planeta, grandes cantidades de energía se emplearon continuamente en la construcción de montañas, en el vulcanismo y otras actividades que formaron los continentes, los océanos y la atmósfera. Salvo para procesos de acción superficial, impulsados por el calor solar, la energía procede del interior de la Tierra. Al tratar de explicar el origen de esta energía térmica debemos considerarnos fuentes principales: el calor heredado de la formación de la tierra el calor generado por la desintegración de los elementos radiactivos.

Principales elementos productores de calor

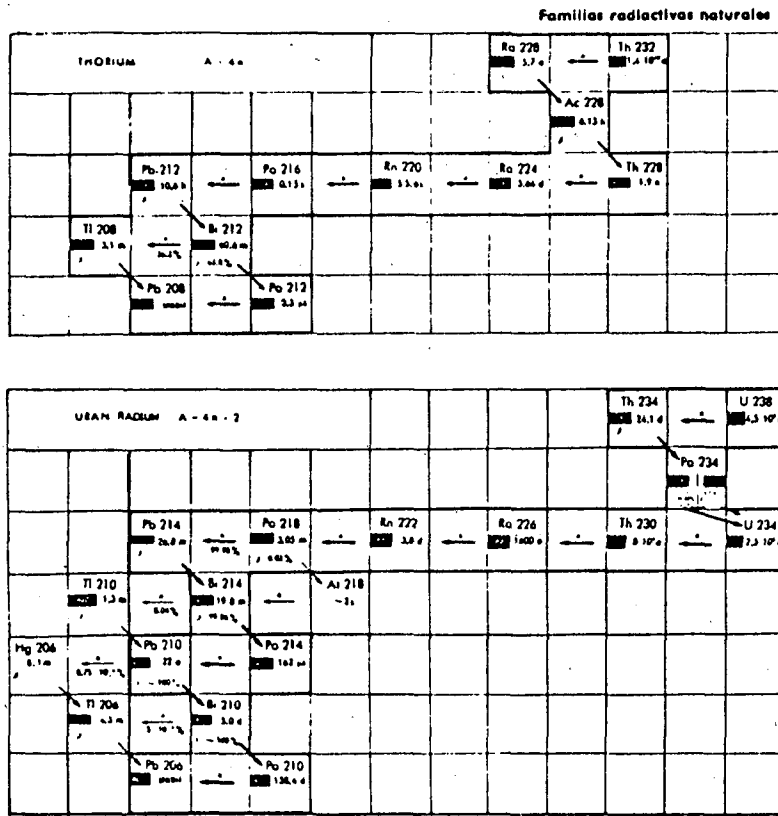
Analicemos ahora la cantidad de calor que desprenden los elementos radiactivos. El uranio se desintegra pasando por diversos estados, hasta formar un producto final estable, el plomo. (ver series radiactivos)

A medida que sufre las sucesivas transformaciones, que conduce al producto final estable, el isótopo U-238 desprende ocho partículas α y también numerosos rayos γ y partículas β . Sumando la energía de todas estas partículas y rayos emitidos, encontraremos que cada átomo de U-U-238 que se desintegra hasta formar un átomo de Pb-206, libera un total de 47,4 Mev de energía.

Dado que un meV es equivalente a $3,83 \times 10^{-14}$ calorías, puede calcularse que 1 g de uranio en equilibrio con sus productos de desintegración, desprenderá constantemente 0,71 calorías/año. Del mismo modo puede calcularse que el isótopo U-235, con el que se hacen bombas atómicas, desprende 4,3 calorías por gramo y por año cuando está en equilibrio con sus productos de desintegración. El torio y su serie desprenden 0,20 calorías por gramo de Th y por año. El único elemento importante como productor de calor que resta es el isótopo del potasio, el K-40, que desprende partículas β y rayos γ a una velocidad que produce 27×10^{-6} calorías por gramo de potasio y por año.

El contenido de estos elementos en las rocas graníticas de tipo medio es, aproximadamente, 4 ppm de U; 14 ppm de Th y 3,5% de K, produciendo μ cal por gramo y por año. En las rocas volcánicas el contenido medio es 0,6 ppm de U; 2 ppm de Th y 1% de K. El resto de las rocas que componen la mayor parte de la corteza producen algo menos de calor que los granitos y se calcula que el término medio de las rocas de la corteza producen cerca de 2μ cal por gramo y por año.

Si se mide el flujo calórico y se calcula la conductividad térmica de los materiales de la corteza (k) y de los que están por debajo de ella, es posible apreciar el aumento de la temperatura con la profundidad. Podemos ver, por



ejemplo, que cerca de la superficie terrestre el flujo calórico es $1,2 \times 10^{-6}$ calorías/cm².seg y, utilizando el valor de conductividad media de las rocas sedimentarias igual a 4×10^{-3} calorías/cm.seg, calculemos el gradiente geotérmico G:

°C. cm.seg

$$G = \frac{1,2 \times 10^{-6}}{4,3 \times 10^{-3}} = 3 \times 10^{-4} \text{ °C/cm} \equiv 30 \text{ °C/km}$$

valores que están de acuerdo con lo observado en minas y pozos hasta 2 ó 3 km de profundidad.

Pero si no hubiera radiactividad en las rocas de la corteza, los gradientes de temperatura observados en la superficie requerirían que el manto se encontrara fundido a bajas profundidades, lo que no está de acuerdo con la conocida estabilidad geológica de la corteza. Esto nos indica que los componentes radiactivos de la Tierra están en gran parte concentrados en las capas próximas a la superficie de la Tierra.

Para reafirmar lo recién visto, se calculó en base a numerosos experimentos la radiactividad de las rocas de montaña y su generación de calor; la densidad volumétrica de las fuentes térmicas (A), siendo $1,3 \times 10^{-12}$ calorías/cm³.seg (teniendo en cuenta para ello, solamente, el calor que desprenden el U, Th y K conjuntamente con sus productos de desintegración).

Si ahora suponemos que los elementos radiactivos se encuentran homogéneamente distribuidos y resolvemos la ecuación de la conducción del calor, se obtiene un valor

de gradiente geotérmico demasiado elevado. La cantidad de calor que se desprende en todo el globo terrestre durante la unidad de tiempo es:

$$Q = \frac{4}{3} \pi R^3 A$$

Si la Tierra no se calentara por el calor radiactivo, el flujo calórico a través de la unidad de superficie sería:

$$q = kG \text{ (en la superficie terrestre)}$$

donde:

$$q = \frac{Q}{4 \pi R^2}$$

$$R = \text{radio terrestre} = 6,3 \times 10^3 \text{ km}$$

Aplicando lo anterior, se llega a que:

$$G = \frac{AR}{3k} \cong 6,8 \times 10^{-2}$$

De este modo, el gradiente geotérmico, calculado bajo la hipótesis de que la distribución de los elementos radiactivos es constante y que la Tierra no se calienta por la desintegración radiactiva, supera en dos órdenes al valor observado del coeficiente geotérmico.

Si eliminamos la hipótesis de la constancia de la distribución de los elementos radiactivos y aplicamos que están distribuidos en una capa de espesor H, en la superficie

terrestre:

$$G = \frac{A \cdot H}{k}$$

podemos calcular el valor H, usando el G medido en la superficie terrestre; por lo tanto $H \cong 10$ km.

Por último, a partir de las cifras dadas anteriormente puede calcularse que las capas superiores de la corteza continental media producen cerca de 5×10^{13} calorías por cm^2 y por segundo. Esto es casi la mitad del calor que fluye hacia la corteza, lo que indica que sólo la mitad proviene de capas más profundas.

Llegamos así a dos conclusiones importantes. En primer lugar, sólo se pierde una parte muy pequeña del calor

original almacenado en la Tierra desde su formación y, por lo tanto, si el planeta se enfría, no lo hace a velocidad apreciable. En segundo lugar, llegamos a la conclusión de que la mayor parte del calor de la Tierra proviene de las desintegraciones de los elementos radiactivos y, puesto que casi todas las desintegraciones se producen en regiones cercanas a la superficie de la Tierra, es razonable suponer que los elementos radiactivos alcanzaron esta posición mediante algún proceso radiactivo que alteró su distribución, presumiblemente homogénea en la época de origen de la Tierra. Hasta el día de hoy no existe ninguna explicación física que permita establecer la ley de disminución de la concentración de los elementos radiactivos con la profundidad.

NOTA DEL AUTOR:

Agradezco al Lic. Héctor Bruno, Jefe de Emergencias de la Gerencia de Protección Radiológica y Seguridad Nuclear de la C.N.E.A., su valiosa colaboración para la confección del presente artículo.

BIBLIOGRAFIA

- Curso de Protección Radiológica y Seguridad Nuclear. CNEA-Fac. de Ingeniería (UBA), 1982.
TIJONOV, A. y SAMARSKY, A., *Educciones de la Física-Matemática*. MIR (Moscú), la ed. española, 1980.
SEELMAN, EGGERBERT, PFENNING y MUNZEL. *Tabla de Nucleidos*. Karlsruhe (Alemania), 4a. ed., 1978.
KAPLAN, I. *Física Nuclear*. Aguilar (Madrid), 3a. ed., 1970.
FAUL, N.Y., *Nuclear Geology*. John Wiley and Sons, 1958.



CURIOSIDADES MATEMATICAS

Eduardo N. Cozza

Para ir pensando:

- 1) Con 4 puntos formar, cuatro triángulos que no tengan área en común.
- 2) Me acabo de comer la mitad del tercio restante de torta que sobró al comer la octava parte de la mitad del tercio que se comió al principio. Lo que yo comí tiene la misma masa que una de las cuatro manzanas especiales que hay en un cajón de 2 kg de tara y de 6 kg lleno de la fruta. Las manzanas especiales se caracterizan de las normales por tener el mismo volumen pero pesan 40 g de más. Si la relación de masas entre manzanas especiales/manzanas normales es 0,25. ¿Cuál era el peso inicial de la torta?