

Vida media del ^{40}K

María Soledad Nakwacki
sole@agro.uba.ar

Laboratorio 5 - Dpto. Física - UBA 2002

Mónica Agüero
monagu07@yahoo.com.ar

Resumen

Mediante el siguiente experimento de espectroscopia gamma se estimó la vida media de un isótopo natural, ^{40}K , obteniendo como resultado $(1,34 \pm 0,22) \cdot 10^9$ años. Dicho valor se encuentra dentro del rango de valores aceptados para la misma que ronda en los $1,26 \cdot 10^9$ años.

El experimento se llevó a cabo utilizando un detector de NAI dopado con talio y muestras de KCl de distintas masas, calculando la actividad para cada una de ellas.

1. Introducción

En la naturaleza, la materia – ya se trate de agua, de gases, de rocas, de seres vivos – esta formada por moléculas que son combinaciones de átomos. En ciertos átomos, el núcleo al transformarse emite radiaciones que transportan energía, manifestando de esta manera la radioactividad del átomo.

La radioactividad es un proceso en el cual un núcleo atómico inestable decae por medio de la emisión de partículas α , β o por captura electrónica (CE). Es decir que la radioactividad es la transformación espontánea de los isótopos inestables de un elemento en isótopos de otro elemento acompañado de la emisión de ciertas partículas. Después del decaimiento el átomo puede quedar excitado, es decir, con mayor energía que la que necesita para encontrarse en su estado base. Esta energía extra es liberada emitiendo rayos γ característicos del núcleo.

El mundo es altamente radioactivo, del total de la radiación que recibimos anualmente, el 82% es de origen natural y solo el 18 % es producido por el hombre. La radioactividad natural esta compuesta por el 55% de gas radón, el 8% de fuentes cósmicas y radiaciones solares, otro 8% de fuentes terrestres (uranio y torio) y el 11% del ^{40}K interno de los seres vivientes.

Los métodos de fechamientos de rocas directo, se basan en la desintegración radiactiva de algunos isótopos. Conociendo la tasa de desintegración radiactiva y la abundancia de los elementos padre e hijo en las rocas. El geocronometro de KAr es uno de los mas usados para fechar rocas volcánicas, plutónicas, metamórficas y algunos minerales sedimentarios. La tasa de desintegración del ^{40}K permite utilizar este reloj para determinar un amplio rango de edades, desde rocas muy jóvenes de menos de 1 millón de años, hasta rocas que se formaron en las etapas iniciales de la consolidación de nuestro planeta tierra hace aproximadamente 4,500 millones de años.

Sobre la base de técnicas de detección y análisis de rayos γ se desea determinar la vida media del ^{40}K que emite una línea característica de $E_\gamma = 1461 \text{ keV}$. Su abundancia relativa es 0.012% con respecto a los otros isótopos del K y su vida media de $1.26 \cdot 10^9$ años decayendo en Ca 40 con un 89% de probabilidad (decaimiento beta) y en 40 Ar con un 11% (CE), ambos estables.

La energía de los rayos γ depende de los niveles energéticos internos que son diferentes para todos los núcleos. El comportamiento del núcleo se estudia dentro del campo de la mecánica cuántica lo que impide predecir el instante en el que el núcleo decae y solo es posible hablar en términos de la probabilidad de decaimiento por intervalo de tiempo. Si se considera que la probabilidad de que un núcleo decaiga por alguno de los tipos de emisión ya mencionados en un intervalo de tiempo dt , ésta es proporcional al intervalo de tiempo, esto es $\lambda \cdot dt$, donde λ es la constante de decaimiento. Entonces se tiene que la cantidad de núcleos inestables de que decaen en un intervalo de tiempo dt es

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt \quad (1)$$

donde el signo negativo se introduce porque el número de núcleos se irá reduciendo. Al resolver la ecuación diferencial se obtiene

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

donde N_0 es el numero inicial de átomos. Esta ecuación es conocida como “Ley de decaimiento radiactivo”.

También se ha observado que la mayoría de los núcleos pueden decaer por tipos de emisión diferente, es decir, tienen cierta probabilidad de decaer por partículas α , cierta probabilidad de decaer por partículas β y cierta probabilidad de decaer por CE. entonces la probabilidad de que decaiga en un intervalo de tiempo dt es

$$\lambda_1 dt + \lambda_2 dt + \dots + \lambda_n dt = \sum_i \lambda_i \quad (3)$$

donde λ_i es la constante asociada al tipo de decaimiento.

Haciendo

$$\lambda_t = \sum_i \lambda_i \quad (4)$$

la ecuación de decaimiento queda

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_t t} \quad (5)$$

A partir de esta ecuación se pueden definir una serie de parámetros para describir el comportamiento radiactivo. La vida promedio, $\tau = 1/\lambda_t$, es el tiempo en el cual el número de átomos es igual a N_0 y la vida media $T_{1/2}$ es el tiempo que tarda en reducirse el número de átomos a la mitad de su número inicial. Esto es $N = N_0 / 2$ entonces se obtiene

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda_t} = \tau \cdot \ln(2) \quad (6)$$

La actividad $A(t)$ se define como el número de desintegraciones que ocurren por unidad de tiempo, es decir

$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda_t N(t) = \left[\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \right] N(t) \quad (7)$$

La ecuación (5) se puede escribir como sigue

$$N(t) = N(^{40}\text{K}) = \frac{q(^{40}\text{K}) N_a m_{\text{KCl}}}{M_{\text{KCl}}} \quad (8)$$

en donde $q(^{40}\text{K})=0,00012$ es la fracción del ^{40}K en el potasio natural, N_a es el número de Avogadro, m_{KCl} es la masa del KCl y $M_{\text{KCl}}=74,555$ gr es su masa molecular.

De las ecuaciones (7) y (8) la vida media del ^{40}K se expresa

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2) \cdot q(^{40}\text{K}) \cdot N_a}{M_{\text{KCl}}} \cdot \frac{1}{B} \quad (9)$$

donde B representa la pendiente del gráfico de la actividad en función de la masa.

2. Desarrollo experimental y resultados

Para estimar la vida media del ^{40}K se montó el dispositivo experimental como se muestra en la Figura1. La fuente radioactiva emite rayos γ que son absorbidos por un detector de tipo centellador inorgánico de Yoduro de Sodio dopado con Talio (NaI(Tl)). Su funcionamiento se basa en la excitación de cristales que liberan la energía emitiendo fotones de menor energía, pero proporcional al fotón γ que incide en ellos. Este fotón de menor energía puede liberar electrones de metales por medio de efecto fotoeléctrico. Estos electrones liberados son acelerados por medio de fuertes diferencias de potencial hasta que colisionan con otros electrones en otra placa metálica liberándolos de sus átomos. Estos electrones liberados son nuevamente acelerados hacia otra placa metálica y repiten el efecto. Dicho proceso se repite varias veces en los dinodos (placas metálicas colocadas a diferencias de potencial) donde los electrones colisionan y se desaceleran. Al sistema en conjunto se lo llama fotomultiplicador. Al finalizar el proceso se libera un pulso electrónico en una resistencia a la salida causado por todos los electrones arrancados en los dinodos. Dichos pulsos son proporcionales a la energía de los rayos γ los cuales son amplificados y analizados por un multicanal que los convierte en números digitales (número de canal). Cuando un pulso llega al multicanal éste mide su tamaño y lo cuenta con todos los pulsos que se encuentran dentro del mismo rango de tamaño para ese canal. Entonces

el multicanal lo que hace es un histograma del tamaño de los pulsos que llegan a éste con el programa PCA. Como el tamaño del pulso generado en el detector está relacionado con la energía del rayo γ que lo produjo, se puede hacer una correlación entre ellos, entonces el histograma obtenido por el multicanal se convierte en un espectro de energía de los rayos γ que incidieron en el detector.

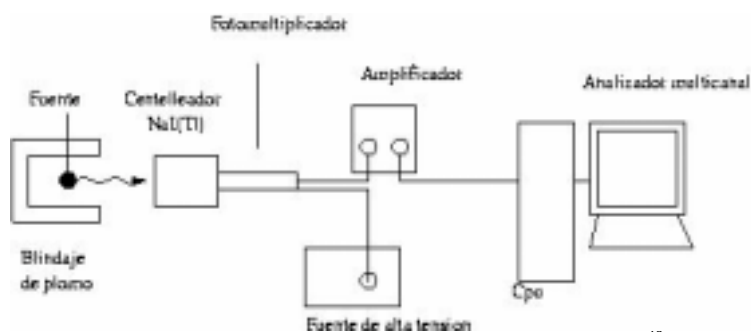


Figura1: Configuración básica para determinar $T_{1/2}$ del ^{40}K

Para obtener la correlación entre el tamaño del pulso y la energía del rayo γ que lo produce se calibro experimentalmente el detector. Para ello utilizamos isótopos de Co (1332,5 KeV, 1173KeV) y de Bi (569.5KeV) los cuales tienen líneas conocidas y están dentro del rango de energías de interés. A partir de los espectros de los elementos anteriores se determinaron los canales correspondientes a los picos. A su vez estos picos tienen asociados ciertas energías, entonces se pueden expresar los canales en función de la energía.

Así mismo se selecciono la geometría para ubicar las muestras la cual fue respetada durante todas las mediciones.

Para determinar $T_{1/2}$ del ^{40}K se empleó como fuente KCl de distintas masas colocadas a 7 ± 0.2 cm del detector. Para cada una de ellas se midieron sus espectros. Como sus masas oscilaron entre los $3,57 \pm 0,01$ gr y los $37,35 \pm 0,01$ gr, los tiempos de medición fueron distintos dado que las más pequeñas emiten menos radiación que las mayores, asignándoles a las muestras de mayor masa un tiempo de una hora y a las de menor masa un tiempo de 1 día aproximadamente. En la Figura2 se representa el espectro de una muestra de KCL de 31.89 gr. observándose un pico con una energía cercana a los 1461 KeV, conocida como fotopico, asociada a la energía de radiación γ del ^{40}K .

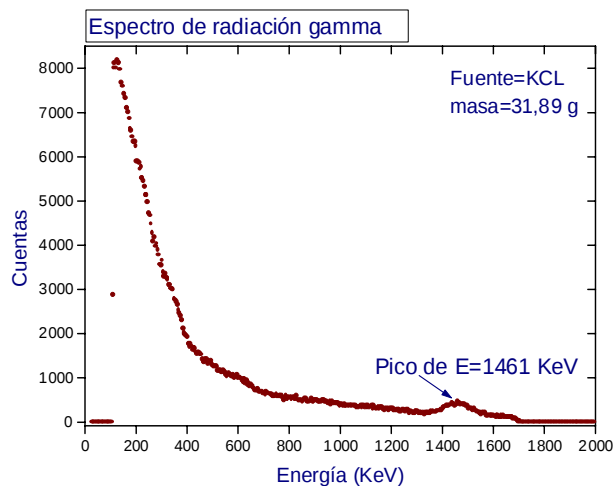


Figura2: Espectro de radiación γ para una muestra de KCl de 31,89 gr.

Los espectros que se obtienen cuando se coloca una muestra de KCl no solo corresponden a los rayos γ de dichas muestras sino que cuentan con una contribución asociada a la radiación de fondo que puede provenir de la tierra, el aire, alimentos e incluso de seres humanos actuando como fuentes de ^{40}K . Por ello se realizó una medición de la radiación de fondo, es decir, sin colocar ninguna muestra frente al detector durante cinco días. Éste espectro se expone en la Figura3 en donde se encontró un fotopico alrededor de 1461 KeV,

comprobando de esta manera que el entorno del lugar donde se efectúan las mediciones introduce cambios en las mismas.

Además se puede observar un pico pronunciado a bajas energías, este efecto corresponde a la dispersión de los fotones emitidos por la muestra con el entorno.

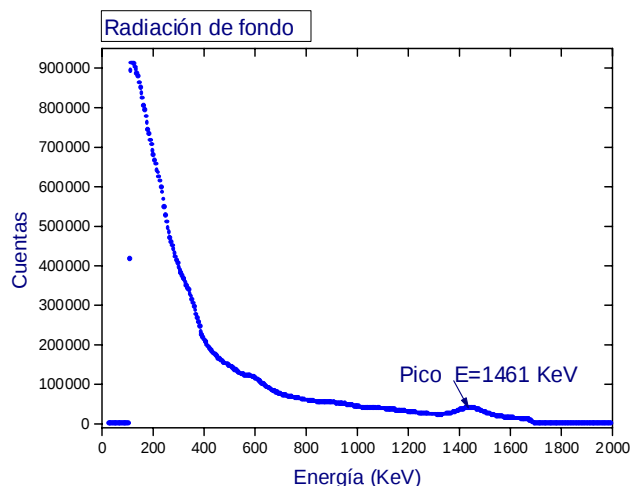


Figura3: Espectro de la radiación de fondo

Una vez obtenidos los espectros se calculo la actividad $A(t)$ experimentalmente como se muestra a continuación

$$A(t) = \frac{cps}{\epsilon p(\gamma)} \quad (10)$$

en donde cps representa las cuentas por segundo y se calcula como el área del fotopico dividido el tiempo total de medición. $\epsilon=0.016$ corresponde a la eficiencia del fotopico absoluta del detector¹ y $p(\gamma)=0.1$ es la fracción de rayos γ de 1461 KeV emitidos por cada decaimiento del ^{40}K . A las actividades asociadas a las muestras de KCl se les restó la actividad de la radiación de fondo y luego se las graficó en función de las masas (ver Figura4).

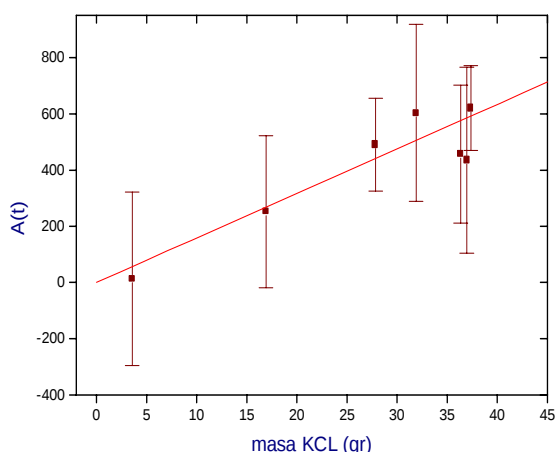


Figura4: Actividad en función de la masa de las muestras. La curva roja corresponde al ajuste lineal.

De esta manera la recta que mejor ajusta los datos pasa por el cero, el valor de la pendiente es $B=15,85 \pm 2,3$ gr/seg y el factor de correlación es $R=0,92$. Reemplazando los datos y el valor de la pendiente en la ecuación (9) se concluyo que la vida media del ^{40}K es $T_{1/2}=(1,34 \pm 0,22) \cdot 10^9$ años.

¹ Detalles con respecto al cálculo pueden obtenerse en www.fisicarecreativa.com, archivo: eficienciaNaI.xls

También se calculo la actividad específica A_{esp} que se define como la actividad por unidad de masa

$$A_{esp} = \frac{A(t)}{m_{KCL}} \quad (11)$$

En la Figura5 se presenta un gráfico de la A_{esp} en función de las masas de las muestras. Luego de un ajuste lineal se encontró que la ordenada al origen $A=34,15 \pm 0,02$, la pendiente toma el valor de $B=-0,51 \pm 6,66E-4$ y el factor de correlación es $R=-0,245$. La razón por el cual la pendiente toma un valor negativo distinto de cero está íntimamente relacionado con el efecto de autoabsorción. En ausencia de autoabsorción se espera que la pendiente de la recta sea nula. Además se observa que dicho efecto se hace más significativo a medida que aumenta la masa de la muestra.

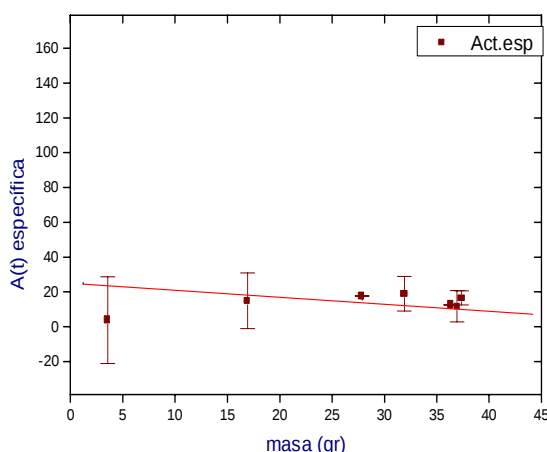


Figura5: Actividad especifica en función de la masa. La curva roja corresponde al ajuste lineal de los datos.

Conclusión

La vida media del ^{40}K calculada en esta experiencia $T_{1/2}=(1,34 \pm 0,22) \cdot 10^9$ años se encuentra dentro del rango de valores aceptados para la misma que es de los $1,26 \cdot 10^9$ años.

Es importante destacar que la principal fuente de incerteza se encuentra en la determinación de las áreas de los fotopicos.

Para optimizar las mediciones se recomienda que el tiempo de recolección de datos para cada masa sea grande, esto dependerá del tipo de detector que se emplee y de las condiciones del laboratorio (radiación de fondo). De esta manera los fotopicos estarán mejor definidos y en consecuencia disminuirá la incerteza asociada al cálculo de su área.

En los espectros de radiación γ se observa un pico a bajas energías alrededor de los 100 KeV conocido como pico de retrodifusión o backscattering, está formado por aquellos fotones que han sufrido una interacción Compton con las paredes del blindaje, han sido dispersados con un ángulo cercano a los 180 grados y dejan toda su energía en el detector.

El conocimiento de la vida media de diversos elementos permite fechar objetos muy antiguos de gran interés por ejemplo la datación de fósiles. Estos procesos se basan en la radioactividad de algunos materiales que se depositan al mismo tiempo que los organismos. Estos materiales se desintegran a un ritmo conocido, y se transforman en otras sustancias. Estudiando las dos sustancias se puede calcular la edad en millones de años. El ^{40}K se utiliza para medir objetos de más de 1.000.000 años de antigüedad.

Referencias

1. Guía de Laboratorio 5: Vida media del ^{40}K , Física re-creativa, Prencite Hall, Buenos Aires, 2001.
2. "A Laboratory Experiment for determining the partial half-life of ^{40}K for beta emission", K. Gopal, Am J. Phys. **40** pag. 721 (1972).
3. www.fisicarecreativa.com

4. Subatomic Physics, H. Frauenfelder, E. Henley, Prentice Hall, 2da edición pag. 50.
5. Introduction to Nuclear Physics, H. Enge, Addison-Wesley Publishing Company, pag 223-226.

Apéndice A: Eficiencia de un detector

Cuando una fuente radiactiva se encuentra en los alrededores del detector, éste solo capta la fracción de rayos γ que incide sobre él, por lo que si se desea saber la actividad total de la fuente se debe calcular que fracción de todos los rayos γ emitidos pueden ser capturados por el detector. Además de saber la fracción de rayos γ que inciden sobre el detector se debe identificar la fracción de rayos γ que el detector puede capturar sobre el total de rayos que inciden. Esta fracción depende de la energía de los rayos, ya que, rayos con mayor energía serán más difíciles de capturar pues hay menos electrones que pueden oscilar a altas frecuencias y absorber la energía del rayo.

Supongamos que la fuente tiene una tasa de decaimiento $\dot{N}(t)$ donde $\dot{N}(t) = \frac{dN}{dt} = A(t)$ y $A(t)$ representa la actividad definida como:

$$A(t) = A(t_0) \cdot 2^{-(t-t_0)/T_{1/2}} = A(t_0) \cdot e^{-\lambda(t-t_0)} \quad \text{y} \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

Si dicha fuente, con una vida media $T_{1/2}$ conocida, fue calibrada con anterioridad entonces se tiene como dato la actividad en ese instante, esto es $A(t_0) \pm \Delta A(t_0)$ y por lo tanto se puede calcular $A(t)$ en el momento de realizarse la medición.

Cuando la fuente decae, lo hace a distintos estados entonces se define intensidad absoluta ($I\gamma_i\%$) como la cantidad de rayos γ de una dada energía por cien decaimientos del padre.

Si el rayo de interés es $E\gamma_i$, el número total de rayos que inciden sobre el detector con esa energía será:

$$N\gamma_i = \int_0^{T_{med}} \frac{dN\gamma_i}{dt} dt \quad \text{y} \quad \frac{dN\gamma_i}{dt} = I\gamma_i\% \cdot A(t)$$

donde T_{med} es el tiempo de medición.

Y la eficiencia se define como el área de un pico dado del espectro ($A\gamma_i$) durante el tiempo de medición sobre el número total de rayos que inciden sobre el detector que producen dicho pico ($N\gamma_i$):

$$\varepsilon(E\gamma_i) = \frac{A\gamma_i}{N\gamma_i}$$

Apéndice B: Estimación del error del área del fotopico

Una estimación del error del área del fotopico se obtiene a partir de la siguiente relación

$$Error = 3 \cdot \sqrt{A_{H/2}}$$

$A_{H/2}$ es el área bajo el pico limitado por $E_0 - \sigma/2$ y $E_0 + \sigma/2$, donde E_0 es el centroide, H es la altura del fotopico y σ es el ancho del mismo a una altura igual a $H/2$.

